

**UNIVERSITE CLAUDE BERNARD
LYON I**

FACULTE DES SCIENCES DE LA DOUA
43 Boulevard du 11 novembre 1918
69622 VILLEURBANNE Cedex

THESE DE DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Nabil GHODBANE

pour obtenir le grade de docteur de l'Université Claude Bernard de Lyon I

**Recherche de sélectrons et de smuons
dans l'expérience DELPHI au LEP**

Soutenue le 17 Avril 2000
devant la Commission d'Examen:

M. A.	DJOUADI	Rapporteur
M. J-F.	GRIVAZ	Rapporteur
M. S.	KATSANEVAS	Directeur de thèse
M. M.	KIBLER	
M. S.	POKORSKI	
M. F.	RICHARD	Président du jury
M. M.	WINTER	

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma plus profonde gratitude à *Stavros Katsanevas*, pour ces quatre années de collaboration étroite et pour l'intérêt qu'il a porté à l'avancée de mes travaux. Je lui suis reconnaissant de m'avoir appris comment doit travailler un physicien. Ses conseils amicaux m'ont permis, quelles que soient les difficultés rencontrées, de toujours avancer dans le sujet sans perdre pied. Je le remercie pour la qualité de son encadrement et pour avoir favorisé ma participation aux écoles et aux ateliers de travail.

J'exprime ensuite mes plus sincères remerciements aux différents membres du Jury. Je remercie tout d'abord les deux rapporteurs de ce mémoire, *Abdelhak Djouadi* et *Jean-Francois Grivaz*. Je les remercie pour leur patience ainsi que pour leur lecture attentive du manuscrit. Je remercie également *Marc Winter* qui, par une lecture attentive et par ses remarques, m'a permis d'améliorer le contenu de ce mémoire. Je tiens ensuite à remercier *Stefan Pokorski*, d'avoir accepté de participer au jury de thèse et pour ses remarques sur le mémoire. Je souhaiterais également remercier *Francois Richard*, qui a accepté de présider le jury de thèse.

Je remercie enfin *Maurice Kibler* qui a aimablement accepté de faire une première lecture de ce manuscrit et avec lequel j'ai eu un immense plaisir à collaborer pendant mon stage de D.E.A. ainsi qu'au début de ma thèse. J'ai pu apprécier sa grande expérience et je l'en remercie.

Durant cette thèse, j'ai eu quelques petits ennuis avec l'administration helvétique. Sans l'aide de Messieurs *Jean Eudes Augustin*, *Stavros Katsanevas* et *Georges Stassinakis*, ces petits soucis ne m'auraient pas permis de terminer ma thèse dans de bonnes conditions. Je les remercie du fond du coeur pour le soutien et pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans cette épreuve.

Je remercie ensuite *Jean Eudes Augustin* et *Yves Déclais* pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans d'excellentes conditions à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Je remercie également *Jean Paul Martin* et *Gérard Smadja* pour leurs conseils avisés et pour l'intérêt qu'ils ont porté à l'avancée de mes travaux.

Je remercie ensuite *Imad Laktineh* avec lequel j'ai eu un immense plaisir à collaborer pour l'étude des effets dus aux phases supersymétriques. Par ailleurs, je tiens à remercier *Pierre Antilogus* ainsi que *Laurent Mirabito* pour leurs réponses claires et précises à mes questions stupides (mais nécessaires) sur le détecteur DELPHI, sur l'analyse des données et pour leurs critiques constructives. Je tiens également à les remercier pour l'effort qu'ils ont consacré pour la mise en œuvre d'outils qui ont simplifié la vie à de nombreux doctorants.

Je remercie ensuite *Rémi Barbier* pour son aide très appréciable lorsque j'ai commencé l'analyse des données de DELPHI, pour sa disponibilité constante ainsi que pour l'ambiance chaleureuse qu'il a su créer durant ces quatre années. Je remercie également *Morgan Lethuillier*, jeune recrue, qui très vite est devenu un véritable ami. Je le remercie pour sa joie de vivre, ses cours sur le vin Français, ainsi que pour la qualité de sa collaboration sur l'analyse staus que nous avons entamé ensemble. Je remercie ensuite *Per Jonsson*, *Patrice Verdier*, ainsi que *Arnaud Duperrin* du groupe DELPHI de Lyon pour les nombreuses discussions, toujours constructives, sur les méthodes d'analyse ainsi que sur les accords entre les données et la simulation, hantise de tout doctorant.

Je remercie *Emanuelle Perez* avec laquelle je travaille depuis maintenant deux ans sur le générateur Monte Carlo SUSYGEN. Je tiens également à remercier *Gregory Moreau* qui a patiemment contribué à l'amélioration de ce programme en signalant les erreurs qui s'y étaient glissées. Je remercie également *Janusz Rosiek* de l'université de Varsovie et *Gudrid Moortagt-Pick* de DESY pour les comparaisons que nous avons faites ainsi que pour la qualité de mon séjour à DESY Hambourg.

Je souhaiterais ensuite remercier les personnes qui m'ont aidé à trouver les travaux dirigés et les travaux pratiques dans le cadre de mon monitorat: je pense plus particulièrement à *Houmani El Mamouni*, *Stephane Perriès*, *Rémi Barbier* et *Laurent Ducroux*. Celà a été réellement un plaisir pour moi que de travailler avec eux.

Je remercie mes deux grands amis, les deux Messieurs SUSY de l'expérience L3, *Borhan Tellili* et mon vieux camarade de faculté et de route, *Gérald Grenier*. Nos chemins se séparent ici mais comme chacun sait, le monde de la physique est *un tout petit monde*¹

Je remercie ensuite le service de documentation et le secrétariat, je pense notamment à *Lucille Chosson*, *Andrée Ducloux* et *Sylvie Florès*.

Je remercie également tous les chercheurs et doctorants que j'ai cotoyés durant ces trois années: *Steve Muanza*, *Yannick Arnoud*, *Laurent Lugnier*, *Jacques Marteau*, *Laurent Simard*, *Gareth James Hughes*, *Reynald Pain*, *Mickael Berggren*, *Arnaud Balandras*, *Foued Gharbi*, *David Bouvet*, *Julien Donini*, *Éric Simon*, *Christophe Martin*, *Eric Chabanat*, *Francois Gierès*, *Xavier Artru*, *Maurice Giffon*, *Patrice Lebrun*, *François Zach*, *Yann Benhammou*, *Bernard Ille*, *Pierre Depasse* et *Jean Pierre Ernenwein* et *Suzanne Gascon*.

Je n'oublierai pas les demoiselles. Je remercie *Sophie Gamblin*, *Gaëlle Carlot*, *Esther Ferrer*, *Christelle Guillermier*, *Nadège Bufforn*, *Clotilde Gaillard*, et *Karine Poulard*.

Enfin, je pense très fort à mes deux frères *Aboubakeur* et *Abdelbasset*, à mes trois soeurs, *Taos* l'ainée, *Himama* la sage, future footballeuse professionnelle, et la petite dernière *Dounia-Zihouana* plus connue sous le nom petit poussin, à mon père *Moussa* et à ma mère *Louisa*.

Enfin pour conclure, je me suis permis de vous faire partager le merveilleux poème **Die Lorelei** de Heinrich Heine (1779-1856). Oui, admirez Lorelei, cette femme tellement belle mais également terriblement fatale pour tout homme qui, de loin, l'aperçoit.

Simplement, Merci.

1. Je fais référence ici au magnifique ouvrage de David Lodge, *Un tout petit monde*, d'après les conseils de *Rémi Barbier*. À ne pas mettre entre les mains de n'importe quelle demoiselle, celà peut faire mal, très mal...

Die Lorelei

*Ich weiß nicht, was soll es bedeuten,
Das ich so traurig bin;
Ein Märchen aus alten Zeiten,
Das kommt mir nicht aus dem Sinn.*

*Die Luft ist kühl und es dunkelt,
Und ruhig fließt der Rhein;
Der Gipfel des Berges funkelt
Im Abendsonnenschein.*

*Die schönste Jungfrau sitzet
Dort oben wunderbar,
Ihr goldnes Geschmeide blitzet,
Sie kämmt ihr goldenes Haar.*

*Sie kämmt es mit goldenem Kamme,
Und singt ein Lied dabei;
Das hat eine wundersame,
Gewaltige Melodei.*

*Den Schiffer im kleinen Schiffe
Ergreift es mit wildem Weh;
Er schaut nicht die Felsenriffe
Er schaut nur hinauf in die Höh?.*

*Ich glaube, die Wellen verschlingen
Am Ende Schiffer und Kahn
Und das hat mit ihrem Singen
Die Lorelei getan.*

Heinrich Heine

Résumé

Dans cette thèse, nous traitons de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (MSSM).

Dans un premier temps, Nous analysons les conséquences de l'introduction des phases supersymétriques dans le MSSM. Nous examinons la stabilité des limites obtenues sans phases pour la recherche de charginos pour une énergie de 189 GeV par l'expérience DELPHI du LEP.

Ensuite, nous montrons l'importance des corrélations de spin pour l'extraction des paramètres du MSSM à partir des distributions angulaires des particules finales. Pour cela nous utilisons la méthode des amplitudes d'hélicité pour le calcul des sections efficaces associées à la production des particules supersymétriques.

Enfin, nous développons une analyse pour la recherche des partenaires supersymétriques des électrons et des muons (sélectrons et smuons) lors des collisions électron positron avec le détecteur DELPHI du LEP. Nous utilisons une méthode fondée sur un réseau de neurones pour extraire le signal (deux leptons acoplanaires de même saveur et de charges opposées) des processus issus du Modèle Standard (les processus W^+W^- et les processus à deux photons). L'analyse des données recueillies pour les énergies de collision de 184 à 202 GeV, soit une luminosité équivalente de 440pb^{-1} n'a montré aucune déviation significative par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Nous avons donc établi une limite inférieure sur la masse du sélectron et du smuon.

Mots clés: LEP, DELPHI, supersymétrie, phases supersymétriques, corrélations de spin, réseau de neurones, sélectron, smuon.

Abstract

The main topic of this Thesis is the minimal supersymmetric extension of the Standard Model (MSSM).

In the first part, we reanalyze the results of the chargino searches at LEP (on the basis of the DELPHI 189 GeV data sample) including the possibility of complex MSSM parameters. We study how they affect the present limits and how these limits are restored by the use of the experimental upper limit on the electric dipole moment of electron.

In the second part, we use the *Helicity Amplitude Method* for cross section calculation. With this technique, we evaluate the main supersymmetric particle production cross sections at leptonic colliders. We also show how the spin correlations are important when one attempts to evaluate the MSSM parameters, using the angular distribution of final particles.

In the last section, an analysis for selectron and smuon searches with the DELPHI detector at LEP is presented. To extract the selectron and smuon signal (two acoplanar electrons or muons of opposite charge) from the Standard Model background (W^+W^- and $\gamma\gamma$ processes), we develop an analysis based on a Neural Network for each selectron and smuon mass hypothesis. The analysis of data for a center of mass energy from 184 to 202 GeV, for an equivalent integrated luminosity of 440pb^{-1} , did not show any significant deviation of the number of events from the Standard Model predictions. This enables us to put a lower bound on the selectron and the smuon masses.

Key words: LEP, DELPHI, supersymmetry, supersymmetric phases, spin correlations, neural network, selectron, smuon.

**UNIVERSITE CLAUDE BERNARD
LYON I**

FACULTE DES SCIENCES DE LA DOUA
43 Boulevard du 11 novembre 1918
69622 VILLEURBANNE Cedex

THESE DE DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Nabil GHODBANE

pour obtenir le grade de docteur de l'Université Claude Bernard de Lyon I

**Recherche de sélectrons et de smuons
dans l'expérience DELPHI au LEP**

Soutenue le 17 Avril 2000
devant la Commission d'Examen:

M. A.	DJOUADI	Rapporteur
M. J-F.	GRIVAZ	Rapporteur
M. S.	KATSANEVAS	Directeur de thèse
M. M.	KIBLER	
M. S.	POKORSKI	
M. F.	RICHARD	Président du jury
M. M.	WINTER	

Table des matières

1	Introduction	3
2	Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal	5
2.1	Le Modèle Standard	5
2.1.1	Classification des différents champs de fermions	6
2.1.2	Lagrangien du modèle	6
2.1.3	Mécanisme de Higgs et génération des masses	8
2.2	Succès et problèmes du Modèle Standard	9
2.3	Les théories de grande unification	11
2.3.1	Le modèle de Georgi et Glashow	11
2.3.2	Modèle basé sur la symétrie $SO(10)$	13
2.4	Le problème de la masse du Higgs	14
2.5	Solution au problème de la masse du Higgs	15
2.6	Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal	16
2.6.1	Algèbre supersymétrique	17
2.6.2	Contenu en superchamps	17
2.6.3	De l'origine de deux doublets de Higgs	19
2.6.4	Lagrangien supersymétrique	20
2.6.5	Brisure de la supersymétrie	22
2.6.6	Le Modèle Supersymétrique Phénoménologique	23
2.6.7	Le Modèle de Supergravité Minimale	24
2.7	Le spectre de particules	25
2.7.1	Le secteur des Higgs	25
2.7.2	Les fermions scalaires	27
2.7.3	Les charginos	28
2.7.4	Les neutralinos	28
2.8	De la R-symétrie à la R-parité	31
3	Les phases dans le MSSM	35
3.1	Phases dans le modèle standard	35
3.2	Phases dans le MSSM	36
3.3	Contraintes sur les phases	37
3.4	Evolution des masses	39
3.5	Evolution des sections efficaces	46
3.5.1	Expression de la section efficace	46
3.5.2	Evolution de la section efficace	47
3.5.3	Rapports de branchement	51
3.6	Réexamen des exclusions à 189 GeV	52

3.7	Contraintes liées au moment dipolaire électrique	57
3.7.1	Contraintes liées à la largeur du Z^0	57
3.7.2	Contraintes liées au moment dipolaire électrique	58
3.8	Neutralinos	60
3.9	Conclusion	62
4	Méthode des amplitudes d'hélicité	65
4.1	Motivations	65
4.2	Méthode des amplitudes d'hélicité	67
4.2.1	La méthode	67
4.2.2	Fonctions B et fonctions Z	68
4.2.3	Procédure de calcul	69
4.3	Résultats: amplitudes	69
4.3.1	Production de sélectrons	70
4.4	Polarisation et corrélations de spin: neutralinos	74
4.4.1	Amplitudes de production	74
4.4.2	Amplitudes de désintégration	75
4.4.3	Section efficace	76
4.4.4	Effets de la polarisation	77
4.4.5	Effets des corrélations de spin	78
4.5	Polarisation et corrélations de spin: les charginos	85
4.5.1	Amplitudes de production des charginos	85
4.5.2	Amplitudes de désintégration des charginos	86
4.5.3	Section efficace	87
4.5.4	Effets de la polarisation des faisceaux	87
4.5.5	Effets des corrélations de spin	88
4.6	Polarisation et corrélations de spin: les staus	93
4.6.1	Production des staus	93
4.6.2	Polarisation du tau	95
4.6.3	Désintégration du tau en pion	96
4.6.4	Autres voies de désintégration du tau	99
4.7	Conclusion	101
5	Le détecteur DELPHI	109
5.1	Le collisionneur électrons-positons LEP	109
5.2	La luminosité au LEP	111
5.3	Le détecteur DELPHI	111
5.3.1	Les détecteurs pour la reconstruction de traces	112
5.3.1.a	Le détecteur de micro vertex	112
5.3.1.b	Le détecteur de trace sur l'avant (VFT)	113
5.3.1.c	Le détecteur interne	113
5.3.1.d	La chambre à projection temporelle	113
5.3.1.e	Le détecteur externe	115
5.3.1.f	Les chambres sur l'avant	115
5.3.2	Les chambres à muons	116
5.3.3	Les calorimètres électromagnétiques	117
5.3.3.a	Le calorimètre électromagnétique central	117
5.3.3.b	Le calorimètre électromagnétique avant (EMF ou FEMC)	117

5.3.3.c	Le calorimètre à petit angle STIC	118
5.3.4	Le calorimètre hadronique	118
5.3.5	Les détecteurs à effet Cherenkov	118
5.3.6	Le système de déclenchement de DELPHI	119
5.3.7	La reconstruction des événements	120
5.4	Identification des électrons	120
5.5	Identification des muons	122
6	Recherche de leptons scalaires	127
6.1	Processus de production et de désintégration des sleptons	127
6.2	Caractéristiques du signal	130
6.3	Les processus issus du Modèle Standard	134
6.3.1	Processus de bruit de fond	135
6.3.1.a	Processus à deux fermions	135
6.3.1.b	Les processus W^+W^- et Z^0Z^0	135
6.3.1.c	Les processus de production $\gamma\gamma$	136
6.3.1.d	Les autres processus de fond	137
6.3.2	Sections efficaces	137
6.4	La sélection des traces	141
6.5	Présélection des muons	141
6.6	Présélection des électrons	146
6.7	Recherche par réseau de neurones	152
6.7.1	Principe d'un réseau de neurones	152
6.7.2	Choix du réseau de neurones et des variables d'entrée	155
6.7.3	Entraînement du réseau de neurones	161
6.7.4	Optimisation du réseau de neurones	167
6.8	Résultats pour la recherche de sleptons	173
6.8.1	Efficacités sur le signal	173
6.8.2	Candidats smuons	175
6.8.3	Candidats sélectrons	175
6.9	Interprétation des résultats	179
6.10	Comparaison avec l'analyse par maximum de vraisemblance	179
6.10.1	Sélection des événements	179
6.10.2	Comparaison des candidats	180
6.11	Erreurs systématiques	183
6.11.1	Modélisation du signal: SPYTHIA/SUSYGEN	183
6.11.2	Accord données-Monte Carlo	183
6.11.3	Stabilité du réseau de neurones	183
6.12	Conclusion	183
7	Conclusion	187
A	Fonctions cinématiques B et Z	189
A.1	Fonctions B	189
A.1.1	Exemple	189
A.1.2	Formulaire	191
A.2	Fonctions Z	191
A.2.1	Formulaire des fonctions Z	192

B	Factorisation d'un espace des phases et intégration Monte Carlo	195
B.1	Introduction	195
B.2	Espace des phases	196
B.2.1	Etat à quatre particules	196
B.2.2	Etat à six particules	197
B.3	Intégration Monte Carlo	198
B.3.1	Le principe	198
B.3.2	Application au processus $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^0$	199
B.4	Conclusion	200

Chapitre 1

Introduction

La description des interactions fondamentales comme l'interaction électromagnétique, faible ou forte, repose actuellement sur le Modèle Standard, théorie dont les bases ont été finalisées à la fin des années 60. Toutes les prédictions de ce modèle ont été vérifiées auprès des collisionneurs comme le LEP ou SLC, par des mesures de précision des différents paramètres du modèle. Toutefois, ce modèle laisse de nombreux points sans réponse, comme l'origine du mécanisme de Higgs proposé pour générer les masses des bosons Z^0 et W^\pm et expliquer ainsi la portée finie de l'interaction faible, ou encore le problème lié aux corrections radiatives à la masse du Higgs divergentes quadratiquement. Les théories supersymétriques, dont les bases ont été posées au début des années 70, introduisent une symétrie d'un type nouveau entre les interactions fondamentales dont les vecteurs sont les bosons et la matière formée de fermions pour ce qui est des particules fondamentales. Elles permettent de résoudre certains problèmes associés au Modèle Standard dont notamment celui de la divergence quadratique des corrections à la masse du boson de Higgs.

Dans l'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard, le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, toutes les particules introduites par le Modèle Standard possèdent des partenaires supersymétriques avec des masses beaucoup plus grandes, signe que la supersymétrie n'est pas une symétrie exacte. Ce sont ces particules que l'on recherche activement depuis le début des années 80, pour l'instant sans succès.

Le travail présenté ici s'intéresse à la production des partenaires supersymétriques des leptons, des leptons scalaires ou encore *les sleptons* auprès de DELPHI, l'une des quatre grandes expériences du collisionneur e^+e^- du LEP.

Dans le premier chapitre, après avoir décrit le Modèle Standard (secteur électrofaible et interactions fortes) et discuté ses problèmes, nous décrivons les théories de grande unification basées sur les deux groupes de symétrie SU(5) et SO(10). Après avoir fait apparaître les inconvénients de ces différents modèles, nous posons les bases du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) en spécifiant la structure issue de la théorie des groupes sous-jacente, les champs nécessaires pour la mise en oeuvre de cette théorie, la dérivation du lagrangien supersymétrique et le contenu en particules (physiquement observables) de cette théorie.

Dans un second chapitre, nous nous intéressons plus particulièrement au secteur des partenaires supersymétriques des bosons de jauge, les jauginos. Nous analysons les conséquences qu'aurait la prise en compte du fait que les paramètres du MSSM peuvent a priori être complexes. Pour cela nous étudions la stabilité des exclusions obtenues à partir de la recherche de charginos pour une énergie de 189 GeV dans le centre de masse par la collaboration DELPHI.

Ensuite, dans un troisième chapitre, nous nous intéressons aux effets des corrélations de spin dans

les états finaux associés aux processus de production et de désintégration des neutralinos et des charginos, les états de masse des partenaires supersymétriques des bosons de jauge et des champs de Higgs. Pour cela, nous utilisons une méthode élégante, *la méthode des hélicités*. Après avoir rappelé le principe de cette méthode, nous exprimons de manière systématique les amplitudes associées à la production et à la désintégration des sleptons et des jauginos. Ensuite nous exploitons ces calculs pour comparer les distributions angulaires des leptons produits de désintégration des charginos et des neutralinos dans le cas où les corrélations de spin sont prises en compte avec le cas où celles-ci sont négligées. Nous étudions également l'importance des corrélations de spin dans la désintégration du lepton tau produit de désintégration de son partenaire supersymétrique, *le stau*. Nous comparons les effets des corrélations de spin dans les différentes voies de désintégration pour différentes hypothèses sur la nature du *stau* et sur la nature du *neutralino*.

Ensuite nous passons à la recherche expérimentale des partenaires supersymétriques de l'électron, *le sélectron*, et du muon, *le smuon*. Le quatrième chapitre est consacré à la description du détecteur DELPHI utilisé pour réaliser l'étude expérimentale. Nous décrivons tout d'abord le collisionneur auquel appartient cette expérience, le LEP. Ensuite nous décrivons les différents sous-détecteurs constituant DELPHI. Enfin, nous décrivons comment les électrons et les muons sont identifiés.

Après la description du dispositif expérimental, nous exposons dans l'avant dernier chapitre notre analyse proprement dite pour la mise en évidence des *sélectrons* et des *smuons*. Après avoir décrit les caractéristiques des deux signaux que nous essayons de mettre en évidence, nous étudions les différents processus issus du Modèle Standard susceptibles de nous gêner dans notre recherche expérimentale. Ces processus sont essentiellement des processus à quatre fermions et deux photons. Nous présentons les différentes étapes que nous avons suivies pour avoir une bonne description des données recueillies auprès du détecteur DELPHI pour le canal électrons puis pour le canal muons. Une fois l'accord entre les données et les processus issus du Modèle Standard établi, nous présentons *la méthode des réseaux de neurones* que nous avons utilisée pour nos deux analyses. Nous décrivons le principe général d'un réseau de neurone, sa topologie, son entraînement et son utilisation. Après cela, nous expliquons comment nous avons appliqué le réseau de neurones pour notre recherche de *sleptons*. Nous énumérons les différentes variables utilisées pour discriminer dans chacune des analyses *sélectrons* et *smuons*, le signal des processus issus du Modèle Standard. Après avoir expliqué comment optimiser le réseau de neurones, nous présentons nos résultats obtenus pour les énergies de collision de 184 GeV à 202 GeV, soit une luminosité intégrée équivalente de $439,5 \text{ pb}^{-1}$. L'absence d'un excès de données par rapport aux prédictions du Modèle Standard, nous permet néanmoins d'exclure un certain nombre de scénarios de masse pour les sélectrons, les smuons pour une différence de masse donnée entre cette particule et le neutralino le plus léger que nous avons supposé stable. Nous aboutissons à une limite inférieure de $89 \text{ GeV}/c^2$ pour le sélectron et de $80 \text{ GeV}/c^2$ pour le smuon en supposant que la différence de masse entre le sélectron ou le smuon et le neutralino est supérieure à $5 \text{ GeV}/c^2$.

Chapitre 2

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Il est bien établi aujourd'hui que la description des trois interactions fondamentales (électromagnétique, forte et faible) nécessite l'introduction des théories de jauge. L'idée essentielle d'une théorie de jauge est la suivante: à chaque particule on associe un champ, c'est à dire un ensemble fini de fonctions ϕ_i des variables d'espace-temps x^μ . En postulant ensuite l'invariance du lagrangien, qui décrit la dynamique de ces champs, sous des opérations de symétrie locales (en fait des transformations dans l'espace des champs), on est amené à introduire des champs de jauge. A ces nouveaux champs, vectoriels ou tensoriels, correspondent des bosons, les médiateurs de l'interaction. Comme exemple de ces théories de jauge, il y a tout d'abord le Modèle Standard. Cette théorie décrit les différentes interactions (électromagnétique, faible et forte). On trouve ensuite, toujours dans le but de décrire les interactions par une seule théorie, les modèles de grande unification. Il y a enfin les théories supersymétriques, qui sont des extensions des modèles précédents. Celles-ci font apparaître une symétrie entre les champs de matière, les fermions, et les champs médiateurs des différentes interactions, les bosons.

Dans ce chapitre nous nous proposons de donner un aperçu de ces modèles. Pour chacun d'entre eux, nous indiquerons la structure issue de la théorie des groupes sous-jacente ainsi que l'expression du lagrangien correspondant.

2.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard [1] est basé sur le produit direct des trois groupes de jauge $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Le groupe spécial unitaire $SU(3)$ permet de décrire les états de couleur, tandis que le groupe $SU(2) \otimes U(1)$ décrit les interactions électrofaibles.

2.1.1 Classification des différents champs de fermions

Les champs associés aux leptons et aux quarks, supposés être les constituants élémentaires de la matière, se classent selon leurs nombres d'isospin faible I_3 et d'hypercharge Y faible reliés à la charge des fermions (leptons et quarks) par la formule de Gell-Mann et Nishijima $Q = I_3 + Y/2$. Pour chaque génération, les champs fermioniques sont rassemblés en doublets de SU(2) de champs chiraux gauches et en singlets de SU(2) de champs chiraux droits afin de tenir compte de la violation de la parité. Dans un même doublet, on place des particules de même hypercharge en prenant comme convention de toujours associer le premier champ à la particule de plus grande charge électrique. Pour la partie SU(3), les leptons insensibles à l'interaction forte sont classés dans la représentation unité **1**, tandis que les quarks forment des triplets de couleur et sont rangés dans la représentation **3** du groupe SU(3). Le tableau 2.1 résume la classification des différents champs.

Champs	SU(3)	SU(2)	U(1)
$Q_L^{i,a} = (u_L^{i,a}, d_L^{i,a})$	3	2	+1/3
$U_R^{i,a} = (u_R^{i,a})$	3	1	+4/3
$D_R^{i,a} = (d_R^{i,a})$	3	1	-2/3
$L_L^i = (\nu_L^i, e_L^i)$	1	2	-1
$E_R^i = e_R^i$	1	1	-2

TAB. 2.1 – Champs de matière introduits dans le Modèle Standard. $i=1,2,3$ est l'indice de génération et a est l'indice de couleur.

2.1.2 Lagrangien du modèle

Une fois les champs de fermions classés en triplets et en singlets de SU(3), en doublets et en singlets de SU(2), la description des interactions électrofaible et forte repose sur les transformations de symétrie, ou de jauge, locale sur ces différents champs. Les opérateurs $U(x)$ associés à ces symétries et définis ci-dessous sont des éléments du groupe $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$:

$$U(x) = e^{-i\beta_1(x)Y/2 - i\beta_2^a(x)\tau_a/2 - i\beta_3^a(x)\lambda_a/2} \quad (2.1)$$

où $\beta_1 = g_1\alpha_1$, $\beta_2^a = g_2\alpha_2^a$ et $\beta_3^a = g_3\alpha_3^a$.

Les huit matrices $\lambda_a/2$ sont les huit générateurs du groupe de Lie SU(3), les trois matrices $\tau_a/2$ sont les trois générateurs de SU(2) et le générateur associé au groupe U(1) est Y . Ils vérifient la loi d'algèbre de Lie $\mathfrak{su}(3) \oplus \mathfrak{su}(2) \oplus \mathfrak{u}(1)$:

$$\left[\frac{\tau_a}{2}, \frac{\tau_b}{2} \right] = i\epsilon_{abc} \frac{\tau_c}{2} \quad \text{et} \quad \left[\frac{\lambda_a}{2}, \frac{\lambda_b}{2} \right] = if_{abc} \frac{\lambda_c}{2} \quad (2.2)$$

Afin d'assurer l'invariance des termes du lagrangien décrivant la dynamique des différents champs de matière $\psi(x)$, sous les transformations de jauge locales $U(x)$, on associe à chacun des générateurs des groupes SU(3), SU(2) et U(1), les champs vectoriels, ou encore champs de jauge, G_μ^a , W_μ^a et B_μ . L'invariance de jauge requiert également la définition de la dérivée covariante D_μ qui s'écrit:

$$D_\mu \equiv D_\mu^{(B,W,G)} = \partial_\mu - ig_1 B_\mu(x) \frac{Y}{2} - ig_2 W_\mu^a(x) \frac{\tau_a}{2} - ig_3 G_\mu^a(x) \frac{\lambda_a}{2} \quad (2.3)$$

où g_1 , g_2 et g_3 sont les constantes de couplage respectivement associées aux groupes U(1), SU(2) et SU(3). Lorsqu'on applique les transformations de jauge au champ $\psi(x)$ associé au fermion, on a :

$$U : \psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x) \quad (2.4)$$

la dérivée covariante vérifie :

$$D_\mu^{(B,W,G)}\psi(x) \rightarrow D_\mu^{(B',W',G')}\psi'(x) = U(x)D_\mu^{(B,W,G)}\psi(x) \quad (2.5)$$

La dynamique des champs de jauge est décrite par les tenseurs :

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c \\ G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_3 f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \end{aligned} \quad (2.6)$$

On remarquera dans l'expression de $B_{\mu\nu}$ l'absence de termes quadratiques de la forme $B_\mu B_\nu$ puisque U(1) est un groupe abélien (la constante de structure qui lui est associée est par conséquent nulle).

Le lagrangien associé au secteur électrofaible et invariant de jauge prend la forme finale suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GSW} &= \bar{L}_L^j i\gamma^\mu D_\mu L_L^j + \bar{E}_R^j i\gamma^\mu D_\mu E_R^j + \bar{Q}_L^j i\gamma^\mu D_\mu Q_L^j + \bar{U}_R^j i\gamma^\mu D_\mu U_R^j + \bar{D}_R^j i\gamma^\mu D_\mu D_R^j \\ &\quad - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.7)$$

où j est l'indice sur les générations de fermions. Les termes $B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$, $W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu}$ et $G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$, présents dans le lagrangien, sont les termes d'énergie cinétique associés aux champs de jauge B_μ , W_μ^a et G_μ^a . On notera également l'absence dans le lagrangien de termes de masse associés à ces champs. En effet l'invariance de jauge locale du lagrangien n'autorise pas la présence de tels termes puisque les lois de transformation de ces champs :

$$\begin{aligned} B_\mu &\rightarrow B'_\mu = B_\mu - \frac{1}{g_1} \partial_\mu \beta_1(x) \\ W_\mu^a &\rightarrow W'^a_\mu = W_\mu^a - \frac{1}{g_2} \partial_\mu \beta_2^a(x) + \epsilon_{abc} \beta_2^b W_\mu^c \\ G_\mu^a &\rightarrow G'^a_\mu = G_\mu^a - \frac{1}{g_3} \partial_\mu \beta_3^a(x) + f_{abc} \beta_3^b W_\mu^c \end{aligned} \quad (2.8)$$

montrent de manière évidente que des termes quadratiques de ces champs ne respectent pas l'invariance de jauge postulée. Physiquement, l'absence de ces termes signifie que les interactions décrites par ce lagrangien ont une portée infinie. Or on sait très bien que l'ordre de grandeur de la portée de l'interaction faible est au plus de quelques dixièmes de fermis. Un autre problème tient au fait qu'il n'est pas possible de rajouter des termes de masse pour les différents champs de fermions sans briser l'invariance du lagrangien. En effet un terme de masse comme :

$$m_f \bar{\psi} \psi = m_f (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (2.9)$$

ne respecte pas l'invariance de jauge puisque les champs associés aux fermions ont été classés en doublets et en singlets de SU(2). On se trouve donc confronté au double problème de la génération des masses des différents champs de jauge et des différents champs de matière. Une solution à ces deux problèmes a été proposée simultanément en 1964 par plusieurs équipes. Il s'agit du mécanisme de Higgs [2].

2.1.3 Mécanisme de Higgs et génération des masses

Pour résoudre le problème des masses des champs d'interaction, il est nécessaire d'introduire au minimum un doublet de champs scalaires complexes, le doublet de Higgs:

$$H = (H^+, H^0) = (\phi_1 + i\phi_2, \phi_3 + i\phi_4) \quad (2.10)$$

dont la dynamique est décrite par:

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - V(H) \quad (2.11)$$

Le premier terme décrit la partie énergie cinétique, le second est appelé potentiel de Higgs:

$$V(H) = \mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2 \quad (2.12)$$

L'allure du potentiel $V(H)$ est différente suivant les signes des paramètres μ^2 et λ . Pour ne pas avoir à considérer le cas des énergies infinies négatives on impose que $\lambda > 0$. Si $\mu^2 > 0$ le potentiel $V(H)$ a un minimum trivial obtenu pour $H^\dagger H = 0$. Par contre, si $\mu^2 < 0$ il existe une infinité de minima stables symétriques obtenus pour une direction arbitraire dans le plan (ϕ_3, ϕ_4) . Le choix d'un minimum particulier fait perdre cette symétrie et on dit qu'elle est spontanément brisée. On choisit généralement pour état de vide:

$$\langle 0|H|0 \rangle = (0, \frac{v}{\sqrt{2}}) = (0, \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}}) \quad (2.13)$$

Le mécanisme de Higgs consiste alors à effectuer un développement perturbatif autour de cette valeur moyenne v (v.e.v.) en utilisant pour champ H :

$$H \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(0, v + h(x)) \quad (2.14)$$

Les masses des différents bosons médiateurs s'obtiennent par extraction des termes quadratiques qui apparaissent dans le développement du lagrangien de Higgs de la relation 2.11. Les autres termes donnent les couplages entre les champs de jauge et le champ de Higgs $h(x)$. Les masses ainsi que les champs physiques auxquels ils sont associés sont reportées dans le tableau 2.1.3. Nous remarquons que la force relative des courants neutres Z^0 et chargés W^\pm des interactions faibles, si la brisure est faite par un doublet de Higgs, est à l'arbre:

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos \theta_W} = 1 \quad (2.15)$$

Les corrections radiatives permettent d'obtenir une valeur de ρ en parfait accord avec les données expérimentales. Dans l'expression de ρ , intervient le paramètre θ_W , appelé angle faible. Il est défini par $\tan \theta_W = g_1/g_2$.

La génération des masses des différents fermions, comme nous l'avons souligné précédemment, ne peut pas se faire par l'introduction de termes $m\bar{\psi}\psi$ puisque ceux-ci violent l'invariance de jauge. La solution proposée consiste à introduire des termes d'interaction champ de Higgs champ matière. Le lagrangien correspondant s'appelle lagrangien de Yukawa:

$$V_Y = \lambda_u^{ij} H^c \bar{U}_R^i Q_L^j + \lambda_d^{ij} H \bar{Q}_L^i D_R^j + \lambda_e^{ij} H \bar{L}_L^i E_R^j \quad (2.16)$$

état physique	Champ associé	masse
γ	$A_\mu(x) = \cos \theta_W B_\mu(x) + \sin \theta_W W_\mu^3(x)$	$M_\gamma = 0$
Z^0	$Z_\mu(x) = -\sin \theta_W B_\mu(x) + \cos \theta_W W_\mu^3(x)$	$M_{Z^0} = \frac{g^2 \eta}{\sqrt{2} \cos \theta_W}$
W^+	$W_\mu^+(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1(x) - iW_\mu^2(x))$	$M_{W^+} = \frac{g^2 \eta}{\sqrt{2}}$
W^-	$W_\mu^-(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1(x) + iW_\mu^2(x))$	$M_{W^-} = \frac{g^2 \eta}{\sqrt{2}}$
g	$G_\mu^a(x)$	$M_g = 0$
H^0	$h(x)$	$M_{H^0} = \sqrt{-2\mu^2} = 2\sqrt{\lambda}\eta$

TAB. 2.2 – Etats de masse associés aux différents bosons de jauge et au boson de Higgs dans le Modèle Standard. Les champs associés aux 8 gluons n’acquièrent pas de masse puisque la symétrie de couleur est exacte. Le photon quant à lui est bien de masse nulle puisque l’interaction électromagnétique a une portée infinie. Expérimentalement $v = \sqrt{2}\eta$ vaut 246 GeV, et le seul paramètre libre est λ .

avec $H^c = i\sigma_2 H^*$. Comme pour les champs de jauge, on fait un développement perturbatif autour du minimum du potentiel de Higgs. On obtient alors les masses des différents fermions ainsi que leurs couplages au champ de Higgs $h(x)$. Pour les quarks, le passage entre la base des états de masse et celle des états d’interaction faible est fait par l’introduction de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, notée V_{CKM} .

2.2 Succès et problèmes du Modèle Standard

Le Modèle Standard a été testé auprès des accélérateurs SLC et LEP à partir des réactions au pôle du Z^0 :

$$e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f \bar{f} \text{ avec } f = \ell, \nu_\ell, q$$

Ce sont près de 2×10^7 événements Z^0 qui ont été produits aux quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) et 5×10^5 au SLD. A partir de ces événements, des paramètres du Modèle Standard ont été ajustés avec une précision allant de 10^{-3} à 10^{-5} (figure 2.2). Le traitement de ces données a permis tout d’abord, en mesurant la largeur invisible du boson Z^0 , de fixer le nombre de familles de neutrinos à $N_f = 3$. La mesure de α_s avec précision a permis de tester les théories de grande unification (voir plus bas). Toutefois, le résultat le plus spectaculaire reste la contrainte très forte sur la masse du quark top à partir des mesures des différents paramètres du Modèle Standard sans que cette particule soit accessible cinématiquement au LEP. Les ajustements donnent une masse de top compatible avec celle mesurée au TEVATRON. Enfin ces mesures de précision permettent de contraindre la masse du Higgs, dernier élément du puzzle. En effet, comme le montre la figure 2.1 les mesures de précision permettent d’exclure une masse de Higgs inférieure à environ 100 GeV/c² et supérieure à environ 200 GeV/c². Celle-ci montre également que le χ^2 associé à l’ajustement des différents paramètres indépendants du Modèle Standard est beaucoup plus compatible avec une masse de Higgs inférieure à 150 GeV/c², en accord avec les prédictions faites par la supersymétrie qui impose une masse de Higgs inférieure à 130 GeV/c² (voir sections suivantes).

Malgré cela, du point de vue théorique, le Modèle Standard n’est pas satisfaisant et on est amené

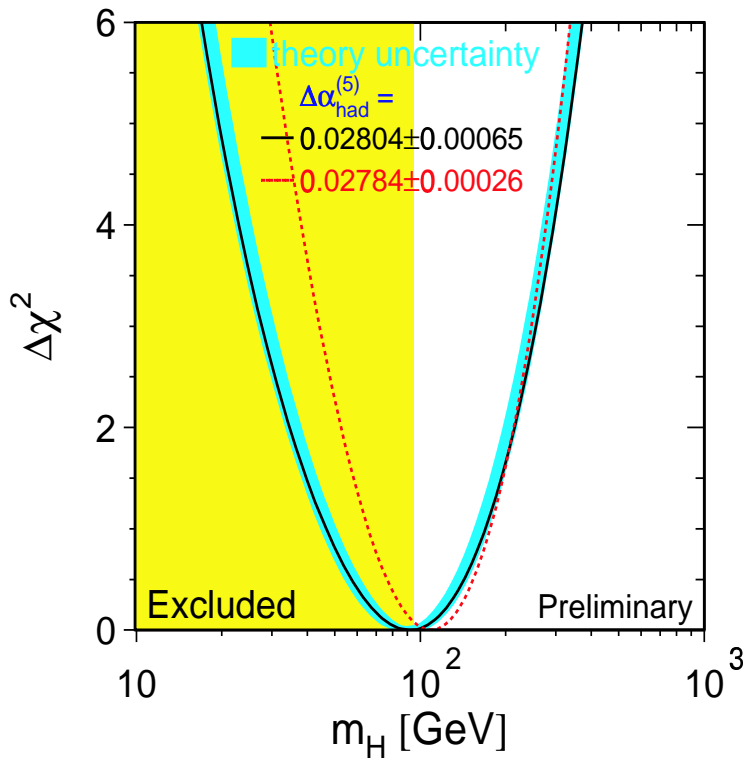


FIG. 2.1 – Valeur de la masse du Higgs la plus probable en fonction du χ^2 associé à l’ajustement des différentes variables indépendantes du Modèle Standard [3].

à penser qu’il n’est finalement que la manifestation à l’échelle électrofaible d’une théorie plus fondamentale. Les problèmes soulevés par le Modèle Standard sont nombreux:

- Le premier problème est dû au fait qu’il nécessite l’introduction d’un nombre de paramètres important: les **3** constantes de couplage g_1, g_2 et g_3 , les **2** paramètres λ et μ^2 nécessaires pour la brisure de la symétrie électrofaible, les **9** constantes de couplage du potentiel de Yukawa pour rendre les champs de matière massifs, trois angles et une phase notée δ_{CKM} formant les **4** paramètres de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (V_{CKM}), matrice de passage entre les états propres de masse aux états d’interaction faible et enfin θ_{QCD} , une autre phase qui apparaît avec le terme $\Theta_{QCD} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}$ associé aux champs de gluons G_μ^a ($\tilde{G}_{\mu\nu}^a = 1/2 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} G_a^{\alpha\beta}$).
- Le second problème tient au fait que le mécanisme de Higgs permet de générer les masses des champs associés aux différentes interactions mais que son origine reste obscure.
- Un autre problème vient du fait qu’il n’y a pas de réelle unification des trois interactions puisque c’est le produit direct des trois groupes de Lie $SU(3), SU(2)$ et $U(1)$ que l’on considère. Ainsi il n’y a pas de relations théoriques entre les constantes de couplage et entre les charges des fermions.
- Il y a enfin le problème relié à la stabilité de la masse du Higgs lorsqu’on rajoute les contributions aux ordres supérieurs de la théorie des perturbations. Il n’y a aucun mécanisme de symétrie qui protège les masses des scalaires des corrections radiatives. celles-ci sont trop grandes comparées aux masses des scalaires. Les fermions et les bosons ne souffrent pas de ces divergences quadratiques, puisque protégés par la symétrie chirale pour les fermions et

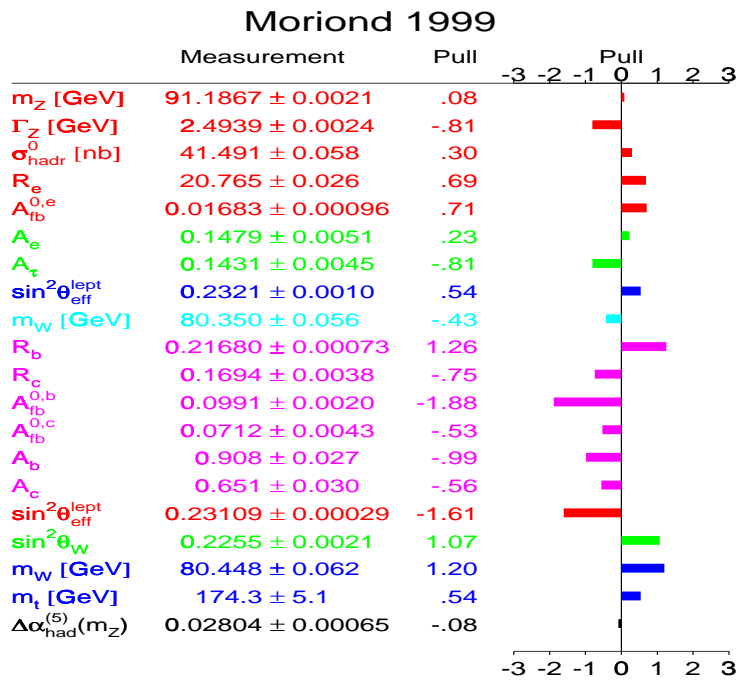


FIG. 2.2 – Les mesures de précision LEP données à Moriond montrent combien les valeurs des différents paramètres du Modèle Standard sont bien connues [3].

la symétrie de jauge pour les bosons de jauge. Ce problème associé au secteur des scalaires constitue le problème dit de *fine tuning*.

Toutes ces imperfections du Modèle Standard montrent qu'il est nécessaire de trouver une théorie ou du moins un modèle plus général, c'est-à-dire un modèle dans lequel les différentes interactions seraient réellement unifiées. Dans la section suivante nous présentons brièvement, comme une étape intermédiaire, deux d'entre eux, les modèles basés sur les groupes SU(5) et SO(10).

2.3 Les théories de grande unification

2.3.1 Le modèle de Georgi et Glashow

précédemment nous avons vu que le Modèle Standard, basé sur les opérations de symétrie $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, permet une description des trois interactions électromagnétique, nucléaire faible et forte, mais qu'il ne permet pas une unification des trois secteurs et de leurs trois constantes de couplage g_1 , g_2 et g_3 , puisque l'on considère le produit direct des trois groupes. Pour réaliser cette unification, il faut chercher un groupe G plus grand tel que le groupe $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ soit un sous groupe de G . Le rang de ce sous groupe, c'est à dire le nombre de générateurs du groupe qui commutent entre eux, doit être supérieur ou égal au rang de $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, soit 4 ($4=2+1+1$). De tous les groupes de rang 4 possibles, au nombre de 9, seul le groupe SU(5) constitue un candidat

acceptable.

Dans une théorie basée sur le groupe de symétrie $SU(5)$ (appelée également modèle de Georgi et Glashow [5]), les champs associés aux leptons et aux quarks sont rangés dans les représentations $\bar{5}$ et $\mathbf{10}$ de $SU(5)$ (le choix de ces deux représentations est motivé par le résultat que donne la décomposition de ces deux représentations en termes des représentations de $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$).

Dans ce modèle, l'invariance de jauge nécessite l'introduction de 24 champs de jauge vectoriels, 12 correspondent aux champs de gluons ($SU(3)$) et aux champs de jauge de $SU(2)$ et $U(1)$. Les 12 autres champs forment de nouveaux bosons de jauge appelés leptoquarks et notés X_i et Y_i . Pour briser ensuite la symétrie $SU(5)$ en $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, on doit introduire un multiplet de champs de Higgs qui se transforme selon la représentation adjointe réelle $\mathbf{24}$ de $SU(5)$ [6]. Toutefois ce mécanisme ne donne des masses qu'aux leptoquarks X_i et Y_i . La symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ qui subsiste est quant à elle brisée en $U(1)$ par l'introduction d'un nouveau champs de Higgs appartenant à la représentation $\mathbf{5}$ de $SU(5)$. On génère ainsi les masses des bosons de jauge W^\pm et Z^0 .

Ce modèle est très attrayant pour les raisons suivantes:

- il permet de prédire une valeur pour l'angle faible $\sin \theta_W$ à l'échelle d'unification des trois interactions (échelle de l'ordre de grandeur de la masse des leptoquarks X et Y). Cette échelle est appelée échelle de grande unification (GUT). On montre en effet que:

$$\sin^2 \theta_W = \frac{g_1^2}{g_1^2 + g_2^2} \equiv \frac{3}{8} \quad (2.17)$$

Les corrections radiatives permettent alors d'obtenir une valeur proche de la valeur expérimentale mesurée au LEP.

- en permettant une classification des quarks et des leptons d'une même génération dans la même représentation, il établit une symétrie dite *symétrie verticale* entre quarks et leptons.

Malheureusement, ce modèle pose de nombreux problèmes. Le premier problème vient du fait que si l'on part des mesures expérimentales des constantes de couplage g_1, g_2 et g_3 à l'échelle électrofaible, leur extrapolation aux grandes énergies μ via les équations du groupe de renormalisation

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \alpha_1}{\partial \mu} &= -\frac{1}{2\pi} \left(\frac{41}{10} + \frac{1}{4\pi} \left(\frac{19}{5} \alpha_1(\mu) + \frac{9}{5} \alpha_2(\mu) + \frac{44}{5} \alpha_3(\mu) \right) \right) \alpha_1^2(\mu) \\ \mu \frac{\partial \alpha_2}{\partial \mu} &= -\frac{1}{2\pi} \left(\frac{41}{10} + \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{5} \alpha_1(\mu) + \frac{11}{5} \alpha_2(\mu) + 12 \alpha_3(\mu) \right) \right) \alpha_2^2(\mu) \\ \mu \frac{\partial \alpha_3}{\partial \mu} &= -\frac{1}{2\pi} \left(-7 + \frac{1}{4\pi} \left(\frac{2}{5} \alpha_1(\mu) + \frac{9}{2} \alpha_2(\mu) - 26 \alpha_3(\mu) \right) \right) \alpha_3^2(\mu) \end{aligned} \quad (2.18)$$

avec $\alpha_1 = \frac{5}{3} \frac{g_1^2}{4\pi}$, $\alpha_2 = \frac{g_2^2}{4\pi}$, $\alpha_3 = \frac{g_3^2}{4\pi}$, ne permet pas leur unification [7] (figure 2.3). Comme nous le verrons, l'extension supersymétrique du modèle de Georgi et Glashow permet de résoudre ce problème de manière simple par de nouvelles contributions dues aux partenaires supersymétriques.

L'autre problème encore plus important vient de la mesure de la durée de vie du proton. Nous avons vu que dans une théorie de grande unification, les champs associés aux leptons et aux quarks, d'une même génération sont classés dans une représentation fondamentale de $SU(5)$ ($\bar{5}$). Or ceci est à l'origine de la violation des nombres leptoniques et baryoniques. Par conséquent, il est possible au proton de se désintégrer par l'échange d'un leptoquark X_i ou Y_i . Il est possible de calculer la largeur de ce

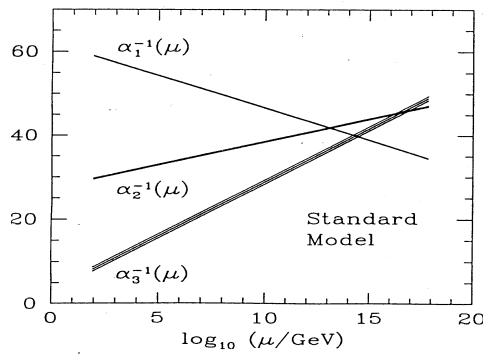


FIG. 2.3 – Evolution des constantes de couplage. Les mesures de précision LEP montrent clairement qu’au second ordre de la théorie des perturbations, les constantes de couplage 2.18 ne s’unifient pas.

processus pour en déduire ensuite τ_p , la durée de vie du proton [8]. Le calcul est analogue à celui de la durée de vie du muon. On trouve:

$$\tau_p \sim \frac{1}{\alpha^2} \frac{\hbar}{c^2} \frac{M_X^4}{M_p^5} \quad (2.19)$$

La limite expérimentale est $\tau_p > 2,3 \times 10^{32}$ années. Elle impose par conséquent que $M_X \geq 10^{16}$ GeV. Cette limite est en contradiction avec la masse du leptoquark X obtenue à partir de l’unification des trois constantes de couplage à l’échelle GUT. Ce second problème est la principale raison pour laquelle le modèle basé sur la symétrie SU(5) n’est pas acceptable.

2.3.2 Modèle basé sur la symétrie SO(10)

Nous avons vu précédemment qu’une théorie basée sur le groupe SU(5) pose de nombreux problèmes comme la limite sur la durée de vie du proton et l’unification des trois constantes de couplage. Puisque des groupes de rangs 4, le groupe SU(5) n’est pas satisfaisant, la solution consiste à considérer les groupes de rang supérieur ou égal à 5. Les deux seuls groupes de rang 5 que l’on peut raisonnablement considérer sont les groupes SU(6) et le groupe SO(10) [9].

Une symétrie reposant sur le groupe SU(6) n’est pas possible parce que sa décomposition en termes des représentations de SU(3) et de SU(2) ne correspond pas à celles (exemptes d’anomalies) utilisées dans le Modèle Standard. Par conséquent le groupe SO(10) est le seul groupe de rang 5 qui peut être un groupe d’unification.

Dans un modèle basé sur le groupe SO(10), les fermions sont classés dans la représentation irréductible spinorielle de dimension **16**. Ce choix est motivé par le fait que cette représentation exprimée en terme des représentations de SU(5) est:

$$\mathbf{16} = \mathbf{1} \oplus \bar{\mathbf{5}} \oplus \mathbf{10}$$

On trouve, en plus des deux représentations $\bar{\mathbf{5}}$ et $\mathbf{10}$ utilisées pour la classification des fermions dans le modèle de Georgi et Glashow, un singlet auquel on peut associer le champ correspondant à un neutrino droit. Ce dernier pourrait ainsi avoir une masse très grande, ce qui expliquerait qu’on ne l’ait pas détecté à ce jour.

Dans ce modèle, aux 45 générateurs du groupe SO(10), on associe 45 champs de jauge vectoriels. Aux

24 bosons introduits dans le modèle de Georgi et Glashow s'ajoutent, 21 nouveaux bosons massifs. La symétrie basée sur le groupe $SO(10)$ n'étant pas une symétrie exacte, elle doit être brisée. Pour cela on introduit des multiplets de champs de Higgs. Le choix des représentations auxquelles ils doivent appartenir est dicté par la décomposition du produit des deux représentations de dimension **16** de $SO(10)$ en termes des représentations de ce groupe. Comme:

$$16 \otimes 16 = 10 \oplus 126 \oplus 120$$

les champs de Higgs doivent donc appartenir aux représentations **10**, **126** et **120**.

Le modèle basé sur la symétrie $SO(10)$ a plusieurs avantages par rapport au modèle de Georgi et Glashow. En plus de la prédiction de la valeur de l'angle faible, il permet de mettre une limite sur la durée de vie du proton beaucoup plus compatible avec les limites expérimentales actuelles.

2.4 Le problème de la masse du Higgs

Comme nous l'avons vu précédemment, à l'arbre, la masse du boson de Higgs est donnée par la relation:

$$m_H = \frac{\sqrt{\lambda v^2}}{2} \quad (2.20)$$

où v est la valeur moyenne dans le vide du champs de Higgs neutre. La constante v est reliée à la constante de Fermi G_F par:

$$\sqrt{2}G_F v^2 = 1 \quad (2.21)$$

La valeur du paramètre v est donc très bien déterminée expérimentalement et vaut $v = 246$ GeV. Par contre, λ , le paramètre d'auto-interaction du Higgs reste un paramètre libre du modèle.

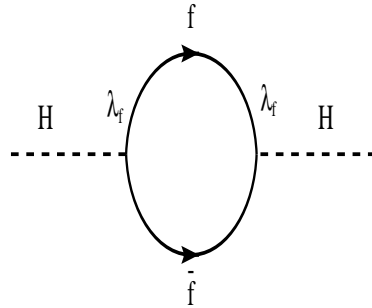


FIG. 2.4 – Contribution à la masse du boson de Higgs. Ces contributions sont à l'origine du problème dit de fine tuning.

Considérons les corrections au premier ordre des perturbations à la masse du boson de Higgs. Comme le couplage Higgs-fermions est proportionnel à la masse des fermions, la contribution la plus importante vient des fermions lourds (plus particulièrement le quark top). Le calcul de la contribution due au diagramme de la figure 2.4 s'exprime comme:

$$C_f \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left[\left(\frac{i\lambda_f}{\sqrt{2}} \right) \left(\frac{\not{k} + m_f}{k^2 - m_f^2} \right) \left(\frac{i\lambda_f}{\sqrt{2}} \right) \left(\frac{\not{k} + m_f}{k^2 - m_f^2} \right) \right] \quad (2.22)$$

où C_f est le facteur de couleur associé aux quarks, k est l'impulsion du fermion:

$$2C_f\lambda_f^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{k^2 - m_f^2} + \frac{2m_f^2}{(k^2 - m_f^2)^2} \right] \quad (2.23)$$

Si on suppose le Modèle Standard valable jusqu'à une échelle Λ , on voit très clairement que la contribution du premier terme de la relation 2.23 est:

$$2C_f\lambda_f^2 \frac{\Lambda^2}{m_f^2} \quad (2.24)$$

Ceci donne une contribution quadratique en Λ .

A l'échelle de Planck, $\Lambda \sim 10^{19}$ GeV, les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs si on ne considère que la contribution due au quark top, sont de l'ordre de $(10^{19}/175)^2$ GeV! Ces corrections sont à comparer avec l'ordre de grandeur de la masse de Higgs à l'arbre qui doit vérifier $m_H < 700$ GeV/c². Cette contrainte permet au Modèle Standard de garder son caractère perturbatif. En effet, si $m_H \gg m_{Z^0}, m_{W^\pm}$, la contribution à la section efficace W^+W^- due au champ de Higgs devient négligeable et la section efficace diverge linéairement en s , cette divergence étant due à la composante longitudinale du W. Il y a enfin les contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs venant des mesures LEP combinées avec celles de CDF et D0 qui, comme nous l'avons vu (relation 2.1), prédisent un Higgs de masse inférieure à 200 GeV/c². On est ainsi confronté au problème associé à la masse du boson de Higgs. Avant de voir quelles solutions peuvent être proposées pour résoudre ce problème, il est important de remarquer que le problème de divergence quadratique est spécifique au secteur des champs scalaires. Pour les fermions par exemple, la contribution due au diagramme de la figure 2.5 est logarithmique et vaut:

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (-ie\gamma_\mu) i \frac{k + m_e}{k^2 - m_e^2} (-ie\gamma_\nu) \frac{-ig^{\mu\nu}}{k^2} \sim 2 \frac{\alpha_{em}}{\pi} m_e \log \frac{\Lambda}{m_e} \quad (2.25)$$

A l'échelle de Planck, cette correction n'est que de $0,24m_e$. On voit ainsi que des divergences logarithmiques sont bien moins dangereuses que des divergences quadratiques.

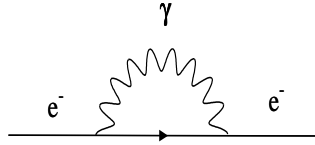


FIG. 2.5 – Contribution à la masse de l'électron due à l'échange d'un photon.

2.5 Solution au problème de la masse du Higgs

Supposons qu'aux deux états chiraux f_L et f_R du fermion massif f on associe deux partenaires scalaires avec les mêmes nombres fermioniques (leptoniques et baryoniques). Nous notons \tilde{f}_L et \tilde{f}_R

ces deux partenaires. Eux aussi contribuent à la masse du boson de Higgs par les diagrammes de la figure 2.6.

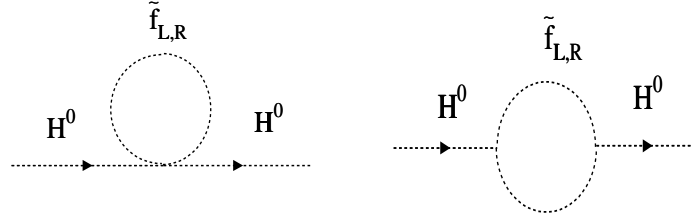


FIG. 2.6 – Contribution à la masse du Higgs de champs de fermions scalaires partenaires supersymétriques des fermions.

Désignons par $\lambda_{\tilde{f}}$, le couplage associé au vertex $H^0 - H^0 - \tilde{f} - \tilde{f}$. Le calcul montre que la contribution du diagramme de gauche de la figure 2.6 est la plus dangereuse puisque quadratique. En effet, le calcul fournit le résultat:

$$C_{\tilde{f}}\lambda_{\tilde{f}} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left[\left(\frac{1}{k^2 - m_{\tilde{f}_L}^2} \right) + \left(\frac{1}{k^2 - m_{\tilde{f}_R}^2} \right) \right] \quad (2.26)$$

En comparant les deux relations 2.23 et 2.26 on voit qu'elles s'annulent en choisissant:

$$C_{\tilde{f}} \equiv C_f, \quad \lambda_{\tilde{f}} \equiv -\lambda_f^2 \quad \text{et} \quad m_{\tilde{f}_L} \equiv m_{\tilde{f}_R} \equiv m_f \quad (2.27)$$

Ainsi l'introduction de nouveaux champs scalaires permet de supprimer les divergences quadratiques liées à la correction de la masse du Higgs (les autres diagrammes donnent une divergence logarithmique qui comme nous l'avons vu est bien moins dangereuse que les divergences quadratiques).

Il nous faut donc un mécanisme qui transforme un champ de fermion f en un champ scalaire \tilde{f} . De plus ces deux champs doivent avoir les mêmes nombres leptonique et baryonique. Cette transformation est une transformation de *supersymétrie*.

2.6 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Nous avons vu qu'il est possible d'éliminer les divergences quadratiques lorsqu'on considère les corrections à la masse du boson de Higgs et ceci par l'introduction de nouveaux champs obtenus à partir de ceux du Modèle Standard par une transformation de supersymétrie. Dans la suite après avoir établi sa loi d'algèbre, nous expliciterons le contenu en champs de l'extension supersymétrique du Modèle Standard.

2.6.1 Algèbre supersymétrique

Nous recherchons une symétrie dont les générateurs Q^i transforment un champ spinoriel en un champ scalaire et, plus généralement un boson en un fermion et vice versa, tout en conservant

les nombres leptonique et baryonique. Les générateurs de supersymétrie doivent forcément porter une charge tensorielle égale à 1/2 puisque réalisant une symétrie boson-fermion. Ils satisfont par conséquent des lois d'anticommuation. L'algèbre supersymétrique est une extension de l'algèbre du groupe de Poincaré, le groupe des transformations de Lorentz généralisées:

$$P = \{\Lambda, a\} : x_\mu \rightarrow x'_\mu = \Lambda_\mu^\nu x_\nu + a_\mu$$

Les générateurs de l'algèbre supersymétrique sont donc:

- les générateurs du groupe de Poincaré (au nombre de 10): les 6 générateurs $M_{\mu\nu}$ du groupe de Lorentz et les quatre générateurs P_μ des translations d'espace-temps.
- les générateurs Q^i ($i=1,\dots,N$) des transformations supersymétriques, au nombre de N . La valeur maximale de N est 8, puisque la plus grande valeur du spin des particules élémentaires est 2 (graviton).

Ils vérifient la loi d'algèbre appelée superalgèbre de Poincaré ou algèbre de Lie graduée:

$$\begin{aligned} [P_\mu, P_\nu] &= 0 \\ [M_{\mu\nu}, P_\rho] &= i(g_{\nu\rho}P_\mu - g_{\mu\rho}P_\nu) \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= i(g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} + g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}) \\ \{Q^i, \bar{Q}^j\} &= 2\gamma^\mu P_\mu \delta_{ij} \\ [Q^i, P_\mu] &= 0 \\ [Q^i, M_{\mu\nu}] &= -\frac{1}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu] Q^i \end{aligned} \tag{2.28}$$

La cinquième relation indique que toute transformation supersymétrique est invariante par translation. La sixième relation, quant à elle, permet de fermer la loi d'algèbre et rappelle que Q est un objet de spin demi-entier. Cette algèbre supersymétrique montre qu'un boson et un fermion partenaires supersymétriques devraient avoir la même masse puisque:

$$[Q^i, P_\mu P^\mu] = 0$$

2.6.2 Contenu en superchamps

La construction d'une théorie supersymétrique est facilitée par l'introduction de superchamps, des fonctions des variables d'espace-temps x^μ et des variables de Grassmann θ et $\bar{\theta}$ qui vérifient:

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

ce qui fait qu'une réalisation de l'algèbre supersymétrique est:

$$\begin{aligned} P_\mu &= i\partial_\mu \\ M_{\mu\nu} &= ix_\mu\partial_\nu - ix_\nu\partial_\mu + \frac{i}{4} [\gamma_\mu, \gamma_\nu] \\ Q &= \frac{\partial}{\partial\theta} - \sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu \end{aligned} \tag{2.29}$$

L'introduction des superchamps permet de rassembler en un même objet mathématique $\hat{\Phi}(x, \theta, \bar{\theta})$ des champs de bosons et leurs partenaires fermioniques, avec un nombre de degrés de liberté bosonique n_B égal au nombre de degrés de liberté fermionique n_F . Les superchamps nécessaires à la construction du lagrangien supersymétrique sont de deux sortes. Il y a tout d'abord les superchamps chiraux $\hat{\Phi}_L$ et $\hat{\Phi}_R$. On désigne ainsi ces superchamps puisque les champs chiraux gauches et droits se transforment différemment sous $SU(2) \otimes U(1)$. Les superchamps chiraux vérifient:

$$\bar{D}\hat{\Phi}_L = 0 \quad (2.30)$$

avec D la dérivée covariante définie comme:

$$D = \frac{\partial}{\partial \theta} + i\theta\sigma^\mu\partial_\mu \quad (2.31)$$

Le superchamp peut être développé en un nombre fini de termes en puissances de variables de Grassmann puisque celles-ci vérifient des relations d'anticommutation. On a:

$$\hat{\Phi}_L(x, \theta) = \phi(x) + \sqrt{2}\theta\psi(x) + \theta\theta F(x) \quad (2.32)$$

Le champ complexe $\phi(x)$ est le champ partenaire supersymétrique du champ fermionique $\psi(x)$. Le champ $F(x)$ est un champ scalaire complexe appelé champ auxiliaire. Si les champs sont sur couche de masse, ce champ peut s'exprimer en fonction des deux autres, et l'on a bien égalité entre le nombre de degrés de liberté bosoniques ($n_B = 2$) et fermioniques ($n_F = 2$). Par contre si les champs sont hors couche de masse, les champs $\psi(x)$ ne satisfont plus à l'équation de Dirac et par conséquent le nombre de degrés de liberté fermioniques est $n_F = 4$. Dans ce cas le champ $F(x)$, un champ scalaire complexe, apporte deux degrés de liberté supplémentaires et l'on a bien $n_B = n_F = 4$. Ce point est résumé dans le tableau 2.3. D'autre part sous les transformations de supersymétrie, le champ $F(x)$, coefficient de $\theta\theta$, se transforme comme une dérivée totale. Cette propriété sera exploitée pour la construction de lagrangiens invariants par supersymétrie. Dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard, on introduit les superchamps chiraux suivants:

- $\hat{Q}_L^i = (Q_L^i, \tilde{Q}_L^i)$, le superchamp composé du doublet de champs fermioniques $Q_L^i = (u_L^i, d_L^i)$ (i est l'indice de génération des quarks) et de leurs partenaires scalaires $\tilde{Q}_L^i = (\tilde{u}_L^i, \tilde{d}_L^i)$. Ils forment des triplets de $SU(3)$ et des doublets de $SU(2)$.
- $\hat{U}_R^i = (u_R^i, \tilde{u}_R^i)$, rassemble le champ associé à l'état de chiralité droit du quark u^i et son partenaire supersymétrique, le squark up \tilde{u}_R^i . Ce sont des triplets de $SU(3)$ et des singlets de $SU(2)$. De la même façon les champs de quarks d_R^i et de squarks \tilde{d}_R^i forment le superchamp $\hat{D}_R^i = (d_R^i, \tilde{d}_R^i)$
- En appliquant le même procédé pour les leptons, on introduit les sleptons, leurs partenaires supersymétriques de spin 0. On introduit donc les superchamps $\hat{L}_L^i = (L_L^i, \tilde{L}_L^i)$ et $\hat{E}_R^i = (e_R^i, \tilde{e}_R^i)$,

On considère une seconde classe de superchamps qui contiennent les champs de jauge ainsi que leurs partenaires supersymétriques, les gauginos. Ces superchamps dits superchamps vectoriels $\hat{V}(x, \theta)$ vérifient la condition de réalité:

$$\hat{V}(x, \theta) = \hat{V}^\dagger(x, \theta) \quad (2.33)$$

champ	nature	sur couche de masse	hors couche de masse
$\phi(x)$	scalaire complexe	2	2
$\psi(x)$	fermionique	2	4
$F(x)$	scalaire complexe	0	2

TAB. 2.3 – Rôle du champ auxiliaire $F(x)$. Il permet de respecter la condition $n_B = n_F$.

Dans la jauge de Wess et Zumino (équivalent de la jauge unitaire), il s'exprime comme:

$$\hat{V}(x, \theta) = i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) - \theta\sigma_\mu\bar{\theta}A^\mu(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x) \quad (2.34)$$

avec $\lambda(x)$, un spineur de Weyl, A_μ le champ vectoriel décrivant un boson et $D(x)$, un champ scalaire réel puisque $\hat{V}(x, \theta) = \hat{V}^\dagger(x, \theta)$. Son rôle est similaire à celui du champ $F(x)$ pour les superchamps chiraux. Il est également invariant sous les transformations de supersymétrie et sera utilisé pour la description des interactions de jauge. On associe aux champs de jauge W_μ^a et B_μ de SU(2) et de U(1) respectivement les Winos \tilde{W}^a et le Bino \tilde{B} . Aux champs de gluons G_μ^a (a est l'indice de couleur), on associe des champs spinoriels \tilde{G}^a , les gluinos qui forment le superchamp vectoriel $\hat{G}^a = (G_\mu^a, \tilde{G}^a)$. Il nous reste enfin à considérer le secteur des Higgs. Ce point essentiel fait l'objet de la section suivante.

2.6.3 De l'origine de deux doublets de Higgs

Dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard, il est nécessaire d'avoir deux doublets de SU(2) de champs de Higgs (H_1 et H_2) d'hypercharges opposées et ce pour les deux raisons suivantes [11]:

- Si l'on considère un seul doublet, par exemple $H_1 = (H_1^0, H_1^-)$, son partenaire supersymétrique le Higgsino $\tilde{H}_1 = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$, un doublet de champs fermioniques d'hypercharge $Y = -1$ ne permettrait plus de faire disparaître les anomalies triangulaires. Dans le Modèle Standard il suffit que la somme de toutes les charges électriques (ou des hypercharges) des fermions s'annule (ceci est réalisé si l'on n'omet pas le facteur de couleur pour les quarks). Cependant si l'on rajoute les partenaires supersymétriques du Higgs, les Higgsinos, on ne satisfait plus à cette contrainte et le problème resurgirait. La solution la plus simple à ce problème consiste à rajouter un second doublet d'hypercharge opposée à celle du premier. On a donc besoin d'un second doublet de SU(2) de Higgs d'hypercharge $Y = +1$, $H_2 = (H_2^+, H_2^0)$. Son partenaire est le Higgsino $\tilde{H}_2 = (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$.
- Il est nécessaire d'avoir deux doublets pour donner sa masse au quark down. En effet, le terme $\hat{Q}_L \hat{H}_2 \hat{U}_R^\dagger$ donne sa masse au quark up. On ne peut pas, comme dans le cadre du Modèle Standard, utiliser le terme $\hat{H}_2^\dagger \hat{Q}_L \hat{D}_R^\dagger$. Ce terme n'est pas invariant sous les transformations de supersymétrie¹. Par conséquent il est nécessaire de rajouter un second doublet de Higgs $\tilde{H}_1 = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$ et le terme qui donne sa masse au quark down est $\hat{Q}_L \tilde{H}_1 \hat{D}_R^\dagger$.

1. Comme il l'est expliqué dans la référence [11], l'invariance par supersymétrie du superpotentiel impose de n'avoir que des produits de superchamps chiraux gauches ou droits

Dans le tableau 2.4 nous résumons le contenu en superchamps d'une théorie supersymétrique.

Superchamp	SU(3)⊗SU(2)⊗U(1)	Champ	Partenaire	Nom
\hat{Q}_L^i	(3,2,+1/3)	$Q_L^i = (u_L^i, d_L^i)$	$\tilde{Q}_L^i = (\tilde{u}_L^i, \tilde{d}_L^i)$	squarks
\hat{U}_R^i	(3,1,+4/3)	$U_R^i = (u_R^i)$	$\tilde{U}_R^i = (\tilde{u}_R^i)$	
\hat{D}_R^i	(3,1,-2/3)	$D_R^i = (d_R^i)$	$\tilde{D}_R^i = (\tilde{d}_R^i)$	
\hat{L}_L^i	(1,2,-1)	$L_L^i = (\nu_L^i, e_L^i)$	$\tilde{L}_L^i = (\tilde{\nu}_L^i, \tilde{e}_L^i)$	sleptons
\hat{E}_R^i	(1,1,-2)	$E_R^i = (e_R^i)$	$\tilde{E}_R^i = (\tilde{e}_R^i)$	
\hat{G}^a	(8,1,0)	G_μ^a	\tilde{G}^a	gluinos
\hat{W}^a	(1,3,0)	W_μ^a	\tilde{W}^a	winos
\hat{B}	(1,1,0)	B_μ	\tilde{B}	bino
\hat{H}_1	(1,2,-1)	$H_1 = (H_1^0, H_1^-)$	$\tilde{H}_1 = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$	Higgsinos
\hat{H}_2	(1,2,+1)	$H_2 = (H_2^+, H_2^0)$	$\tilde{H}_2 = (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$	

TAB. 2.4 – Contenu en champs de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard

2.6.4 Lagrangien supersymétrique

Ayant spécifié les différents champs nécessaires pour l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard, il nous faut exprimer le lagrangien qui leur est associé. Par définition, on veut que l'action soit invariante sous les transformations supersymétriques. Pour cela il suffit que le lagrangien lui-même se transforme comme une dérivée totale sous les transformations de supersymétrie. Les superchamps chiraux et vectoriels nous ont permis d'introduire respectivement les termes de type F et les termes de type D . Nous avons vu que ces champs auxiliaires apportent chacun des degrés bosoniques et fermioniques supplémentaires pour que dans un même supermultiplet $n_B = n_F$. Ces champs ont une propriété supplémentaire: ils sont invariants sous les transformations de supersymétrie. Par conséquent ces termes sont utilisés pour la construction de l'action supersymétrique et donc du lagrangien supersymétrique. L'action totale s'obtient alors par intégration sur les variables d'espace temps et sur les variables de Grassmann des termes F et D extraits du développement du lagrangien qui est lui-même un superchamp puisque produit de superchamps [11]:

$$S = \int d^4x \left(\int d^2\theta [\mathcal{L}]_F + \int d^2\theta d^2\bar{\theta} [\mathcal{L}]_D \right)$$

où l'intégrale sur une variable de Grassmann est définie comme $\int d\theta = 0$ et $\int \theta d\theta = 1$.

Le lagrangien invariant sous les transformations de supersymétrie contient plusieurs contributions [11]:

- Un terme d'interaction pour les leptons:

$$\mathcal{L}_{Leptons} = \left[\hat{L}_L^\dagger e^{2g_2 \hat{W}^a + g_1 \hat{B}} \hat{L}_L + \hat{E}_R^\dagger e^{2g_2 \hat{W}^a + g_1 \hat{B}} \hat{E}_R \right]_D$$

- Un terme d'interaction pour les quarks:

$$\mathcal{L}_{Quarks} = \left[\hat{Q}_L^\dagger e^{2g_2 \hat{W}^a + g_1 \hat{B}} \hat{Q}_L + \hat{U}_R^\dagger e^{2g_2 \hat{W}^a + g_1 \hat{B}} \hat{U}_R + \hat{D}_R^\dagger e^{2g_2 \hat{W}^a + g_1 \hat{B}} \hat{D}_R \right]_D$$

– un terme associé aux interactions de jauge:

$$\mathcal{L}_{Jauge} = \frac{1}{4} \left[\hat{\mathcal{W}}^a \hat{\mathcal{W}}_a + \hat{\mathcal{B}} \hat{\mathcal{B}} \right]_F$$

où les superchamps $\hat{\mathcal{B}}$ et $\hat{\mathcal{W}}^a$ sont une généralisation au cas supersymétrique des termes cinétiques associés aux champs de jauge. Leurs expressions font intervenir les D termes:

$$\hat{\mathcal{B}} = -\frac{1}{4} D D \bar{D} \hat{\mathcal{B}} \quad \text{et} \quad \hat{\mathcal{W}} = \frac{1}{8g_2} \bar{D} \bar{D} e^{-2g_2 \hat{\mathcal{W}}} D e^{-2g_2 \hat{\mathcal{W}}}$$

– un lagrangien associé au secteur des Higgs dont l'expression est donnée par:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left[\hat{H}_1^\dagger e^{2g_2 \hat{\mathcal{W}}^a + g_1 \hat{\mathcal{B}}} \hat{H}_1 + \hat{H}_2^\dagger e^{2g_2 \hat{\mathcal{W}}^a + g_1 \hat{\mathcal{B}}} \hat{H}_2 \right]_D + \left(\left[\hat{W} \right]_F + h.c. \right)$$

Le terme \hat{W} s'appelle le superpotentiel, il s'exprime comme:

$$\hat{W} = \mu \hat{H}_1 \hat{H}_2 + \lambda_L^{ij} \hat{H} \hat{L}_{iL} \hat{E}_{jR} + \lambda_D^{ij} \hat{H} \hat{Q}_{iL} \hat{D}_{jR} + \lambda_U^{ij} \hat{H} \hat{Q}_{iL} \hat{U}_{jR} \quad (2.35)$$

Il inclut deux contributions. La première permet une description des interactions des champs de Higgs entre eux; ce terme s'appelle terme de mélange des Higgs. Le second terme dans le superpotentiel est une généralisation au cas supersymétrique du lagrangien de Yukawa et permet donc une description des interactions Higgs-matière. Les paramètres λ sont généralement des matrices 3×3 dans l'espace des générations de leptons et de quarks. Ils s'expriment par:

$$\lambda_L = \frac{g_2 M_e}{\sqrt{2} M_W \cos \beta} \quad \lambda_D = \frac{g_2 M_d}{\sqrt{2} M_W \cos \beta} \quad \lambda_U = \frac{g_2 M_u}{\sqrt{2} M_W \sin \beta} \quad (2.36)$$

avec β , le rapport des v.e.v. des deux champs de Higgs neutres.

Dans l'expression du superpotentiel, μ est appelé paramètre de mélange. Il doit être du même ordre de grandeur que les masses des partenaires supersymétriques.

Il reste à rajouter un dernier terme dans le lagrangien supersymétrique pour tenir compte du fait que les particules et leurs partenaires supersymétriques n'ont pas les mêmes masses. L'expression du superpotentiel montre que les nombres baryonique et leptonique sont conservés ici, nous verrons dans la suite qu'il est possible de rajouter un terme supplémentaire permettant d'introduire une violation de ces deux nombres.

2.6.5 Brisure de la supersymétrie

Les limites expérimentales sur les masses des partenaires supersymétriques montrent clairement que la supersymétrie doit être brisée. Ainsi les masses des partenaires supersymétriques sont différentes des masses des particules du Modèle Standard. Pour réaliser cette brisure, de nombreux modèles ont été proposés. Certains reposent sur l'introduction d'un groupe de jauge U(1) supplémentaire [13], sous lequel les quarks et les leptons ont la même charge Q' associée à cette nouvelle symétrie. Ceci donne le résultat $\sum_i Q'_{ii} \neq 0$, qui permet de générer un écart entre les masses des particules et leurs partenaires supersymétriques. Cependant ce modèle souffre d'anomalies conduisant à une non-conservation de la charge et de la couleur.

Il existe un autre mécanisme de brisure de la supersymétrie, basé sur la gravité. Dans ce modèle, la supersymétrie est brisée spontanément, c'est à dire que le vide a moins de degrés de liberté que le

lagrangien. Cette brisure spontanée se produit dans un secteur dont les différents champs de jauge n'interagissent pas avec les champs de matière et les champs de jauge introduits dans une théorie supersymétrique. La brisure spontanée est transmise au secteur visible par l'interaction gravitationnelle et l'on obtient alors la brisure explicite (on dit également effective) de la supersymétrie. Dans cette opération, le gravitino, partenaire supersymétrique du graviton, boson vecteur de l'interaction gravitationnelle, acquiert une masse $m_{3/2}$. Concrètement, le mécanisme de brisure de la supersymétrie que nous venons de décrire, se traduit par l'introduction d'un potentiel (noté V_{soft}) qui ne contient que les champs associés aux partenaires supersymétriques, sans contrepartie des champs introduits dans le Modèle Standard. Son expression est:

$$\begin{aligned}
V_{soft} = & \frac{1}{2}M_1\bar{B}\tilde{B} + \frac{1}{2}M_2\bar{W}^a\tilde{W}_a + \frac{1}{2}M_3\bar{G}^a\tilde{G}_a \\
& + M_{\tilde{Q}_L}^2\tilde{Q}_L^{i\dagger}\tilde{Q}_L^i + M_{\tilde{U}_R}^2\tilde{U}_R^{i\dagger}\tilde{U}_R^i + M_{\tilde{D}_L}^2\tilde{D}_L^{i\dagger}\tilde{D}_L^i \\
& + M_{\tilde{L}_L}^2\tilde{L}_L^{i\dagger}\tilde{L}_L^i + M_{\tilde{E}_R}^2\tilde{E}_R^{i\dagger}\tilde{E}_R^i \\
& + m_1^2H_1^\dagger H_1 + m_2^2H_2^\dagger H_2 \\
& + \frac{g_2}{\sqrt{2}M_W}\left(\frac{m_{d^i}}{\cos\beta}A_{d^i}H_1\tilde{Q}_L^i\tilde{D}_R^{i\dagger} + \frac{m_{u^i}}{\sin\beta}A_{u^i}H_2\tilde{Q}_L^i\tilde{U}_R^{i\dagger} + \frac{m_{e^i}}{\cos\beta}A_{e^i}H_1\tilde{L}_L^i\tilde{E}_R^{i\dagger}\right) \\
& - B\mu H_1H_2 + \text{h.c.}
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Il inclut:

- les termes de masse pour les gauginos, partenaires des bosons de jauge. Leurs masses sont notées M_1 , M_2 et M_3 ;
- les termes de masses associés aux sfermions (squarks et sleptons);
- le terme de masse pour les bosons de Higgs;
- les couplages trilineaires entre les sfermions et les champs de Higgs. Ceci fait apparaître les termes de Yukawa fonction du rapport des deux v.e.v., v_1 et v_2 , des deux champs de Higgs neutres H_1^0 et H_2^0 après le mécanisme de brisure de la symétrie $SU(2)\otimes U(1)$;
- un terme bilinéaire de mélange des Higgs avec le paramètre de mélange μ . La constante B est sans dimension;

L'expression du potentiel de brisure douce de la supersymétrie fait intervenir un nombre très important de paramètres a priori complexes. De nombreux modèles permettent de réduire ce nombre en faisant des hypothèses d'unification. Nous considérerons deux d'entre eux: le modèle supersymétrique phénoménologique général et le modèle de supergravité.

2.6.6 Le Modèle Supersymétrique Phénoménologique

Le fait que, généralement, les paramètres du potentiel V_{soft} sont complexes, introduit de nouvelles phases dans le modèle et aboutit naturellement à de nouvelles sources de violation de la symétrie CP. Si l'on prend en considération les limites expérimentales actuelles sur les moments dipolaires électriques du neutron et de l'électron et les contraintes venant de l'étude des oscillations du système $K^0\bar{K}^0$, on peut légitimement faire l'hypothèse que les phases introduites par V_{soft} sont nulles. On peut également faire l'hypothèse que les deux premières générations de quarks et de

leptons sont dégénérées. Pour les squarks, cette hypothèse est légitime, toujours grâce à l'étude du système $K^0 \bar{K}^0$. On fait la même hypothèse pour les sleptons (\tilde{e} et $\tilde{\mu}$). Cette hypothèse d'universalité des masses des deux premières générations sont valables tant que les masses des squarks et des sleptons restent inférieures à 1 TeV, ce qui est d'ailleurs l'échelle jusqu'à laquelle la brisure explicite de la supersymétrie et cette paramétrisation de V_{soft} est valable (au delà le problème des divergences quadratiques resurgit). Enfin comme les masses des leptons et des quarks des deux premières générations sont très faibles, on peut encore simplifier le modèle en supposant que les termes de couplages trilineaires $A_e, A_\mu, A_u, A_d, A_c, A_s$ sont nuls.

Après toutes ces hypothèses simplificatrices, on aboutit à un modèle avec 19 paramètres en plus de ceux du Modèle Standard. Ces paramètres sont:

- $\tan \beta = v_2/v_1$, le rapport des deux v.e.v. des champs de Higgs neutres,
- M_A , la masse du Higgs pseudo-scalaire
- le paramètre de mélange des champs de Higgs, μ
- les paramètres de masse des gauginos, M_1, M_2, M_3
- les paramètres de squarks et de sleptons pour les deux premières générations: $M_{\tilde{Q}_L}, M_{\tilde{U}_R}, M_{\tilde{D}_R}, M_{\tilde{L}_L}$ et $M_{\tilde{E}_R}$,
- les paramètres de masse pour la dernière génération de quarks et de leptons: $M_{\tilde{Q}_L^3}, M_{\tilde{U}_R^3}, M_{\tilde{D}_R^3}, M_{\tilde{L}_L^3}$ et $M_{\tilde{E}_R^3}$. Pour la troisième génération, pour les $\tilde{\tau}$, et les squarks \tilde{b} et \tilde{t} , comme on le verra, le mélange entre les états droits et gauches offre des études riches pour la détermination des paramètres du modèle.
- Les couplages trilineaires correspondant à la troisième génération de quarks et de leptons: A_t, A_b et A_τ .

C'est dans le cadre de ce modèle que nous avons effectué nos analyses de recherche de leptons scalaires avec le détecteur DELPHI.

2.6.7 Le Modèle de Supergravité Minimale

Nous avons précédemment précisé que le potentiel de brisure douce de la supersymétrie peut être généré à partir d'une brisure spontanée dans un secteur caché avec transmission au secteur visible par l'interaction gravitationnelle. Dans ce cas, faire l'hypothèse d'unification des paramètres du Modèle Supersymétrique Minimal est naturelle.

En se plaçant à l'échelle GUT ($\Lambda_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV), on peut faire l'hypothèse d'unification des trois constantes de couplage associées aux trois groupes de jauge. Comme le montre la figure 2.7, cette hypothèse est en fait vérifiée expérimentalement si l'on se place dans le cadre d'une théorie SU(5) supersymétrique. L'unification des constantes de couplage laisse naturellement supposer que cette universalité existe également pour les autres paramètres du modèle. Ainsi, dans le cadre d'une théorie de supergravité, on suppose:

- l'unification des masses des différents jauginos: $M_i(\Lambda_{GUT}) = m_{1/2}$. Pour une échelle quel-

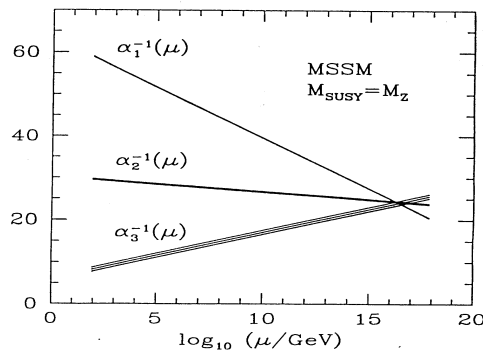


FIG. 2.7 – Dans le cadre d’une théorie GUT supersymétrique, Les mesures de précision LEP montrent clairement qu’au second ordre de la théorie des perturbations, les constantes de couplage s’unifient.

conque Λ , on a :

$$\frac{M_1(\Lambda)}{\alpha_1(\Lambda)} = \frac{M_2(\Lambda)}{\alpha_2(\Lambda)} = \frac{M_3(\Lambda)}{\alpha_3(\Lambda)} = \frac{m_{3/2}}{\alpha_{GUT}} \quad (2.38)$$

A l’échelle électrofaible, cette relation devient :

$$M_1 = \frac{5}{3} M_2 \tan^2 \theta_w \sim \frac{1}{2} M_2 \text{ et } M_3 = \frac{\alpha_s}{\alpha_{em}} M_2 \sin^2 \theta_w \sim 3,8 M_2 \quad (2.39)$$

- On fait également l’hypothèse d’unification des masses des fermions scalaires et des Higgs, et on note leur masse commune m_0 :

$$M_{\tilde{Q}_L^i} = M_{\tilde{U}_R} = M_{\tilde{D}_R^i} = M_{\tilde{D}_R^i} = M_{\tilde{L}_L^i} = M_{\tilde{E}_R^i} = m_1 = m_2 = m_0 \quad (2.40)$$

- On fait enfin l’hypothèse d’universalité des couplages trilineaires, A_0 .

La recherche des extremas du potentiel de Higgs, introduit pour la brisure de la symétrie électrofaible, permet de fixer la constante B et le paramètre $|\mu|$. Cependant le signe du paramètre μ n’est pas fixé et reste donc un paramètre libre.

On se retrouve dans le cadre d’une théorie de supergravité avec 5 paramètres :

$$\tan \beta, m_{1/2}, m_0, A_0, \mu/|\mu| \quad (2.41)$$

Si on suppose de plus l’unification des couplages de Yukawa du top, du bottom et du tau, on aboutit à des contraintes fortes sur le domaine de variation du paramètre $\tan \beta$. Dans l’hypothèse où $y_t \sim y_b$, les deux doublets de Higgs acquièrent des v.e.v. similaires, ce qui implique l’égalité des masses $m_t \sim m_b$ puisque celles-ci sont proportionnelles à la v.e.v. des Higgs. Par contre, dans le cas où $y_t \sim y_b$, on aboutit à la condition $\tan \beta \ll m_t/m_b$. On aboutit à des valeurs de $\tan \beta$ soit faibles ($\simeq 1, 5$), soit grandes ($\simeq 50$) [12].

2.7 Le spectre de particules

Ayant posé les bases du modèle supersymétrique, dans cette section, nous présentons le spectre des particules prédit par le Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Le nombre de nouvelles

particules est certes grand, mais ceci ne doit pas faire oublier les nombreux problèmes que permet de résoudre une théorie supersymétrique. D'autre part, la duplication du spectre de particules n'est pas une chose nouvelle en physique des particules. On se rappellera notamment que Dirac avait postulé l'existence des antiparticules. Cette idée a été confirmée par la découverte du positron.

2.7.1 Le secteur des Higgs

Le potentiel de Higgs nécessaire pour la brisure de la symétrie électrofaible $SU(2) \otimes U(1)$ en $U(1)$ est obtenu comme la somme de deux contributions:

- un terme dit de brisure douce, puisque issu de V_{soft} (relation 2.37) contenant un terme de masse pour chaque scalaire et un terme de mélange,
- un terme provenant du superpotentiel défini par la relation 2.35.

Son expression finale est:

$$V_{Higgs} = (m_1^2 + |\mu|^2)H_1^\dagger H_1 + (m_2^2 + |\mu|^2)H_2^\dagger H_2 - B\mu(\bar{H}_1 H_2 - \bar{H}_2 H_1) + \frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2) \left(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2 \right)^2 + \frac{1}{2}g_2^2 |H_1^\dagger H_2|^2 \quad (2.42)$$

La brisure de la symétrie électrofaible nécessite comme dans le modèle à un doublet que soit l'une soit les deux masses de brisure douce m_1^2 et m_2^2 soient négatives. Les 8 composantes (chacun des deux doublets apporte 4 champs scalaires réels, donc 4 degrés de liberté) des champs de Higgs permettent de construire la matrice de masse des Higgs:

$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_{Higgs}}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \quad (2.43)$$

dont la diagonalisation permet d'aboutir à deux champs scalaires réels h^0, H^0 , un champ pseudo-scalaire² A^0 et deux champs de Higgs chargés (H^+, H^-). Les 3 autres degrés de liberté constituent les bosons de Goldstone et fournissent leurs masses aux bosons Z^0 et W^\pm .

Comme dans le Modèle Standard, on effectue un développement perturbatif autour des v.e.v. des deux champs de Higgs neutres $\langle 0 | H_1^0 | 0 \rangle = v_1$ et $\langle 0 | H_2^0 | 0 \rangle = v_2$ en exprimant les différentes composantes des champs de Higgs en fonction des états propres de masse (h^0, H^0, A^0, H^+, H^-):

$$H_1 = \begin{pmatrix} v_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}(H \cos \alpha - h \sin \alpha + iA \sin \beta) \\ H^- \sin \beta \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

$$H_2 = \begin{pmatrix} H^+ \cos \beta \\ v_2 + \frac{1}{\sqrt{2}}(H \sin \alpha + h \cos \alpha + iA \cos \beta) \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

Les angles α et β sont respectivement définis par:

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (2.46)$$

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \left(\frac{M_{H^0}^2 + M_{h^0}^2}{M_{A^0}^2 - M_Z^2} \right)$$

2. On dit pseudo-scalaire parce que son couplage fait intervenir la matrice γ_5 .

Les masses de ces différents champs de Higgs s'expriment à l'ordre de l'arbre comme:

$$\begin{aligned}
M_{A_0}^2 &= m_1^2 + m_2^2 + 2\mu^2 \\
M_{H^\pm}^2 &= m_{A_0}^2 + M_W^2 \\
M_{h^0}^2 &= \frac{1}{2} \left(M_{A_0}^2 + M_Z^2 - \sqrt{(M_{A_0}^2 + M_Z^2)^2 - 4M_{A_0}^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right) \\
M_{H^0}^2 &= \frac{1}{2} \left(M_{A_0}^2 + M_Z^2 + \sqrt{(M_{A_0}^2 + M_Z^2)^2 - 4M_{A_0}^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right)
\end{aligned} \tag{2.47}$$

La masse du boson W s'écrit:

$$M_W^2 = \frac{1}{2} g_2^2 (v_1^2 + v_2^2) = \frac{1}{2} g_2^2 v^2 \tag{2.48}$$

L'existence nécessaire d'un minimum du potentiel de Higgs (V_{Higgs}) impose les deux relations:

$$\begin{aligned}
(m_1^2 + m_2^2 + 2\mu^2) \sin 2\beta &= -2B\mu \\
\frac{m_1^2 + M_Z^2/2}{m_2^2 + M_Z^2/2} &= \tan^2 \beta
\end{aligned} \tag{2.49}$$

Expérimentalement, les paramètres que l'on utilise dans le cadre de la recherche du boson de Higgs supersymétrique sont M_{A_0} et $\tan \beta$.

Nous voyons que nous aboutissons à une limite supérieure sur la masse du Higgs le plus léger: $m_{h^0} < M_Z |\cos 2\beta|$. L'inclusion des corrections radiatives permet d'aboutir à une limite supérieure de 130 GeV/ c^2 environ. Cette limite est en accord avec celle obtenue à partir des mesures de précision, ce qui plaide en faveur d'une extension supersymétrique du Modèle Standard.

2.7.2 Les fermions scalaires

Nous nous intéressons plus particulièrement aux leptons scalaires. Si l'on se place dans le cadre d'une théorie de type supergravité, la masse commune des sleptons est m_0 .

Ce paramètre de masse va varier de l'échelle GUT à l'échelle électrofaible. On obtient les expressions suivantes pour les paramètres de masse associés aux sleptons [14]:

$$\begin{aligned}
M_{\tilde{\nu}_\ell}^2 &= m_0^2 + \frac{1}{4}C_1 + C_2 + \frac{1}{2}M_Z^2 \cos 2\beta \\
M_{\tilde{\ell}_L}^2 &= m_0^2 + \frac{1}{4}C_1 + C_2 - \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W\right)M_Z^2 \cos 2\beta \\
M_{\tilde{\ell}_R}^2 &= m_0^2 + C_1 - \sin^2 \theta_W M_Z^2 \cos 2\beta
\end{aligned} \tag{2.50}$$

avec $C_1 = -\frac{2}{11}M_1^2 \left(1 - \frac{\alpha_{GUT}^2}{\alpha_1^2}\right)$ et $C_2 = -\frac{3}{2}M_2^2 \left(1 - \frac{\alpha_{GUT}^2}{\alpha_2^2}\right)$. De ces relations, on peut obtenir des relations importantes entre la masse du slepton $\tilde{\ell}_L$ et la masse du sneutrino $\tilde{\nu}_\ell$:

$$M_{\tilde{\ell}_L}^2 - M_{\tilde{\nu}_\ell}^2 = M_W^2 \cos 2\beta \tag{2.51}$$

Les masses des sleptons s'obtiennent par diagonalisation de la matrice de masse suivante:

$$\begin{pmatrix} M_{\tilde{\ell}_L}^2 + m_\ell^2 & m_\ell(A_\ell + \mu \tan \beta) \\ m_\ell(A_\ell + \mu \tan \beta) & M_{\tilde{\ell}_R}^2 + m_\ell^2 \end{pmatrix} \tag{2.52}$$

Pour les deux premières générations de leptons, on peut légitimement faire l'approximation $m_\ell \sim 0$. Ceci fournit les états de masse $\tilde{\ell}_R, \tilde{\ell}_L$ dont l'expression des masses a été établie précédemment (relations 2.50). On remarquera que l'état le plus léger est l'état slepton droit $\tilde{\ell}_R$.

Pour la troisième génération, cette approximation ne peut plus se faire puisque $m_\tau \sim 1,778 \text{ GeV}/c^2$. Il faut par conséquent diagonaliser la matrice de masse donnée par la relation 2.52. Les deux états propres de masse rangés par ordre croissant sont notés $\tilde{\tau}_1$ et $\tilde{\tau}_2$. Ils sont définis par:

$$\begin{pmatrix} \tilde{\tau}_1 \\ \tilde{\tau}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\tilde{\tau}} & \sin \theta_{\tilde{\tau}} \\ -\sin \theta_{\tilde{\tau}} & \cos \theta_{\tilde{\tau}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\tau}_L \\ \tilde{\tau}_R \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

L'angle de la rotation $\theta_{\tilde{\tau}}$ s'appelle angle de mélange, il s'exprime comme:

$$\theta_{\tilde{\tau}} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2m_\tau(A_\tau + \mu \tan \beta)}{M_{\tilde{\tau}_L}^2 - M_{\tilde{\tau}_R}^2} \right) \quad (2.54)$$

Les expressions des deux masses propres sont:

$$m_{\tilde{\tau}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} \left[(M_{\tilde{\tau}_L}^2 + M_{\tilde{\tau}_R}^2) \mp \sqrt{(M_{\tilde{\tau}_L}^2 - M_{\tilde{\tau}_R}^2)^2 + 16m_\tau^2(A_\tau + \mu \tan \beta)^2} \right] \quad (2.55)$$

La physique des taus scalaires est comme nous le verrons, très riche, grâce notamment à l'existence de cet angle de mélange. Elle permet de contraindre les paramètres du modèle supersymétrique. De plus le stau semble, d'après les expressions des masses précédentes être plus léger que les partenaires des deux premières générations. Son potentiel de découverte est par conséquent plus grand. Dans le secteur des squarks, on suppose que pour les deux premières générations la masse des quarks est négligeable. Et, puisque pour la troisième génération de leptons on ne néglige pas les masses des quarks top et bottom, on aboutit également à un angle de mélange dans le secteur des stops et un autre dans le secteur des sbottoms.

2.7.3 Les charginos

La supersymétrie introduit quatre nouveaux champs fermioniques chargés: les champs fermioniques \tilde{W}_1 et \tilde{W}_2 qui forment les deux états chargés $\tilde{W}^\pm = 1/\sqrt{2}(\tilde{W}_1 \mp i\tilde{W}_2)$, et les champs fermioniques \tilde{H}^+ et \tilde{H}^- , partenaires supersymétriques des bosons de Higgs chargés. Ces deux champs sont rassemblés dans le terme de masse suivant:

$$-\frac{1}{2}(\tilde{W}^-, \tilde{H}^-) \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}^+ \end{pmatrix} + h.c. \quad (2.56)$$

La diagonalisation de cette matrice de masse nécessite deux matrices unitaires: Z_+ et Z_- . On obtient les deux états de masse charginos notés $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^\pm$:

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2)^2 - 4(\mu M_2 - M_W^2 \sin 2\beta)^2} \right]$$

Ils vérifient les deux relations suivantes:

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 + M_{\tilde{\chi}_2^\pm}^2 = M_2^2 + 2M_W^2 + \mu^2 \text{ et } M_{\tilde{\chi}_1^\pm} M_{\tilde{\chi}_2^\pm} = \mu M_2 - M_W^2 \sin 2\beta$$

La nature du chargino est très importante. En effet, selon que celui-ci est Higgsino ou Jaugino, ses interactions avec les autres particules vont être sensiblement différentes, ce qui modifiera les sections

efficaces de production ainsi que les largeurs de désintégration. De plus, dans la limite où $\mu \pm M_2$ est grand par rapport à la masse du boson Z^0 , les masses des charginos peuvent être approximées par:

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm} = M_2 \mp \frac{M_W^2 (M_2 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} \quad (2.57)$$

Dans ce cas, le chargino le plus léger, $\tilde{\chi}_1^\pm$, est Wino ($\sim \tilde{W}^\pm$) tandis que le second chargino est Higgsino ($\sim \tilde{H}^\pm$).

2.7.4 Les neutralinos

Les jauginos et les higgsinos sont respectivement les partenaires supersymétriques des bosons de jauge neutres (B_μ, W_μ^3) et des champs de Higgs neutres (H_1^0, H_2^0). La brisure de la symétrie électrofaible a comme conséquence un mélange de ces différents champs, ce qui donne finalement quatre états de masses physiquement observables, les neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$). Leurs masses s'obtiennent en diagonalisant la matrice hermitienne suivante, exprimée dans la base ($B_\mu, W_\mu^3, H_1^0, H_2^0$):

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & -M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

Leurs masses vérifient un certain nombre de relations qui peuvent être utilisées par exemple pour inverser le spectre et exprimer les différents paramètres en fonction des masses [15]. Notons les deux relations remarquables:

$$\begin{aligned} \prod_{i=1}^4 M_{\tilde{\chi}_i^0} &= -\mu^2 M_1 M_2 + \mu M_W^2 (M_1 + M_2 \tan^2 \theta_W) \sin 2\beta \\ \sum_{i=1}^4 M_{\tilde{\chi}_i^0}^2 &= M_1^2 + M_2^2 + 2\mu^2 + 2M_Z^2 \end{aligned} \quad (2.59)$$

Comme pour les charginos, le couplage des neutralinos aux autres particules dépend fortement de leur saveur. Les neutralinos sont dits jauginos si les composantes de la matrice qui les diagonalise que nous notons N_{ij} , sont telles que $\sqrt{N_{i1}^2 + N_{i2}^2} \gg \sqrt{N_{i4}^2 + N_{i3}^2}$. Dans le cas contraire ils sont dits Higgsinos.

Pour résumer, le spectre des différents jauginos est représenté sur la figure 2.8 pour deux hypothèses du paramètre $\tan \beta$. Nous remarquons que pour les grandes valeurs de ce paramètre, les courbes de masse présentent une symétrie en μ par rapport à $\mu = 0$.

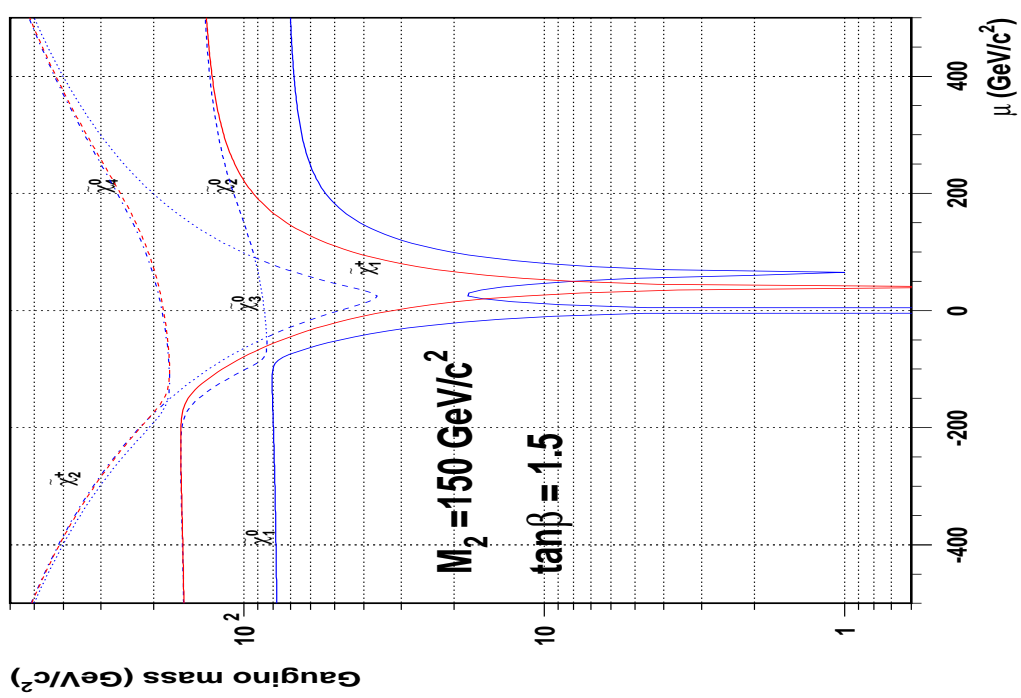
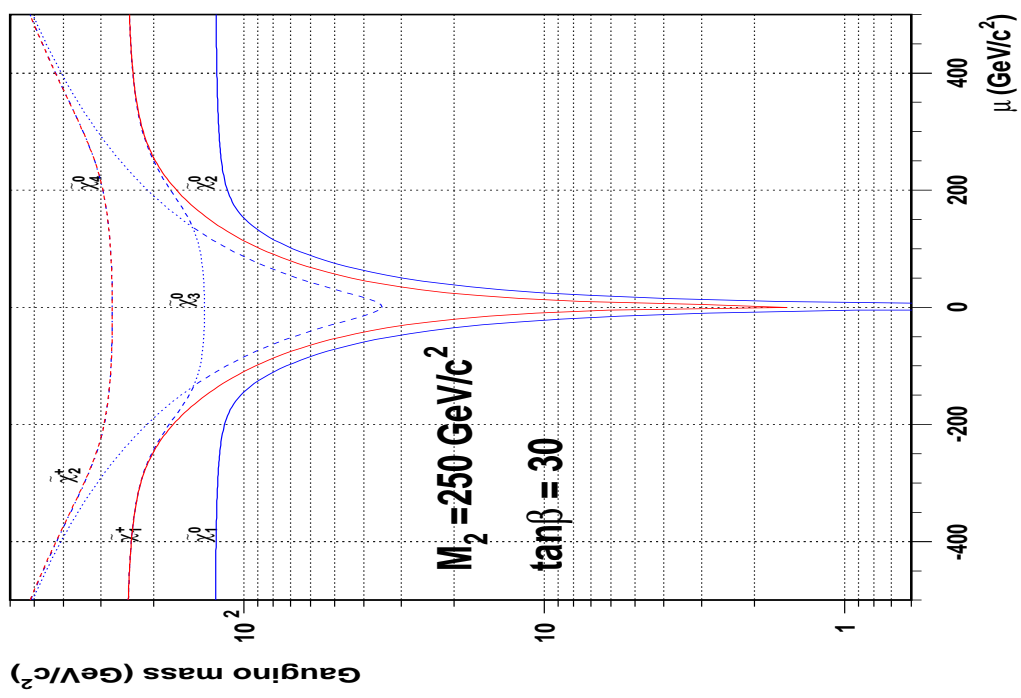


FIG. 2.8 – Courbes de masse des neutralinos et des charginos avec hypothèse de grande unification. On remarquera notamment la dégénérescence en masse entre les charginos et les neutralinos pour les grandes valeurs du paramètre $|\mu|$.

2.8 De la R-symétrie à la R-parité

Dans le Modèle Standard, la conservation des nombres leptonique et baryonique n'est pas une condition nécessaire. Par conséquent rien n'interdit l'ajout du terme suivant au lagrangien:

$$\hat{W}_R = \frac{1}{2}\lambda^{ijk}\hat{L}_{iL}\hat{L}_{Lj}\hat{E}_{Rk} + \lambda'^{ijk}\hat{L}_{iL}\hat{Q}_{jL}\hat{D}_{kR} + \frac{1}{2}\lambda''^{ijk}\hat{D}_{Ri}\hat{D}_{Rj}\hat{U}_{Rk} \quad (2.60)$$

Les deux premiers termes ne conservent pas le nombre leptonique tandis que le troisième viole le nombre baryonique. La R-symétrie [16],[17] est une symétrie continue globale qui produit une rotation des champs de fermions vers les champs de bosons d'un même superchamp. A cette symétrie on associe une R-charge qui prend la valeur R=0 pour les particules ordinaires (bosons de jauge et de Higgs ainsi que les fermions) et les valeurs R=±1 pour leurs partenaires supersymétriques. Si cette symétrie est conservée, elle interdit la présence des termes de brisure douce qui donnent leur masse aux champs de jauginos. L'absence d'observation de gluinos légers se combinant avec des quarks et des gluons pour former un R-hadron montre clairement que cette symétrie n'est pas conservée. De cette symétrie brisée par les termes de brisure douce associés aux jauginos, subsiste une symétrie Z_2 , la R-parité définie comme:

$$R_P = (-1)^{3B+L+2S} \quad (2.61)$$

où B , L et S sont les nombres baryonique, leptonique et de spin. Les particules standard ont une R-parité de +1 tandis que leurs partenaires supersymétriques ont une R-parité de -1. Pour éviter la désintégration rapide du proton via des modes $p \rightarrow e^+\pi^0, \mu^+\pi^0, \nu\pi^+, \nu K^+$, etc., on suppose ce nombre conservé. Sous cette hypothèse, le superpotentiel \hat{W}_R est éliminé. La conservation de la R-parité a comme conséquences:

- que la production des particules supersymétriques se fait toujours par paires,
- qu'il existe une particule stable neutre, le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ ou le sneutrino $\tilde{\nu}$. Ces particules constituent des candidats pour les recherches de matière noire,
- qu'expérimentalement la recherche de particules supersymétriques, et plus particulièrement de leptons scalaires, se caractérise par l'énergie manquante emportée par cette particule stable.

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nuclear Physics 22 (1961) 579 ,
S. Weinberg, Physical Review Letters 19 (1976) 1264.
Une revue du modèle standard peut être trouvée dans les deux références suivantes:
V. Novikov, *Field Theory and the Standard Model*, 1998 European school of high energy physics, CERN 99-04
C. Quigg, *The state of the Standard Model*, hep-ph/0001145,
- [2] P.W. Higgs, *Broken Symmetries, massless Particles and Gauge Fields*, Phys.Lett.12:132-133,1964; P.W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of the gauge bosons*, 1964, Phys.Rev.Lett.13:508-509,1964.
- [3] Les résultats de la conférence à Moriond sont accessibles par:
http://www.lal.in2p3.fr/CONF/Moriond/ElectroWeak/electroweak_fr.html
- [4] C. Jarlskog, *Phenomenology of the Standard Model and non Standard Higgs Particles*, Proceedings of the 27th Scottish Universities Summer School in Physics, St Andrews August 1984.
- [5] H. Georgi and S.L. Glashow, Physics Review Letters 32(1974) 438.
Contrairement à ce que l'on pourrait penser, il n'y a aucune formule dans cet article qui est le premier à introduire un modèle de grande unification basé sur le groupe de symétrie SU(5). Les auteurs nous montrent simplement comment de tous les groupes de rang 4, seul SU(5) est susceptible d'être à la base d'une théorie de grande unification.
- [6] M. Magg and Q. Shafi, *Symmetry Breaking Patterns in SU(5)*, Zeitschrift für Physics C, Particles and Fields 4 (1980) 63-66.
Cet article explique comment choisir le potentiel de Higgs pour briser la symétrie basée sur le groupe SU(5) et générer ainsi les masses des différents leptosquarks X et Y .
- [7] J. Ellis *et al.*, Phys.Lett. 260 (1991) 131.
- [8] W. Greiner and B. Müller, *Gauges Theories of Weak Interactions*, Springer Verlag.
Cet ouvrage fait partie d'une longue série. Un chapitre entier est consacré au modèle basé sur la symétrie SU(5). Le calcul de la durée de vie du proton est également traité.
- [9] R.N. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry: the Frontier of Quark Lepton Physics*. Springer Verlag.
Les chapitres 9, 10 et 11 expliquent très bien la notion de superchamps, de variables de Grassmann,.... Dans le chapitre 12, l'auteur se veut beaucoup plus phénoménologue et exprime le lagrangien avant de s'intéresser aux masses de particules supersymétriques.

- [10] H.E. Haber, G.L. Kane, *The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model*, Physics Report 117 (1985) 75.
Cet ouvrage est cité en référence dans pratiquement tous les articles portant sur la supersymétrie. Les cent premières pages de cet article permettent de voir en détail l'aspect phénoménologique de la supersymétrie. Dans les annexes qui suivent, les auteurs présentent les grandes étapes nécessaires pour la construction du lagrangien supersymétrique ainsi que la notion de brisure de la supersymétrie. Comme applications finales, ils proposent le calcul de sections efficaces et de largeurs de certains processus mettant en jeu des particules supersymétriques.
- [11] M. Drees, *An Introduction to Supersymmetry*, hep-ph/9611409
la discussion sur l'origine de deux doublets de Higgs est faite dans les sections 3.d et 4.a.
- [12] M.S. Chanowitz, J. Ellis and M.K. Gaillard, Nucl. Phys. B128 (1977) 506.
- [13] P. Fayet, *Supersymmetry Confronting Experiment*, Phys.Rep. 105, (1984) 1.
- [14] S.P. Martin and P. Ramond, *Sparticle Spectrum Constraints*, hep-ph/9306314.
- [15] J.-L. Kneur, G. Moultaka *Inverting the Supersymmetric Standard Model Spectrum: from Physical to Lagrangian Ino Parameters*, Phys. Rev. D 59 (1999) 015005,
- [16] P.Fayet, *Supersymmetric Theories of Particles and Interactions*, Physica Scripta Vol T15, (1987), 46-60
- [17] N.Sakai, *Supersymmetry in Field Theory*, hep-ph/9010376.

Chapitre 3

Les phases dans le MSSM

Les paramètres introduits dans le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM), sont a priori complexes. Les analyses actuelles se placent toutes dans l'hypothèse simplificatrice selon laquelle ces paramètres sont réels. Les contraintes portant sur le moment dipolaire de l'électron et du neutron [1] ont, dans un premier temps, imposé cette approximation. Or récemment, ce choix a été remis en cause par des calculs portant sur les contributions supersymétriques au moment dipolaire électrique par plusieurs auteurs [2] qui ont montré que les contributions supersymétriques peuvent se compenser de telle sorte que leur contribution aux moments dipolaires électriques respecte les contraintes expérimentales. Par conséquent, l'hypothèse selon laquelle les phases associées aux paramètres supersymétriques sont nulles n'est plus valable.

Dans ce chapitre, après avoir discuté les origines de ces différentes phases, nouvelles source de la violation \mathcal{CP} [3], nous analysons les conséquences qu'elles ont sur les exclusions associées à la recherche de charginos pour une énergie de 189 GeV.

3.1 Phases dans le modèle standard

Les symétries \mathcal{C} (échange particule-antiparticule) et \mathcal{P} (inversion d'espace), conservées pour les interactions électromagnétiques et fortes, sont violées dans les interactions faibles. Leur produit, \mathcal{CP} , semble ne pas être conservé dans les processus de désintégration des mésons K^0 , notamment par l'étude des réactions $K^0(J^P = 0^-)$ en $\pi^+\pi^-$ et en $\pi^+\pi^-\pi^0$ [3]. Dans le contexte du modèle standard, l'origine de cette violation de la symétrie \mathcal{CP} dans le secteur électrofaible vient de l'existence d'une phase notée δ_{CKM} , l'un des quatre paramètres de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, matrice 3×3 de passage de la base des états d'interaction aux états de masse des quarks.

La violation de \mathcal{CP} est nécessaire en ce sens qu'elle est l'un des trois critères nécessaires pour le modèle proposé par Sakharov pour expliquer l'asymétrie baryon-antibaryon que l'on observe [4], les deux autres critères étant la violation du nombre baryonique et des conditions de non équilibre. L'extension supersymétrique du modèle standard, dans son cas le plus général, rajoute de nouvelles phases physiques, nouvelles sources de violation de \mathcal{CP} . L'introduction de ces phases fait l'objet de la section suivante.

3.2 Phases dans le MSSM

L'extension supersymétrique du modèle standard introduit un très grand nombre de paramètres a priori complexes et donc sources de nouvelles phases violant \mathcal{CP} [5]. Ces phases, associées aux termes présents dans le superpotentiel et dans le potentiel de brisure douce (relations 2.35 et 2.37), sont:

- ϕ_μ , la phase associée au paramètre de mélange des deux champs de Higgs, μ ,
- ϕ_B provenant du paramètre B sans dimension dans le potentiel de brisure douce,
- $\phi_{M_1}, \phi_{M_2}, \phi_{M_3}$. Elles correspondent aux trois paramètres de masse des gauginos M_1, M_2, M_3 associés aux trois groupes de jauge $U(1), SU(2)$ et $SU(3)$.
- $\phi_{A_E}, \phi_{A_U}, \phi_{A_D}$, sont quant à elles associées aux couplages trilineaires et apparaissent, comme nous l'avons vu précédemment, dans les termes non diagonaux des matrices de masse des sfermions.

Heureusement toutes ces phases ne sont pas toutes indépendantes. En effet, les observables physiques dépendent de la combinaison de deux de ces paramètres. Les combinaisons que l'on considère sont:

$$A_f^* M_i \quad M_i \mu B^* \quad A_i \mu B^* \quad (3.1)$$

Pour s'en convaincre, on se rappellera par exemple l'expression des éléments non diagonaux de la matrice de masse des sfermions (expression 2.52).

Le lagrangien avant la brisure de la symétrie électrofaible et de la supersymétrie par l'insertion du potentiel de brisure douce, possède deux symétries $U(1)$:

- la R-symétrie, une symétrie continue entre les différents champs d'un même supermultiplet (voir chapitre précédent) [7].
- la symétrie de Peccei-Quinn (PQ). On peut associer à cette symétrie une charge qui vaut -2 pour les champs de Higgs et +1 pour les champs de matière Q_L, U_R, D_R, L_L et E_R .

Ces deux symétries permettent donc d'éliminer deux phases:

- On impose $\phi_B = 0$. Ce choix est motivé par le fait que ce paramètre est relié à $\tan \beta$. Ainsi on conserve le rapport des deux v.e.v. réel.
- Le choix de la seconde phase est plus libre. Certains [6] choisissent $\phi_{M_3} = 0$. Dans l'analyse que nous présentons ici, nous avons choisi $\phi_{M_2} = 0$.

On reste donc avec trois phases dans le secteur des gauginos, ϕ_{M_1}, ϕ_{M_3} et ϕ_μ , et quatre phases $\phi_{A_u}, \phi_{A_d}, \phi_{A_t}$ et ϕ_{A_e} associées aux termes trilineaires.

3.3 Contraintes sur les phases

Comme nous l'avons dit précédemment, la contrainte sur les phases due à la limite expérimentale sur le moment dipolaire électrique de l'électron et du neutron [1] a abouti à l'hypothèse simplificatrice que ces phases (ϕ_{M_1} , ϕ_{M_3} , ϕ_μ , ϕ_{A_u} , ϕ_{A_d} , ϕ_{A_t} et ϕ_{A_e}) doivent être nulles. Dans cette section nous essayons de voir les raisons qui ont amené à faire cette hypothèse [7].

Le moment dipolaire d'une particule de spin 1/2 et de fonction d'onde ψ est défini comme le coefficient d_f de l'opérateur:

$$\mathcal{L} = -\frac{i}{2}d_f\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\psi F^{\mu\nu} \quad (3.2)$$

Pour le neutron, il faut rajouter les termes dus au tenseur $G_{\mu\nu}^a$ (SU(3)) et sommer les contributions dues aux différents quarks. Dans ce cas, le moment dipolaire électrique qui lui est associé s'exprime comme $d_n = 4/3d_d - 1/3d_u$.

Comme l'illustre le diagramme de la figure 3.1, les particules supersymétriques vont apporter de nouvelles contributions au premier ordre des perturbations au moment dipolaire. Il est possible de

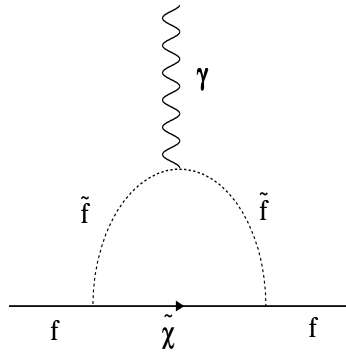


FIG. 3.1 – Au premier ordre de la théorie des perturbations, les particules supersymétriques contribuent au moment dipolaire électrique (edm). Ceci induit une dépendance de l'edm des phases introduites par le MSSM.

montrer que ces contributions supersymétriques se mettent sous la forme [8]:

$$d_f \sim \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{f}}} \right)^2 \sin \phi \times 10^{-23} \text{ e cm} \quad (3.3)$$

avec ϕ la somme ou la différence des phases supersymétriques. Ces contributions sont à comparer avec les limites expérimentales actuelles [1] faites à partir de mesures en physique atomique (atomes de mercure par exemple):

$$d_e^{exp} < 4,3 \times 10^{-27} \text{ e cm et } d_n^{exp} < 6,3 \times 10^{-26} \text{ e cm} \quad (3.4)$$

L'évolution du moment dipolaire électrique en fonction de la phase associée au paramètre μ est illustrée par les figures 3.2 et 3.3 (ces courbes ont été réalisées en utilisant un programme fourni par J.Rosiek [6]). Sur cette figure on voit que le moment dipolaire normalisé au moment dipolaire

expérimental, atteint ses plus grandes valeurs pour les petites valeurs de $|\mu|$ voisines de $100 \text{ GeV}/c^2$ et pour des phases ϕ_μ comprises entre 20° et 120° . Les seuls points pour lesquels le rapport semble être voisin de 1 sont obtenus pour des phases ϕ_μ voisines de 0° ou 180° et pour les grandes valeurs de μ .

Les limites expérimentales imposent que $m_{\tilde{f}}$, les masses des partenaires supersymétriques, soient:

- soit très grandes, c'est-à-dire supérieures au TeV ainsi les phases peuvent ne pas être petites. Or ceci remettrait en cause la brisure douce de la symétrie qui impose que les masses des partenaires supersymétriques soient inférieures au TeV. De plus des arguments cosmologiques vont à l'encontre de ce scénario si le neutralino le plus léger est de type jaugino [2],
- soit de l'ordre de 100 GeV mais $\sin \phi \ll 1$, c'est-à-dire des phases nulles.

On comprend alors mieux pourquoi pendant longtemps on s'est placé dans l'approximation des phases nulles et paramètres réels pour les analyses de recherche de particules supersymétriques.

Or récemment, il a été montré que les contributions au moment dipolaire électriques dues aux partenaires supersymétriques peuvent s'annuler entre elles [9]. Par conséquent les phases n'ont plus de raisons d'être petites, d'où la nécessité de les reconsidérer. Celles-ci sont comme nous le verrons très importantes puisqu'elles vont modifier les masses des différents jauginos et des différents sfermions, ainsi que les valeurs des sections efficaces.

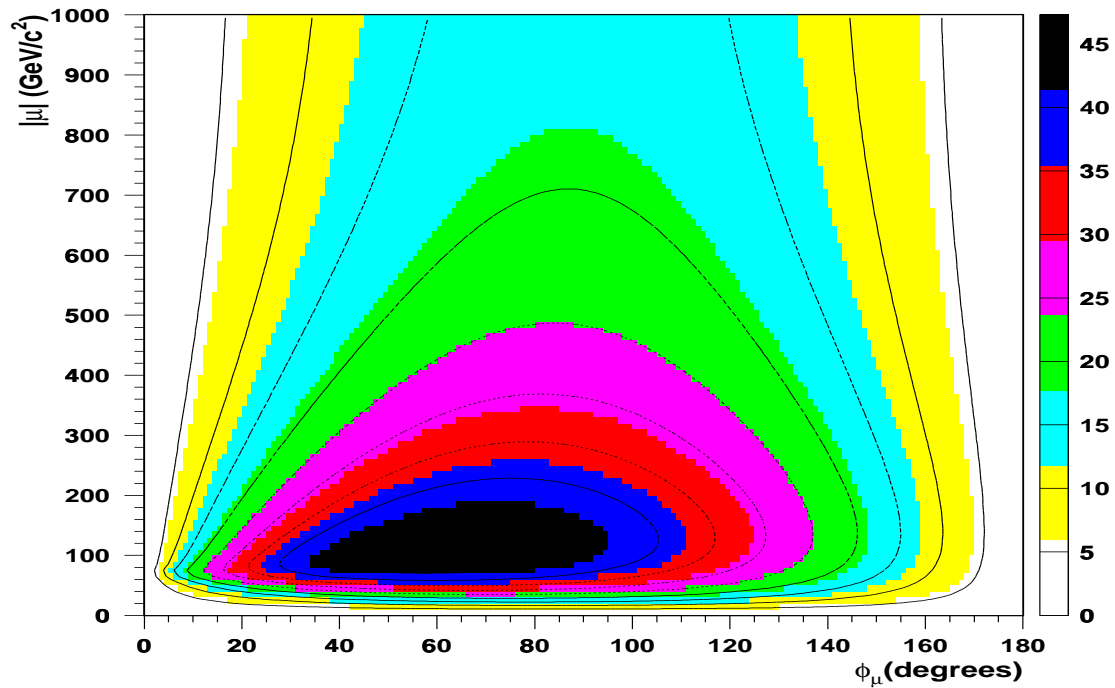


FIG. 3.2 – Evolution du moment dipolaire électrique associé à l'électron divisé par la valeur de la limite supérieure expérimentale $d_e^{exp} < 4,3 \times 10^{-27} e \text{ cm}$ dans le plan $(\phi_\mu, |\mu|)$.

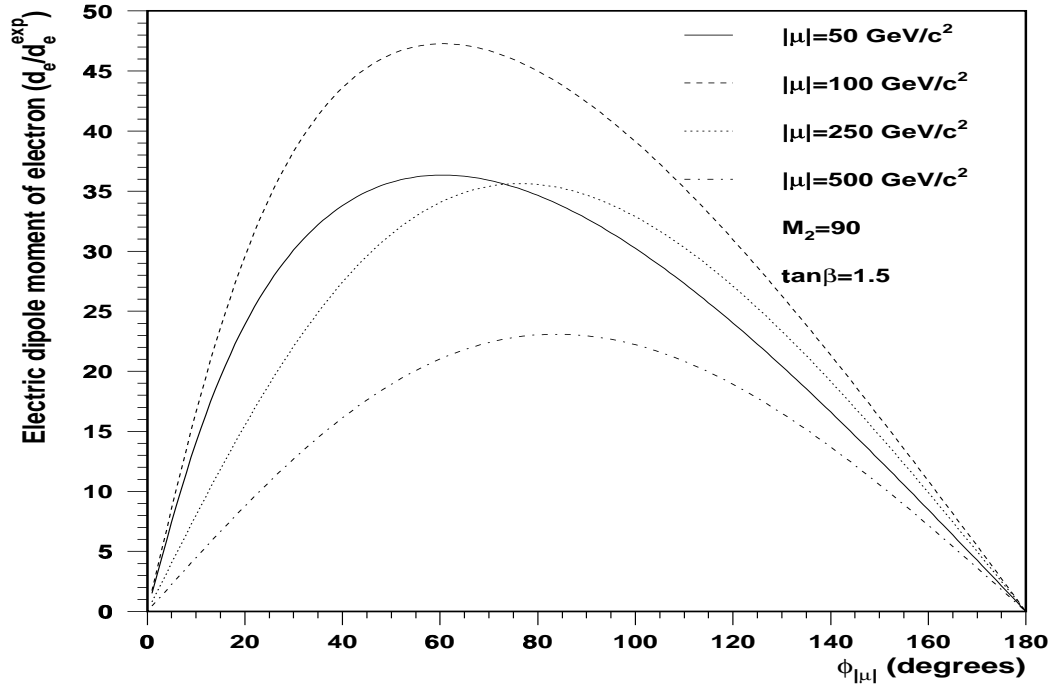


FIG. 3.3 – Evolution du moment dipolaire électrique associé à l'électron divisé par la valeur de la limite supérieure expérimentale $d_e^{exp} < 4,3 \times 10^{-27} e \text{ cm}$ en fonction de la phase ϕ_μ pour différents scénarios de $|\mu|$.

3.4 Evolution des masses

Les phases modifient profondément le secteur des jauginos et des sfermions. En effet les matrices de masse font intervenir les phases ϕ_{M_1}, ϕ_μ (pour le secteur des neutralinos et des charginos) et les phases associées aux couplages trilineaires, $\phi_{A_u}, \phi_{A_d}, \phi_{A_t}$ et ϕ_{A_e} pour les sfermions.

Notons que pour les deux premières générations de sleptons et de squarks, on peut toujours faire l'approximation selon laquelle les termes hors diagonale de la matrice de masse sont négligeables, ce qui permet de conserver les résultats sans phase, du moins pour les masses.

La matrice associée aux charginos:

$$M_{\tilde{\chi}^+} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & |\mu|e^{i\phi_\mu} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

est diagonalisée par l'introduction de deux matrices unitaires Z_+ et Z_- définies comme:

$$\begin{aligned} Z_- &= \begin{pmatrix} \cos \phi_- & e^{+i\delta_-} \sin \phi_- \\ -e^{+i\delta_-} \sin \phi_- & \cos \phi_- \end{pmatrix} \\ Z_+ &= \begin{pmatrix} e^{i\gamma_1} & 0 \\ 0 & e^{i\gamma_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi_+ & e^{+i\delta_+} \sin \phi_+ \\ -e^{+i\delta_+} \sin \phi_+ & \cos \phi_+ \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.6)$$

où les paramètres $\delta_\pm, \phi_\pm, \gamma_1$ et γ_2 dépendent des paramètres $M_2, |\mu|, \phi_\mu$ et de $\tan \beta$. Les masses des deux charginos sont les éléments de la matrice diagonale:

$$M_{\tilde{\chi}^+}^D = Z_-^* M_{\tilde{\chi}^+} Z_+^{-1} \quad (3.7)$$

On obtient les valeurs propres suivantes pour les masses des charginos:

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}^+}^2 = \frac{1}{2}(M_2^2 + |\mu|^2 + 2M_W^2 \pm \Delta) \quad (3.8)$$

$$\Delta = ((M^2 - |\mu|^2)^2 + 4M_W^2(M_2^2 + |\mu|^2 + 2M_2|\mu| \cos \phi_\mu \sin 2\beta + M_W^2 \cos^2 2\beta))^{1/2}$$

Les matrices Z_\pm vérifient:

$$Z_-^* M_{\tilde{\chi}^+}^\dagger M_{\tilde{\chi}^+} Z_-^{*-1} = Z_+ M_{\tilde{\chi}^+}^\dagger M_{\tilde{\chi}^+} Z_+^{-1} = \sum_{i=1,2} M_{\tilde{\chi}_i^+}^2 \quad (3.9)$$

Ces identités permettent de déterminer les expressions des angles δ_\pm ainsi que ϕ_\pm . On trouve:

$$\begin{aligned} \tan \delta_+ &= |\mu| \sin \phi_\mu \cos \beta / (M_2 \sin \beta + |\mu| \cos \phi_\mu \cos \beta) \\ \tan \delta_- &= -|\mu| \sin \phi_\mu \sin \beta / (M_2 \cos \beta + |\mu| \cos \phi_\mu \sin \beta) \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\sin \phi_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}\Delta} (1 + (M_2^2 - \mu^2 \pm 2M_W^2 \sin 2\beta)^{1/2} /) \quad (3.11)$$

Puisque la matrice de masse des neutralinos est complexe, symétrique, mais non hermitienne:

$$M_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} |M_1|e^{i\phi_{M_1}} & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & -M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -|\mu|e^{i\phi_\mu} \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -|\mu|e^{i\phi_\mu} & 0 \end{pmatrix}$$

elle peut être diagonalisée par une matrice N telle que:

$$M_{\tilde{\chi}^0}^D = N^{-1*} M_{\tilde{\chi}^0} N \quad (3.12)$$

Les masses des $\tilde{\chi}^0$ dépendent donc de $|M_1|$, M_2 , ϕ_{M_1} , $|\mu|$ et de ϕ_μ . Dans un premier temps, nous examinons comment évoluent les masses des différents jauginos avec les phases. Dans un souci de simplification, nous avons fixé la phase associée à M_1 à 0° et nous avons supposé que la relation entre les paramètres M_1 et M_2 obtenue à l'échelle électrofaible se conserve en module:

$$\phi_{M_1} = 0^\circ \quad \text{et} \quad |M_1| = \frac{5}{3} M_2 \tan^2 \theta_W \quad (3.13)$$

Sous ces hypothèses, nous avons étudié les variations des différentes masses en fonction de la phase ϕ_μ . Cette étude nous a permis de les classer en 6 familles:

- Pour certains jeux de paramètres, on voit apparaître une forte dépendance de la masse du chargino en termes de la phase associée au paramètre μ , par contre le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est insensible à cette phase. Comme le montre la relation 3.9, la masse du chargino augmente avec la phase ϕ_μ . Toutefois la hiérarchie de masse entre le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ et le chargino $\tilde{\chi}_1^+$ semble respectée. Ce point est illustré par la figure 3.4.
- Pour certaines valeurs de M_2 et $|\mu|$ de l'espace des paramètres, le chargino est plus léger que le neutralino pour les petites phases. La hiérarchie de masse est ensuite restaurée pour une valeur donnée de ϕ_μ .

- Il existe également des ensembles de points pour lesquels les masses des charginos tout comme celles des neutralinos ne montrent aucune dépendance en ϕ_μ . Ceci se produit systématiquement pour les grandes valeurs de $\tan \beta$ pour n'importe quelle valeur des autres paramètres. Ceci peut en fait être vu à partir des expressions analytiques des masses des charginos (relation 3.9). En effet comme $\tan \beta$ devient grand, $\sin 2\beta$ facteur de la phase ϕ_μ devient nul et la dépendance disparaît.
- Il existe également des cas de figure pour lesquels les deux masses de chargino et de neutralino sont des fonctions monotones croissantes de la phase ϕ_μ . Toutefois le neutralino reste plus léger que le chargino. La différence de masse entre le chargino et le neutralino quant à elle tend à augmenter (figure 3.6).
- Enfin comme l'illustre la figure 3.7, il existe des valeurs de l'espace des paramètres pour lesquelles une dégénérescence entre la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ et la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ apparaît pour $\phi_\mu = \pi/2$, c'est-à-dire pour μ imaginaire pur. De telles situations se présentent dans le cas où $\tan \beta$ est voisin de 1 et pour des valeurs du rapport $M_2/|\mu| \gg 1$, c'est à dire pour des scénarios où le premier chargino et les deux neutralinos les plus légers sont pratiquement purement higgsinos. Dans ce cas, il est possible de démontrer lorsque le paramètre de mélange dans le secteur des Higgs μ est purement réel, la différence des carrés des masses entre le chargino et le neutralino peut être approximée par [10]:

$$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \approx \begin{cases} \frac{2m_Z^2 s_W^2 |\mu|}{M_1} & \phi_\mu = 0 \\ \frac{2m_W^2 |\mu|}{M_2} & \phi_\mu = \pi \end{cases} \quad (3.14)$$

Dans le cas où le paramètre μ est purement imaginaire, on peut facilement établir que [10]:

$$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \approx \frac{|\mu|^2 m_Z^2 s_W^2}{M_1^2 - |\mu|^2} \approx \frac{2|\mu|^2 m_Z^2 s_W^2}{M_1^2} \quad (3.15)$$

Ce résultat est très intéressant en ce sens qu'il montre notamment l'importance des analyses charginos qui se placent dans le cas où le chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ est dégénéré en masse avec le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Remarquons également que la différence de masse pour μ imaginaire pur est plus petite par un facteur $|\mu|/M_1$ que dans le cas μ réel. Cette différence de masse pour $|\mu|$ fixé, aura tendance à devenir de plus en plus petite pour des hypothèses de masse de gaugino grandes.

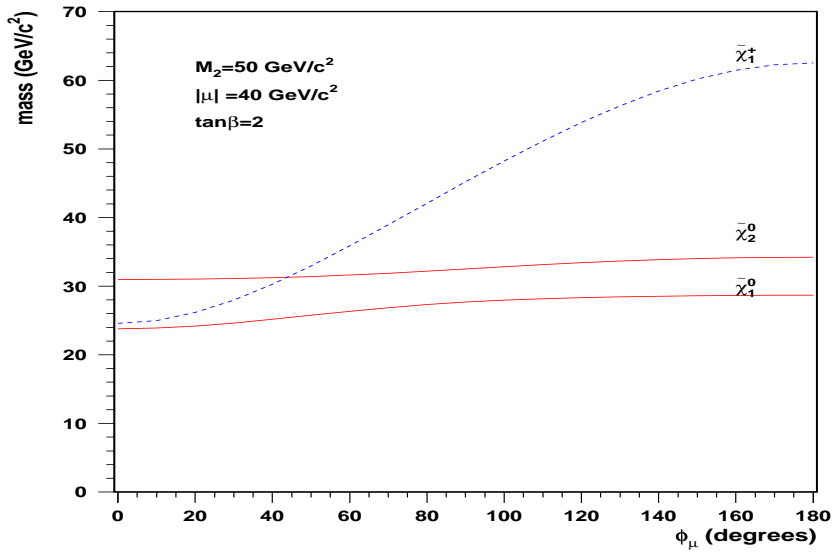
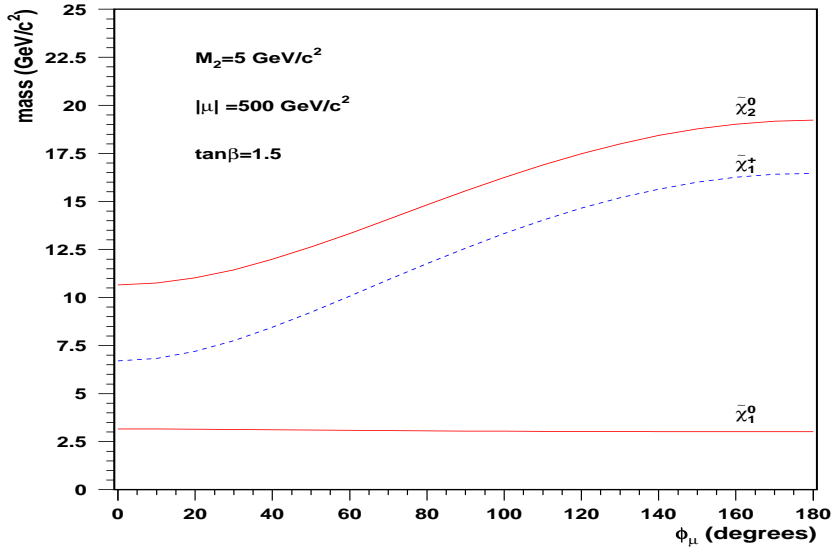


FIG. 3.4 – Evolution des masses de jauginos en fonction de la phase ϕ_μ . Il ne semble pas y avoir de dépendance de la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ en ϕ_μ . La figure du bas, quant à elle, montre que la phase de μ introduit une levée de dégénérescence entre le chargino et le neutralino.

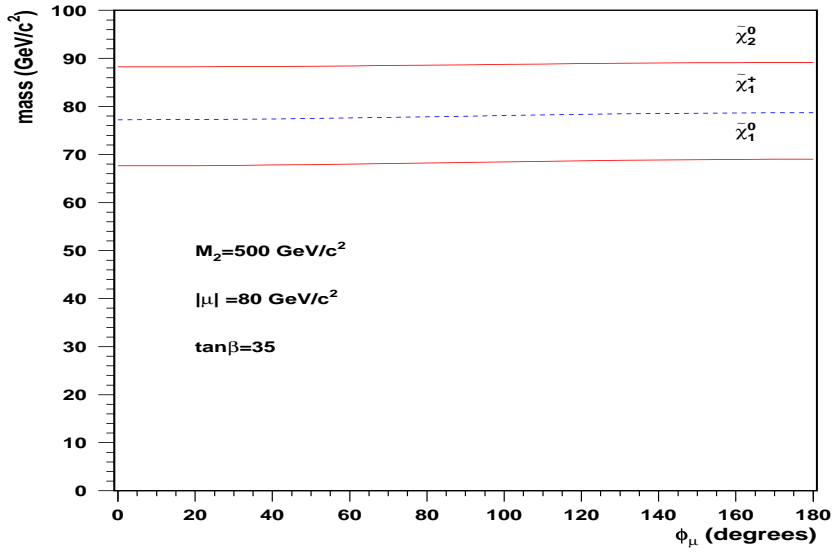
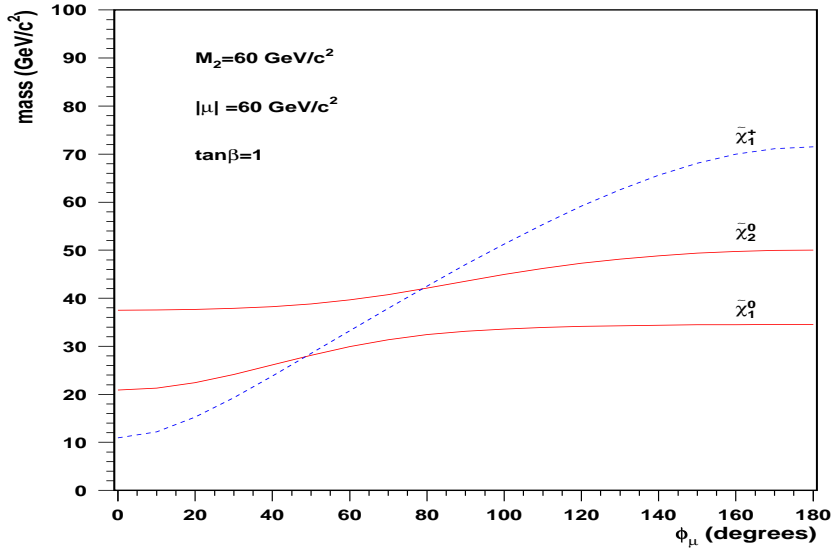


FIG. 3.5 – Evolution des masses de jauginos en fonction de la phase ϕ_μ . La figure du haut montre que la hiérarchie de masse entre neutralino et chargino est rétablie pour une phase donnée. La figure du bas montre que pour les grandes valeurs de $\tan\beta$ il n’y a aucune dépendance des masses en ϕ_μ .

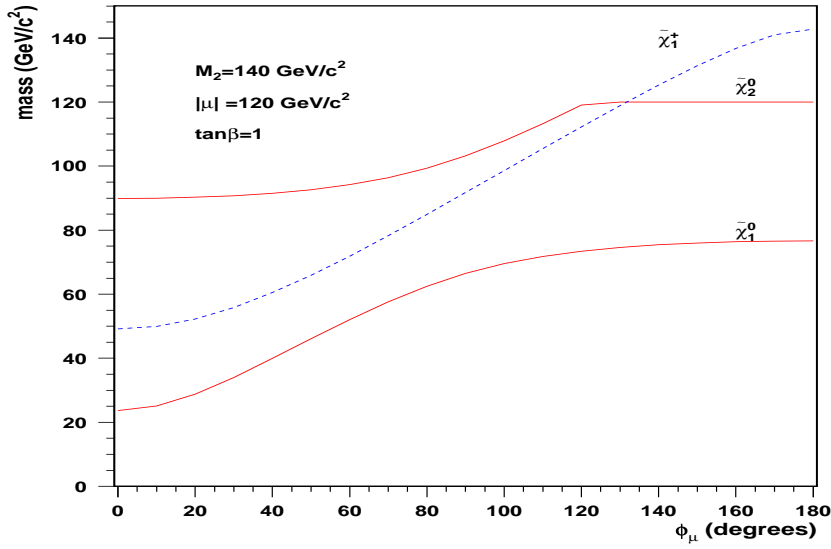


FIG. 3.6 – Evolution de la masse des différents jauginos en fonction de ϕ_μ . Les masses des $\tilde{\chi}_1^+$ et $\tilde{\chi}_1^0$ augmentent toutes les deux sans que la hiérarchie de masse ne soit renversée.

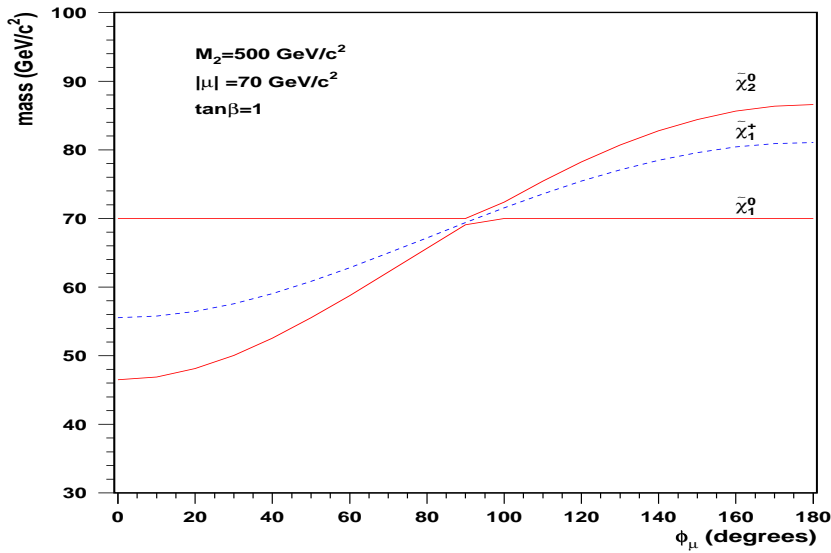


FIG. 3.7 – Evolution de la masse des différents jauginos en fonction de ϕ_μ . On voit une dégénérescence entre $\tilde{\chi}_1^+$ et $\tilde{\chi}_1^0$ pour μ imaginaire. Ceci est dû à un réarrangement des différents neutralinos.

3.5 Evolution des sections efficaces

La section précédente nous a permis de voir que les masses des différents jauginos sont affectées par l'introduction des phases dans le MSSM. Qu'en est-il des sections efficaces? Pour notre analyse, nous nous sommes plus particulièrement concentrés sur les sections efficaces de production des charginos¹. Comme l'illustre la figure 3.8, les charginos peuvent être produits par échange d'un photon ou d'un boson Z^0 , soit par l'échange d'un sneutrino $\tilde{\nu}_e$.

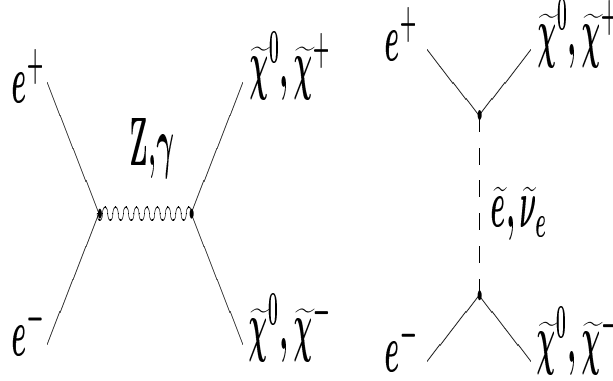


FIG. 3.8 – Diagrammes associés à la production de charginos et de neutralinos. L'échange d'un photon est bien évidemment impossible pour les neutralinos, puisqu'ils n'ont pas de charge. Pour les charginos, le canal t , ici l'échange d'un sneutrino, est un canal d'interférence destructrice.

3.5.1 Expression de la section efficace

En désignant par a_e, b_e les parties gauche et droite du couplage $Z^0 e^+ e^-$ ($a_e P_L + b_e P_R$) (de telle sorte que $a_e = (2s_W^2 - 1)/2s_W c_W$, $b_e = s_W/c_W$), $D_Z(s) = s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z$, $t = \frac{1}{2}(m_i^2 + m_j^2 - s + \lambda \cos \theta)$ et par $D_{\tilde{\nu}}(t)$ le propagateur associé à l'échange dans le canal t d'un sneutrino:

$$\frac{1}{D_{\tilde{\nu}}(t)} = \frac{1}{t - m_{\tilde{\nu}}^2} \quad (3.16)$$

L'expression de la section efficace totale de production des charginos prend la forme suivante [11]:

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \chi_i^+ \chi_j^-) = \frac{\lambda(s, m_i^2, m_j^2)}{16\pi s^2} (\mathcal{M}_{aa} + \mathcal{M}_{bb} + \mathcal{M}_{cc} + \mathcal{M}_{ab} + \mathcal{M}_{ac} + \mathcal{M}_{bc}) \quad (3.17)$$

avec \mathcal{M}_{xy} :

$$\mathcal{M}_{aa} = \frac{e^2(a_e^2 + b_e^2)}{4|D_Z(s)|^2} \left[(|V_{LC}^{ij}|^2 + |V_{RC}^{ij}|^2) \left(s^2 - (m_i^2 - m_j^2)^2 + \frac{\lambda^2}{3} \right) \right. \quad (3.18)$$

$$\left. + 8sm_i m_j \text{Re}(V_{LC}^{ij} V_{RC}^{ij*}) \right] \quad (3.19)$$

1. Les valeurs des sections efficaces (diagramme par diagramme ainsi que leurs interférences) ont été comparées à celles obtenues à l'aide d'un programme indépendant écrit par J. Rosiek.

$$\mathcal{M}_{bb} = \frac{4e^4}{3s} (s + 2m_i^2) \delta_{ij} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{cc} = & \frac{e^4}{4s_W^4} |Z_+^{1i} Z_+^{1j}|^2 \sum_{I,J=1}^3 |Z_{\tilde{\nu}}^{1I} Z_{\tilde{\nu}}^{1J}|^2 \left[1 \right. \\ & \left. + \frac{(m_{\tilde{\nu}}^2 - m_i^2)(m_{\tilde{\nu}}^2 - m_j^2)L(m_{\tilde{\nu}}^2) - (m_{\tilde{\nu}}^2 - m_i^2)(m_{\tilde{\nu}}^2 - m_j^2)L(m_{\tilde{\nu}}^2)}{\lambda(m_{\tilde{\nu}}^2 - m_{\tilde{\nu}I}^2)} \right] \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\mathcal{M}_{ab} = \frac{2e^3(a_e + b_e)(s - M_Z^2)}{3|D_Z(s)|^2} (V_{LC}^{ii} + V_{RC}^{ii})(s + 2m_i^2) \delta_{ij} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{ac} = & \frac{e^3 a_e}{2s_W^2} \sum_{I=1}^3 |Z_{\tilde{\nu}}^{1I}|^2 \text{Re} \left[\frac{Z_+^{1i} Z_+^{1j*}}{D_Z^*(s)} \left(V_{LC}^{ij} (2m_{\tilde{\nu}I}^2 - m_i^2 - m_j^2 - s \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2((m_{\tilde{\nu}I}^2 - m_i^2)(m_{\tilde{\nu}I}^2 - m_j^2))}{\lambda} L(m_{\tilde{\nu}I}^2) \right) + V_{RC}^{ij} \frac{2sm_i m_j}{\lambda} L(m_{\tilde{\nu}I}^2) \right] \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\mathcal{M}_{bc} = \frac{e^4}{s_W^2 s} \delta_{ij} |Z_+^{1i}|^2 \sum_{I=1}^3 |Z_{\tilde{\nu}}^{1I}|^2 \left[m_{\tilde{\nu}I}^2 - m_i^2 - \frac{1}{2}s + \frac{(m_{\tilde{\nu}I}^2 - m_i^2)^2 + sm_i^2}{\lambda} L(m_{\tilde{\nu}I}^2) \right] \quad (3.24)$$

où la fonction L est définie comme:

$$L(m_{\tilde{\nu}I}^2) = \log \left(\frac{2m_{\tilde{\nu}I}^2 - m_i^2 - m_j^2 + s - \lambda}{2m_{\tilde{\nu}I}^2 - m_i^2 - m_j^2 + s + \lambda} \right) \quad (3.25)$$

3.5.2 Evolution de la section efficace

L'étude de l'évolution de la section efficace en fonction de la phase associée au paramètre μ (figure 3.9), nous a permis de définir trois cas typiques pour les courbes de sections efficaces:

- Le premier cas ne montre aucune dépendance de la section efficace en fonction de la phase ϕ_μ . La section efficace varie certes avec la masse du sneutrino, mais elle reste insensible à la phase (figure 3.10).
- La section efficace peut ensuite être une fonction purement cinématique de la masse du chargino. Comme la masse de ce dernier augmente avec la phase, la section efficace diminue (figure 3.11).
- On rencontre enfin une troisième classe de courbes, pour lesquelles le minimum en section efficace est obtenu pour des phases différentes de 0° et 180° (figure 3.12). Ces cas de figure sont très intéressants, puisqu'ils peuvent remettre en cause les limites actuelles. En effet, ces limites sont établies en supposant μ réel pour les raisons que nous avons évoquées précédemment. La section efficace limite expérimentale avec un niveau de confiance de 95 % (σ_{exp}^{95}) est comparée à la plus petite des sections efficaces $\sigma_{the}(\mu > 0)$ et $\sigma_{the}(\mu < 0)$ et un point du modèle est exclu si σ_{exp}^{95} est inférieure à la section efficace théorique.

L'introduction des phases va permettre de revenir sur ces exclusions. En effet, dans l'approche classique où l'on suppose μ réel, on ne considère que les deux valeurs, $\phi_\mu = 0$ et $\phi_\mu = \pi$, pour la phase qui lui est associée. Or, comme le montre la figure 3.12, pour les scénarios pour lesquels le sneutrino est léger et $\tan \beta$ est petit, il existe des valeurs des paramètres M_2 et $|\mu|$

pour lesquelles le minimum de la section efficace théorique est obtenu pour une phase différente de $\phi_\mu = 0$ et $\phi_\mu = \pi$, de telle sorte que les points exclus dans le cas réel peuvent ne plus être exclus si la section efficace théorique est inférieure à la section efficace expérimentale σ_{exp}^{95} .

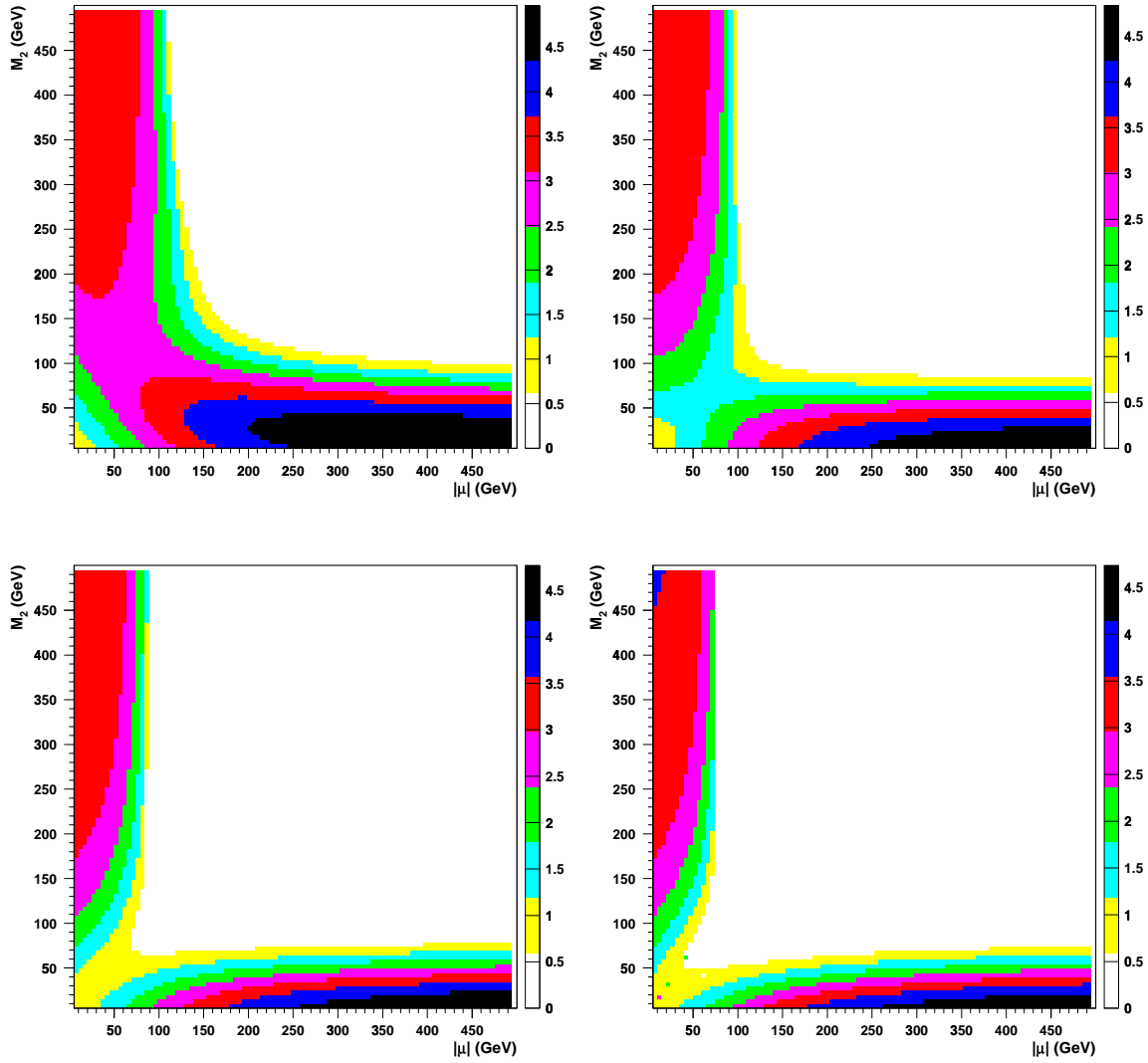


FIG. 3.9 – Contours de section efficace de production de charginos dans le plan $(M_2, |\mu|)$ pour $\tan \beta = 1.5$, une masse de sneutrino de 70 GeV et pour $\phi_\mu = 0, \pi/2, 3\pi/4, \pi$. La section efficace est exprimée en pb

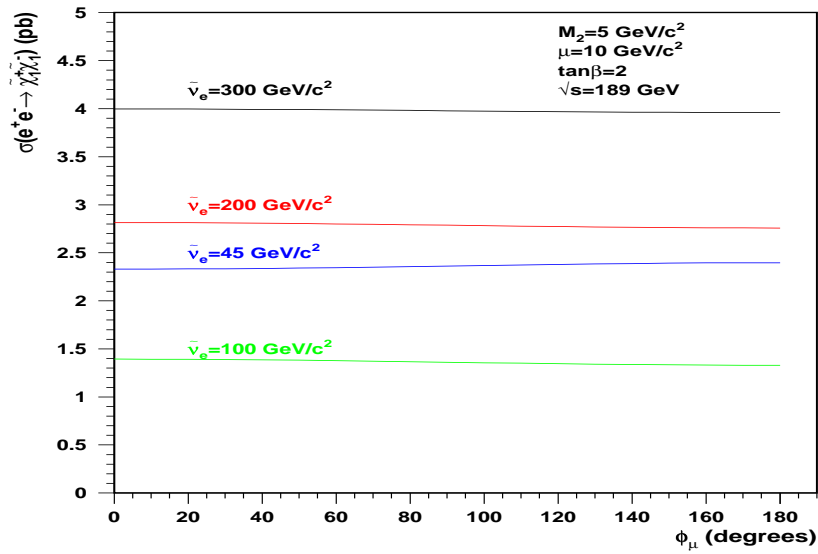


FIG. 3.10 – Evolution de la section efficace de production d’une paire de charginos en fonction du paramètre ϕ_μ pour différents scénarios de masse pour le sneutrino. Pour ce jeu de paramètres il ne semble y avoir aucune dépendance de la section efficace de la phase ϕ_μ .

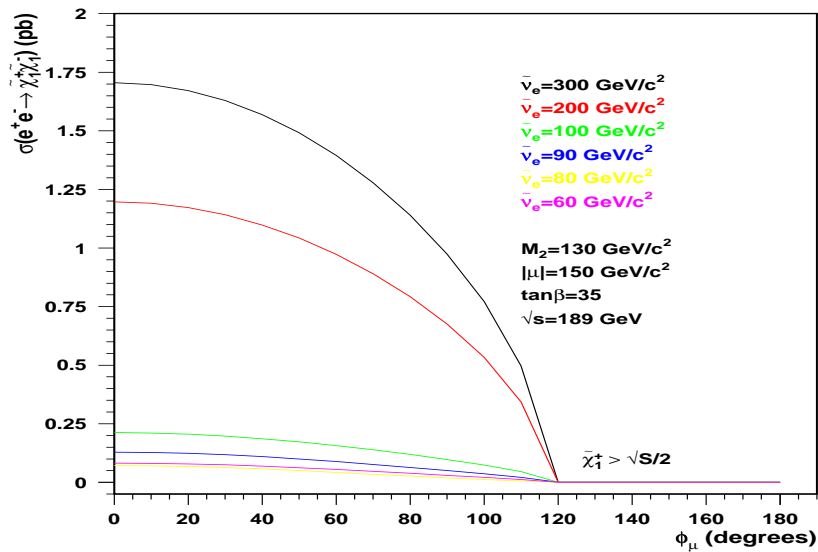


FIG. 3.11 – Evolution de la section efficace de production d’une paire de charginos en fonction du paramètre ϕ_μ pour différents scénarios de masse pour le sneutrino. La section efficace décroît jusqu’à s’annuler quand il n’y a plus suffisamment d’espace des phases.

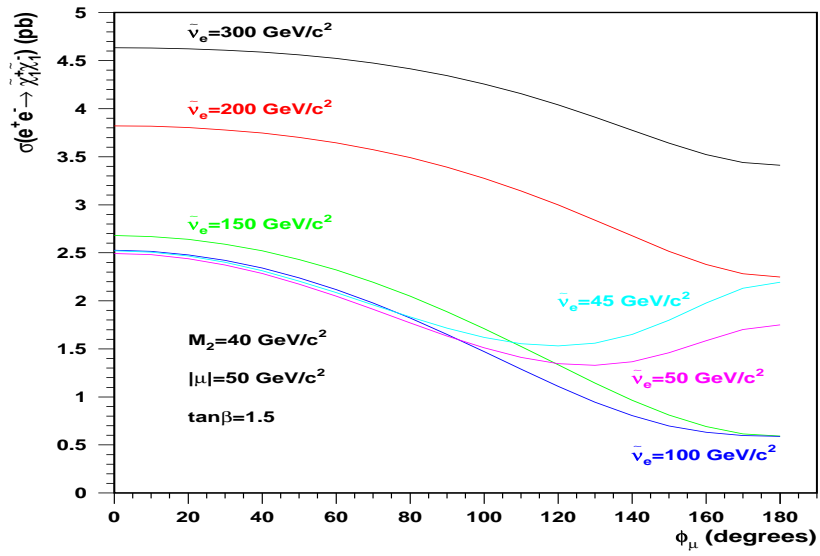


FIG. 3.12 – Evolution de la section efficace de production d’une paire de charginos en fonction du paramètre ϕ_μ . Le minimum de la section efficace de production de charginos est obtenu pour $\phi_\mu \neq \pi$ pour des petites masses de sneutrino.

3.5.3 Rapports de branchement

Les phases supersymétriques entrant dans l'expression des masses mais également des couplages des charginos aux autres particules supersymétriques et du Modèle Standard, les largeurs partielles de désintégration des charginos sont par conséquent fonction des phases supersymétriques. Une étude rapide nous a permis de remarquer que pour les grandes valeurs du paramètre $\tan\beta$ ou pour des scénarios pour lesquels $\tan\beta$ est petit et la masse du sneutrino grande, la dépendance en ϕ_μ est négligeable. Dans le cas des petites valeurs de $\tan\beta$ et des petites masses de sneutrino, l'évolution du rapport de branchement peut en partie être expliquée par le fait que la masse du chargino croissant de façon monotone avec la phase ϕ_μ , de nouveaux canaux de désintégration du chargino, jusque là inaccessibles, s'ouvrent. Nous illustrons l'évolution du rapport de branchement sur la figure 3.13. Pour les ensembles de paramètres que nous avons étudiés et avec un pas de 10° pour la phase ϕ_μ , nous n'avons pas observé de présence de minimum local pour une valeur de la phase ϕ_μ différente de 0° et 180° . Il est évident qu'une étude encore plus approfondie que la notre (espace des phases plus important par un pas de variation des paramètres plus fin par exemple), permettrait éventuellement de mettre en évidence des scénarios pour lesquels le rapport de branchement devient très petit. Dans l'étude que nous présentons ici, nous avons choisi de ne pas considérer les effets possibles introduits par les rapports de branchements.

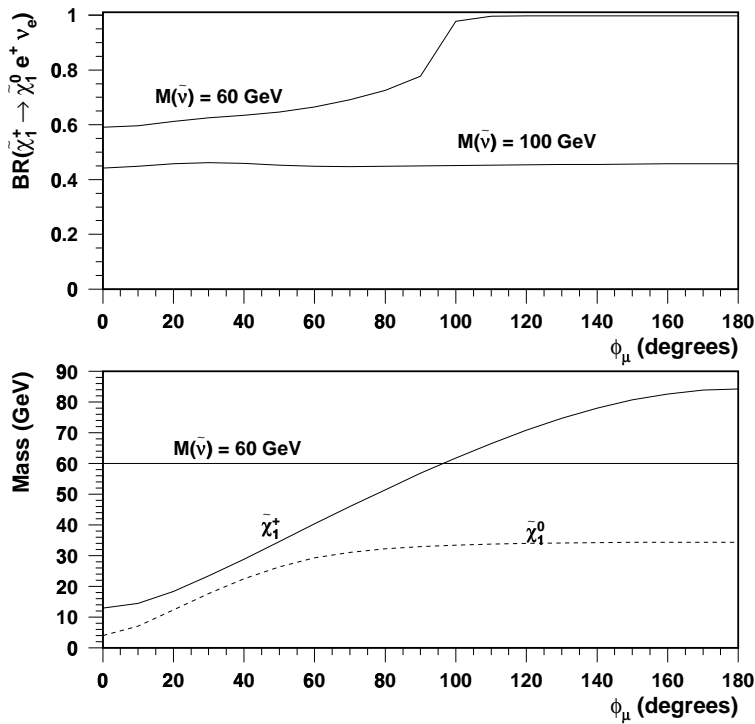


FIG. 3.13 – Evolution du rapport de branchement associé à la désintégration du chargino en neutralino électron neutrino en fonction de ϕ_μ pour $\tan\beta = 1.5$, $M_2 = 60 \text{ GeV}$, $|\mu| = 140 \text{ GeV}$ et pour deux scénarios de masse de sneutrino.

3.6 Réexamen des exclusions à 189 GeV

Nous avons précédemment vu que les sections efficaces peuvent atteindre leur minimum pour un valeur de phase ϕ_μ entre 0 et π . Nous avons également expliqué comment cela peut remettre en cause les limites actuelles, puisque le calcul de ces limites revient à faire une comparaison de la section efficace limite expérimentale avec la section efficace théorique la plus petite.

Nous avons donc considéré les résultats publiés par la collaboration DELPHI pour une énergie de collision de 189 GeV [12].

Nous avons considéré deux scénarios pour la valeur de $\tan \beta$. Un premier cas pour lequel $\tan \beta$ est

M_2	5,10,15,20,..., 500 GeV/c ²
$ \mu $	5,10,15,20,...,500 GeV/c ²
ϕ_μ	0,10,20,...,180°
$\tan \beta$	1, 1,5, 30, 35
$\tilde{\nu}_e$	45,50,70,80,100,300 GeV/c ²

TAB. 3.1 – Valeurs des paramètres utilisés pour l'étude des effets des phases. Par $\tilde{\nu}_e$ nous désignons la masse du sneutrino.

petit ($\simeq 1,5$) et un cas pour lequel ce paramètre est grand, voisin de 35.

Ensuite, pour chacun des ces deux scénarios, nous avons fait différentes hypothèses pour la masse du sneutrino. Nous avons en effet remarqué précédemment que les grandes masses du sneutrino semblent toujours donner une section efficace minimale pour $\phi_\mu = \pi$, ce qui est généralement le cas dans le modèle sans phases.

Nous avons donc considéré les masses de sneutrino suivantes:

$$m_{\tilde{\nu}_e} = 45, 50, 70, 80, 100, 300 \text{ GeV}/c^2$$

Nous avons testé les valeurs des paramètres M_2 et $|\mu|$ de 5 GeV/c² à 500 GeV/c² avec un pas de 5 GeV/c². Le choix du pas pour ces deux paramètres est crucial puisqu'il permet de déterminer la limite cinématique. Pour la phase ϕ_μ , nous avons considéré le domaine $0^\circ \leq \phi_\mu \leq 180^\circ$ avec un pas de 10° . Le tableau 3.1 résume l'ensemble des points étudiés.

L'analyse expérimentale [12] a, quant à elle, été, pour des raisons de cinématique, divisée en 6 différentes fenêtres de masse, soit un total de 76 points d'analyse (voir tableau 3.2). L'analyse expérimentale n'est pas sensible aux différences de masse entre le chargino et le neutralino inférieures à 3 GeV. Nous les supposons par conséquent non exclus. Toutefois il existe des analyses LEP qui se concentrent sur ce genre de scénario de production de chargino dégénéré en masse avec le neutralino le plus léger.

régions $M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$	
1	$3 \leq M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} < 5 \text{ GeV}/c^2$
2	$5 \leq M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} < 10 \text{ GeV}/c^2$
3	$10 \leq M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} < 25 \text{ GeV}/c^2$
4	$25 \leq M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} < 35 \text{ GeV}/c^2$
5	$35 \leq M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} < 50 \text{ GeV}/c^2$
6	$50 \leq M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$

TAB. 3.2 – Fenêtres de masse de l'analyse pour la recherche de charginos à 189 GeV [12].

Tout le raisonnement qui suit se base sur les limites expérimentales obtenues en combinant les trois signatures possibles ($\ell\nu\ell\nu, \ell\nu qq, qqqq$). Une étude plus rigoureuse nécessiterait de faire une analyse par signature et de refaire tout le travail de combinaison.

Dans un premier temps nous nous plaçons dans l'hypothèse où le paramètre μ est réel (positif ou négatif). Ceci nous permet d'obtenir des courbes d'exclusion comme celles de la figure 3.14.

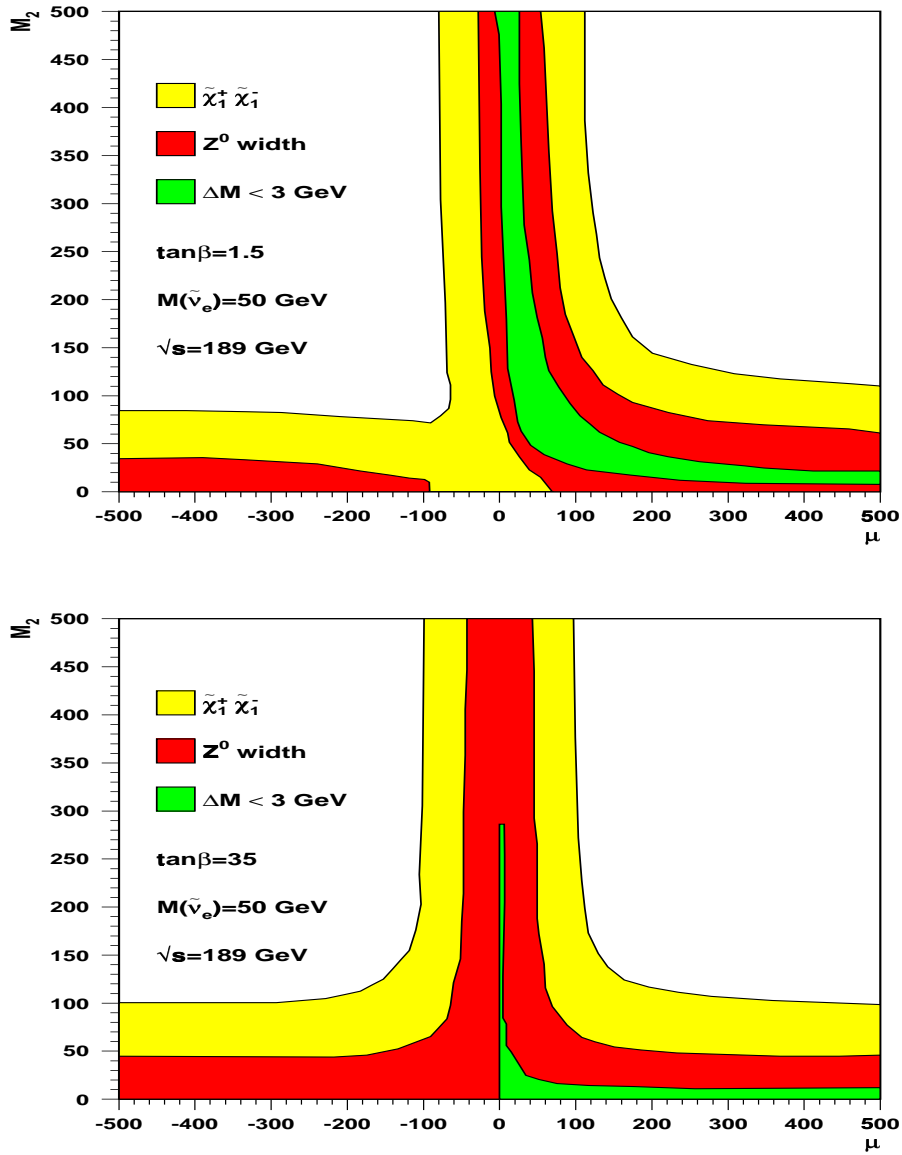


FIG. 3.14 – Jeu de paramètres M_2 et μ exclus, sous l'hypothèse μ réel. On remarquera la symétrie de la courbe d'exclusion pour les grandes valeurs de $\tan\beta$. Le pas utilisé pour M_2 et $|\mu|$ est de $5 \text{ GeV}/c^2$.

Partant de ce résultat, nous nous sommes demandés quelle serait l'exclusion dans l'espace des paramètres M_2 et $|\mu|$, et ceci, toujours en considérant μ réel. Ainsi nous avons adopté la définition selon laquelle un point $(M_2, |\mu|)$ est exclu s'il est exclu à la fois pour $\mu < 0$ et pour $\mu > 0$. En d'autres termes, un point est exclu si la section efficace expérimentale $\sigma(95 \text{ C.L.})$ est plus petite que la section efficace théorique calculée en $+|\mu|$ ($\sigma(\phi_\mu = 0)$) et en $-|\mu|$ ($\sigma(\phi_\mu = \pi)$). Ensuite, pour chacun de ces points exclus, nous cherchons s'il n'existe pas une phase ϕ_μ , différente de 0 et de π , pour laquelle la section efficace théorique est plus petite que la section efficace $\sigma(95 \text{ C.L.})$. Si un tel scénario se produit, le point $(M_2, |\mu|)$ en question n'est plus nécessairement exclu pour tout ϕ_μ . En appliquant cet algorithme aux ensembles de points exclus, nous remarquons que:

- a) pour les grandes valeurs de $\tan \beta$, les exclusions sans phase sont peu affectées et ceci quelque soit la masse du sneutrino (haut de la figure 3.16). Comme nous le verrons les points dont l'exclusion est remise en cause peuvent être éliminés en imposant la contrainte associée à la largeur en nouvelle physique du boson Z^0 .
- b) Par contre, pour les scénarios pour lesquels $\tan \beta$ est petit, la remise en cause ou non des exclusions obtenues dans le cas réel est fortement dépendante de la masse du sneutrino. Pour les grandes masses de sneutrino, les exclusions sont également stables (bas de la figure 3.16). Par contre pour les scénarios correspondant typiquement à une masse de sneutrino entre 50 et 70 GeV, la région remise en cause par l'introduction des phases est beaucoup plus importante (3.17). Nous remarquons l'existence d'une région pour laquelle l'exclusion est remise en cause et qui correspond à la région de l'espace des phases pour laquelle les paramètres M_2 et $|\mu|$ vérifient la relation caractéristique suivante $M_2 \simeq |\mu| \tan \beta$. Cette relation est à rapprocher avec celle obtenue dans le cas où l'on suppose μ réel.
- c) Pour des valeurs de ϕ_μ voisines de $\pi/2$, c'est à dire pour un paramètre μ imaginaire pur, et pour $\tan \beta = 1$, la dégénérescence en masse entre le chargino et le neutralino ne nous permet plus d'exclure les points puisque la différence de masse devient inférieure à 3 GeV. Dans ce cas, les analyses de recherche de charginos dégénérés en masse avec le neutralino doivent être utilisées pour que restaurer l'exclusion obtenue dans le cas réel. Signalons enfin qu'une analyse de recherche du boson de Higgs en incluant les phases supersymétriques permet d'exclure ces points [14].

Les courbes d'exclusion obtenues montrent généralement que pour les faibles valeurs du paramètre m_0 , donc pour les faibles valeurs de masse pour les sneutrinos, et pour les petites valeurs de M_2 et μ , la recherche en chargino ne permet plus d'exclure ces points.

La conclusion à laquelle nous aboutissons montre que le choix d'une masse de sneutrino grande aboutit toujours à une section efficace dont la valeur minimale est atteinte pour une phase égale à 180° . Pour les grandes valeurs de $\tan \beta$ les points, pour lesquels l'exclusion est remise en cause, sont moins nombreux que dans le cas où ce rapport est petit, c'est-à-dire $\tan \beta$ proche de 1.

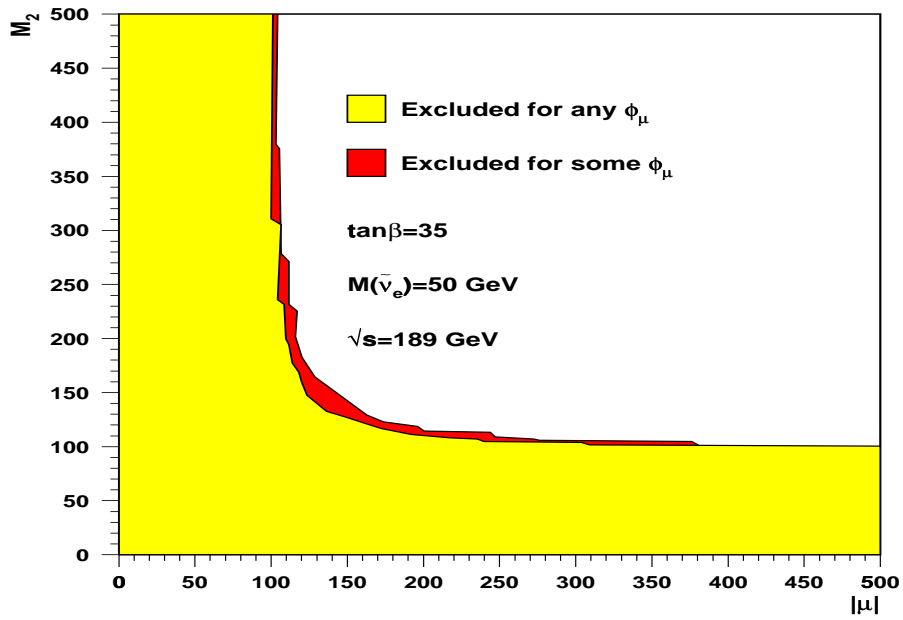


FIG. 3.15 – Régions exclues dans le plan $(M_2, |\mu|)$ pour $\tan \beta$ grand.

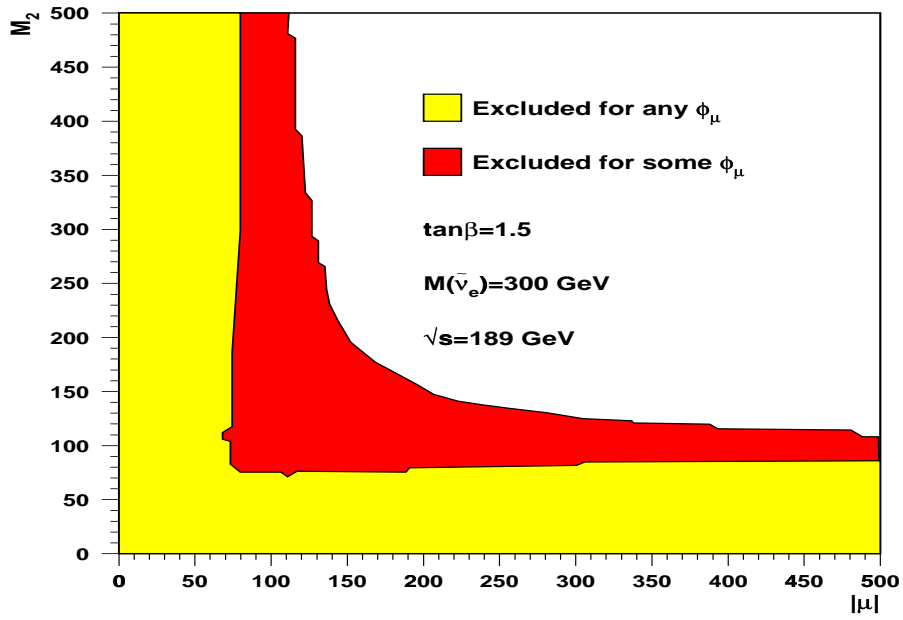


FIG. 3.16 – Exclusion pour $\tan \beta$ petit et une masse de sneutrino grande.

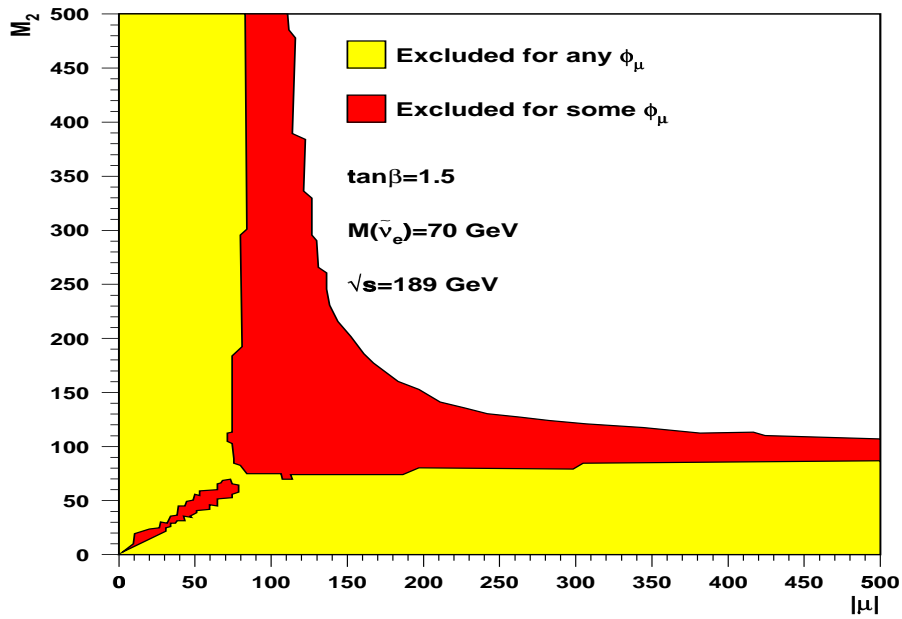
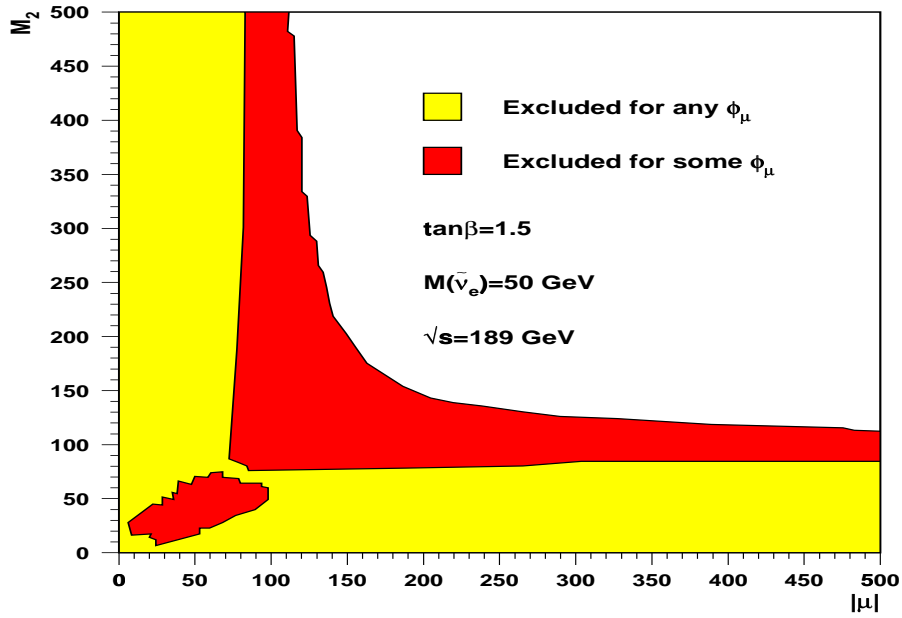


FIG. 3.17 – Régions exclues dans le plan $(M_2, |\mu|)$ pour les petites valeurs de $\tan\beta$ et des sneutrinos légers.

3.7 Contraintes liées au moment dipolaire électrique

3.7.1 Contraintes liées à la largeur du Z^0

Pour chacun des points précédemment non exclus pour toutes les valeurs de la phase ϕ_μ , nous avons dans un premier temps utilisé la limite expérimentale sur la largeur du boson Z^0 en nouvelles

particules [15]:

$$\Gamma_{new} \leq 6,4 \text{ MeV à } 95 \% \text{ C.L.} \quad (3.26)$$

Cette largeur Γ_{new} peut ensuite être traduite en une limite supérieure sur la section efficace au Z^0 associée à la production de deux neutralinos $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ puisque à l'ordre de l'arbre:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0) &= 12\pi \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-)\Gamma(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0)}{\Gamma^2(Z^0 \rightarrow \text{tout})M_{Z^0}^2} \\ &\simeq 23,8 \times \Gamma(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0) \end{aligned} \quad (3.27)$$

En faisant l'hypothèse que cette largeur est uniquement due à la production de neutralinos et de charginos, nous pouvons en déduire la section efficace limite pour la production de ces particules:

$$\sum_{i,j,k,l} \sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0) + \sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_k^- \tilde{\chi}_l^-) < 152 \text{ pb à } 95 \% \text{ C.L.} \quad (3.28)$$

L'expression de la section efficace au pôle du Z^0 des charginos est donnée par la relation 3.19. Pour les neutralinos, on peut facilement établir que la section efficace avec phases s'exprime comme [?]:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0) &= \frac{(2 - \delta_{ij})e^2(a_e^2 + b_e^2)\lambda(s, m_i^2, m_j^2)}{16\pi s^2 |D_Z(s)|^2} \left[|V_N^{ij}|^2 \left(s^2 - (m_i^2 - m_j^2)^2 + \frac{\lambda^2}{3} \right) \right. \\ &\quad \left. - 4sm_i m_j \text{Re}(V_N^{ij})^2 \right] \end{aligned} \quad (3.29)$$

où $m_i \equiv m_{\chi_i^0}$, $m_j \equiv m_{\chi_j^0}$.

Cette contrainte permet de restaurer un grand nombre de points dont l'exclusion est remise en cause. Elle est suffisante pour tous les points dont l'exclusion est remise en cause pour les grandes valeurs du paramètre $\tan \beta$. Toutefois cette contrainte ne permet pas de restaurer l'exclusion pour certains points appartenant à la région $M_2 \simeq |\mu| \tan \beta$ lorsque $\tan \beta$ et la masse de sneutrino sont petits. Dans ce cas il est nécessaire d'inclure également la contrainte liée au moment dipolaire électrique de l'électron.

3.7.2 Contraintes liées au moment dipolaire électrique

Pour les points restants, nous utilisons ensuite la contrainte portant sur le moment dipolaire électrique de l'électron.

Volontairement, nous ne considérons pas la contrainte portant sur le moment dipolaire électrique du neutron et ceci pour deux raisons. Tout d'abord le moment dipolaire électrique de l'électron dépend exactement du même nombre de paramètres que la section efficace pour la production de charginos et de neutralinos. Ainsi nous n'avons dans ce cas pas à considérer de nouvelles variables. La seconde raison tient au fait que le calcul théorique du moment dipolaire électrique du neutron est beaucoup moins précis comparé à celui de l'électron puisqu'il inclut les erreurs QCD.

La limite sur le moment dipolaire électrique de l'électron s'exprime en première approximation comme:

$$d_e \approx d_1 \text{Im}(\mu M_1) \tan \beta + d_2 \text{Im}(\mu M_2) \tan \beta + d_3 \text{Im}(A_e M_1^*) \quad (3.30)$$

Dans cette expression, les coefficients d_1, d_2, d_3 dependent uniquement de $|M_1|, |M_2|, |\mu|$ et des masses des sleptons. Comme nous avons supposés les paramètres M_1 et M_2 réels ($\phi_{M_1} = 0$) et

que ces deux paramètres s'unifient à l'échelle de grande unification comme dans le cas réel (relation 3.13), l'expression 3.30 se réduit à:

$$d_e \approx d_\mu \text{Im}(\mu) \tan \beta + d_A \text{Im}(A_e) \quad (3.31)$$

Typiquement, les valeurs des paramètres supersymétriques permettent d'aboutir à des valeurs du paramètre d_μ dominantes par rapport à la contribution du paramètre d_A , de telle sorte que le moment dipolaire électrique d_e de l'électron est beaucoup plus sensible à la phase ϕ_μ qu'à la phase ϕ_{A_e} surtout pour les grandes valeurs de $\tan \beta$.

L'expression du moment dipolaire d_e en fonction de ϕ_{A_e} montre que pour certains jeux de paramètres, il est possible d'obtenir une valeur nulle pour le moment dipolaire électrique de l'électron. Nous supposons dans un premier temps que la phase associée à A_e est nulle. Nous calculons alors le moment dipolaire électrique associé à chacun des points dont l'exclusion est remise en cause par les phases. La figure 3.18 montre la valeur de l'edm (normalisée à la limite expérimentale). Nous remarquons que pour tous les points, la valeur de l'edm est supérieure à 1. Ainsi sous l'hypothèse d'un paramètre A_e réel, la contrainte portant sur le moment dipolaire électrique de l'électron permet de restaurer les exclusions remises en cause par l'introduction des phases.

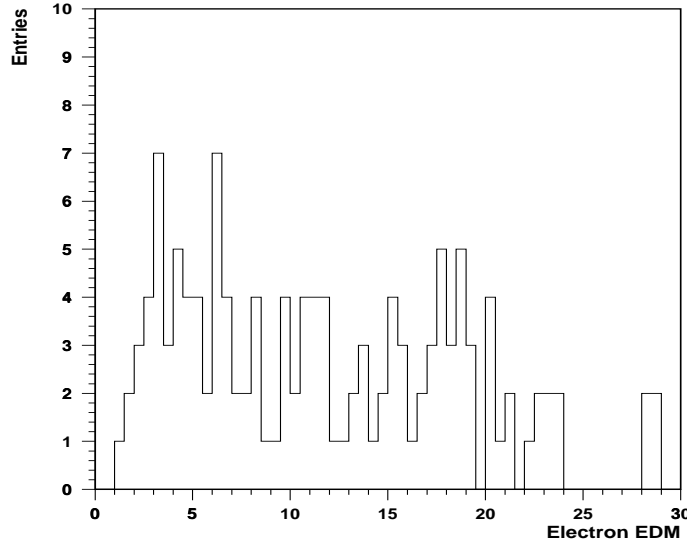


FIG. 3.18 – Valeur du moment dipolaire électrique pour les points de l'espace des paramètres $(M_2, |\mu|)$ pour lesquels l'exclusion est remise en cause par les phases. Le moment dipolaire électrique est ici normalisé à la valeur expérimentale.

Bien que très peu probable, il est possible que les deux termes de l'expression 3.31 s'annulent entre eux. A partir de cette contrainte, il est alors possible de mettre une limite inférieure sur la partie imaginaire du paramètre A_e . Ceci est illustré sur la figure 3.19 pour deux hypothèses de masse de sélectron. Nous remarquons que pour une masse de sélectron de 100 GeV, il est possible d'avoir des valeurs du paramètre A_e petites tandis que dans le cas d'une masse de sélectron de 200 GeV, cette éventualité est moins probable.

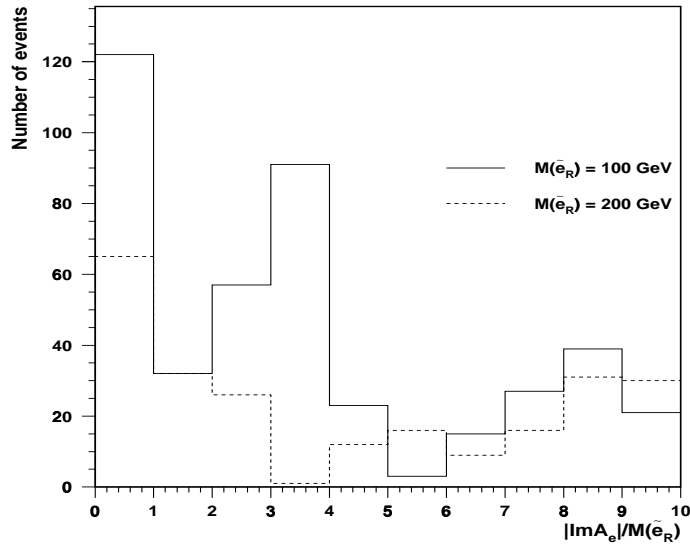


FIG. 3.19 – Valeur minimale du paramètre $\text{Im}A_e/m_{\tilde{e}}$ nécessaire pour l’annulation de l’ edm pour deux scénarios de masse de sélectron.

3.8 Neutralinos

Les phases doivent également être prises en compte pour la recherche de neutralinos. En effet, au paramètre ϕ_μ précédent va s’ajouter la phase associée au paramètre M_1 . La dépendance de la masse du neutralino en la phase associée à M_1 est illustrée sur la figure 3.20 de gauche. Nous voyons que les masses de neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ les plus grandes sont obtenues pour les petites valeurs de phase ϕ_{M_1} (voisines de 0°) et pour les valeurs de ϕ_μ voisines de 180° .

Les sections efficaces de production des neutralinos dépendent également des phases de deux manières. Il y’a tout d’abord une dépendance en masse des neutralinos, donc une dépendance purement cinématique et ensuite une dépendance liée aux couplages qui font intervenir les éléments de la matrice N_{ij} qui diagonalise la matrice de masse des neutralinos. La dépendance en ϕ_μ de la section efficace de production de deux neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ est illustrée par la figure 3.20 de droite.

Comme le montre la figure 3.21, dans les analyses sans phases, la recherche de neutralinos [16] est utilisée pour exclure les régions de l’espace des phases correspondant à des valeurs de μ négatives. Dans tout ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux cas pour lesquels les phases remettent en cause un point du plan (M_2, μ) exclu à la fois pour μ réel positif et μ réel négatif. Il est possible d’inclure les contraintes issues de la recherche de neutralinos $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ pour étendre la surface exclue dans le plan (M_2, μ) . Toutefois, pour des raisons évidentes de temps de calcul, nous avons préféré négliger cette contribution pour le moment.

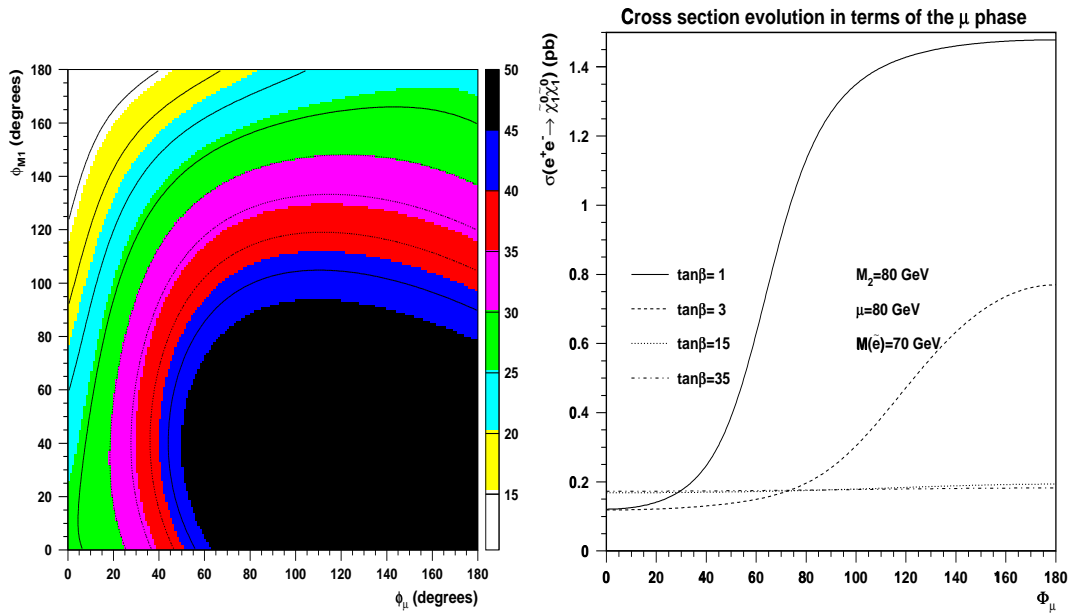


FIG. 3.20 – La courbe de gauche montre l'évolution de la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction des deux phases associées à M_1 et à μ . Nous avons supposé ici les valeurs suivantes pour les paramètres de masse: $M_2 = 100\text{GeV}/c^2$, $|\mu| = 50\text{GeV}/c^2$ et $\tan\beta = 1$. Nous conservons la relation entre M_1 et M_2 en module. La courbe de droite montre l'évolution de la section efficace de production de deux neutralinos.

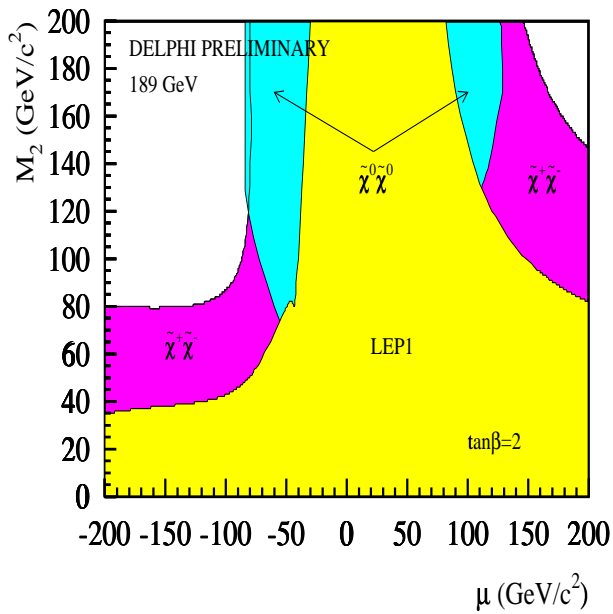


FIG. 3.21 – Contribution des neutralinos pour l'exclusion dans le plan (μ, M_2) [16].

3.9 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que les paramètres du MSSM dans le cas le plus général sont complexes et que les phases qu'ils induisent modifient complètement le spectre des masses, les sections efficaces, les couplages et les rapports de branchement. Comme application, nous avons réexaminé les résultats obtenus à une énergie de collision de 189 GeV pour la production de charginos dans l'expérience DELPHI. Nous nous sommes concentré sur l'effet de la phase associée au paramètre μ . Le résultat auquel nous avons abouti montre que généralement les exclusions obtenues dans le cas sans phases sont stables vis à vis des phases supersymétriques pour des scénarios pour lesquels, soit la masse du sneutrino est grande, soit la valeur du paramètre $\tan \beta$ est grande ($\simeq 30 - 35$). Pour les petites valeurs de $\tan \beta$, nous avons montré qu'il existe une région correspondant à $M_2 \sim |\mu| \tan \beta$ pour laquelle les exclusions sont remises en cause à cause d'une section efficace de production beaucoup plus petite que la section efficace limite obtenue à partir de l'analyse. En utilisant la contrainte imposée sur la largeur du Z^0 associée à la limite expérimentale sur le moment dipolaire électrique de l'électron, nous avons pu définitivement exclure ces points sous l'hypothèse que la phase associée au paramètre A_e, ϕ_{A_e} est nulle.

Bibliographie

- [1] E. Commins *et al.*, *Phys. Rev.* **A50** (1994) 2960; K. Abdullah *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 234.
- [2] T. Falk, K.A. Olive, M. Srednicki, *Phys.Lett. B* 354 (1995) 99.
- [3] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, and R. Turlay, *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Méson*, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 138.
- [4] A.D. Sakharov, *Pis'ma Z. Eksp. Teor. Fiz.* 5 (1967) 32; English translation: *JETP Lett.* **5** (1967) 24, V.A. Kuzmin, *Pis'ma Z. Eksp. Teor. Fiz.* 12 (1970) 335.
Pour une revue sur la baryogénèse, on trouvera une bonne introduction dans la référence suivante: A.D. Dolgov, *Baryogenesis, 30 Years after*, hep-ph/9707419.
- [5] Y. Nir, *CP Violation in and Beyond the Standard Model*, XXVII SLAC Summer Institute on Particle Physics, hep-ph/9911321.
L'auteur, après avoir posé les bases de la physique associée à la violation de la symétrie CP, présente les différents systèmes dont l'étude permet de mettre en évidence cette violation. Il étudie notamment les mésons B , K et D . Dans une seconde partie, il discute les nouvelles contributions dues à l'extension supersymétrique du modèle standard.
- [6] S. Pokorski, J. Rosiek, C.A. Savoy, *Constraints on phases of supersymmetric flavour conserving couplings*, hep-ph/9906206.
- [7] M. Brhlik, G.J. Good, G.L. Kane, *Electric Dipole Moment do not Require the CP-violating Phases of Supersymmetry to be Small*, hep-ph/9810457.
Après avoir présenté les différentes phases nouvelles sources de violation de CP, les auteurs montrent comment les contributions supersymétriques aux moments dipolaires associées aux limites expérimentales contraignent les phases et plus particulièrement la phase associée au paramètre ϕ_μ .
- [8] W. Fishler, S. Paban and S. Thomas, *Phys.Lett. B*114 (1982) 373.
- [9] De nombreux travaux ont porté sur l'introduction de phases dans le MSSM. On pourra se reporter notamment à:
T. Ibrahim, P. Nath, *Phys. Rev. D*58 (1998) 111301; T. Falk and K.A. Olive, *Phys. Lett. B*439 (1998) 71; M. Brhlik, G.J. Good and G.L. Kane, *Phys. Rev. D*59 (1999) 115004; S. Pokorski, J. Rosiek, C.A. Savoy, hep-ph/9906206;
S.Y. Choi *et al.*, *Determining SUSY Parameters in Chargino Pair-Production in e^+e^- Collisions*, *Eur. Phys. J. C*8 (1999) 669-677.

- [10] J. Rosiek, communication privée. Ce résultat a été démontré par S.P. Martin et H. Haber, mais jamais publié.
- [11] N.Ghodbane *et al.*, *Chargino searches at LEP for complex MSSM parameters*.
- [12] T. Alderweireld, I. Gil, P. Rebecchi, DELPHI 99-82 CONF 269, *Search for charginos and gravitinos at $\sqrt{s} = 189$ GeV*.
- [13] ALEPH Collaboration, presented at Moriond-EW 99, ALEPH 99-008 CONF 99-004, DELPHI Collaboration, presented at Moriond-EW 99, DELPHI 99-24 CONF 223, L3 Collaboration, presented at Moriond-EW 99, L3 note 2373, OPAL Collaboration, "New Particle Searches in e+e- Collisions at $\sqrt{s} = 189$ GeV", OPAL Physics Note 370.
- [14] G. L. Kane, L. Wang, *hep-ph/0003198*.
- [15] K. Mönig, *Model independent limit of the Z-decays Width into Unknown particles*, DELPHI 97-174 PHYS 748.
- [16] P. Anderson *et al.*, DELPHI 99-87 CONF 274, *Search for neutralino pair production at $\sqrt{s} = 189$ GeV*.

Chapitre 4

Méthode des amplitudes d'hélicité

4.1 Motivations

La recherche des particules supersymétrique s'appuie sur le calcul des sections efficaces, la génération des événements supersymétriques ainsi que sur la simulation de la réponse du détecteur. Dans ce chapitre, nous nous intéressons plus particulièrement aux deux premières étapes, c'est-à-dire au calcul des sections efficaces et à la génération des événements supersymétriques. On dispose actuellement de trois approches pour le calcul des sections efficaces. Pour illustrer notre propos, nous considérons le diagramme de la figure 4.1.

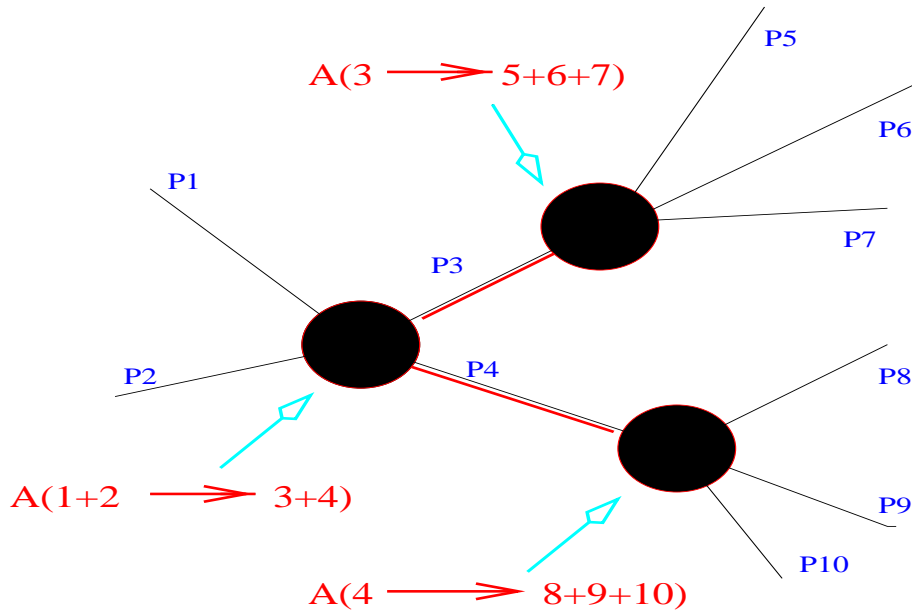


FIG. 4.1 – Diagramme de Feynman à six corps. Pour le calcul de la section efficace associée à ce processus, on a trois écoles: le calcul sans aucune simplification, la factorisation au niveau des sections efficaces et la factorisation au niveau des amplitudes.

La première méthode, dite *méthode exacte*, lourde en termes de calculs, consiste à déterminer l'ampli-

tude totale de ce processus et à intégrer numériquement sur l'espace des phases associé aux particules finales:

$$\sigma(f_1 f_2 \rightarrow f_3 f_4 \rightarrow f_5 f_6 f_7 f_8 f_9 f_{10}) = \frac{1}{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)} \sum_{s_1} \sum_{s_2} \sum_{s_5} \sum_{s_6} \cdots \sum_{s_9} \sum_{s_{10}} \int d\text{Lips} \times |\mathcal{A}(f_1 f_2 \rightarrow f_3 f_4 \rightarrow f_5 f_6 f_7 f_8 f_9 f_{10})|^2$$

où $d\text{Lips}$ représente l'élément différentiel de l'espace des phases.

Cette méthode est déconseillée si le nombre de diagrammes contribuant au processus étudié est important ou si le nombre de particules dans l'état final est grand.

La seconde méthode, que nous appellerons *méthode classique*, consiste à calculer la section efficace associée au processus de production, puis à multiplier cette section efficace par les rapports de branchement de chacune des désintégrations:

$$\begin{aligned} \sigma(f_1 f_2 \rightarrow f_3 f_4 \rightarrow f_5 f_6 f_7 f_8 f_9 f_{10}) &\sim \sigma(f_1 f_2 \rightarrow f_3 f_4) \times \frac{\Gamma(f_3 \rightarrow f_5 f_6 f_7)}{\Gamma(f_3)} \\ &\times \frac{\Gamma(f_4 \rightarrow f_8 f_9 f_{10})}{\Gamma(f_4)} \end{aligned}$$

Cette seconde approche a l'avantage d'être plus simple que la précédente puisqu'au plus nous sommes amenés à calculer des sections efficaces ou des largeurs avec trois particules. Néanmoins elle ne permet pas, comme la première, de conserver l'information sur le spin des particules. En effet, en calculant la section efficace de production $\sigma(f_1 f_2 \rightarrow f_3 f_4)$ on somme sur les spins s_3 et s_4 des particules f_3 et f_4 . Ensuite, en calculant les largeurs $\Gamma(f_3 \rightarrow f_5 f_6 f_7)$ et $\Gamma(f_4 \rightarrow f_8 f_9 f_{10})$ on moyenne sur les spins s_3 et s_4 . Ainsi aucune corrélation de spin n'existe entre la production et la désintégration.

Il existe enfin une troisième approche qui contrairement à la précédente, consiste à manipuler les amplitudes de diffusion: c'est la *méthode des amplitudes d'hélicité*. Cette méthode nécessite de travailler au niveau des différentes amplitudes associées aux processus de production et de désintégration: $\mathcal{A}(f_1 f_2 \rightarrow f_3 f_4)$, $\mathcal{A}(f_3 \rightarrow f_5 f_6 f_7)$ et $\mathcal{A}(f_4 \rightarrow f_8 f_9 f_{10})$. L'amplitude totale du processus est approximée par:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(f_1 f_2 \rightarrow f_3 f_4 \rightarrow f_5 f_6 f_7 f_8 f_9 f_{10}) &\sim \sum_{\lambda_3} \sum_{\lambda_4} \frac{2\sqrt{2}\pi^2}{m_3^{1/2}\Gamma_{f_3}^{1/2}} \frac{2\sqrt{2}\pi^2}{m_4^{1/2}\Gamma_{f_4}^{1/2}} \times \mathcal{A}(f_1 f_2 \rightarrow f_3 f_4) \\ &\times \mathcal{A}(f_3 \rightarrow f_5 f_6 f_7) \times \mathcal{A}(f_4 \rightarrow f_8 f_9 f_{10}) \end{aligned}$$

Cette expression montre que, cette fois, l'information de spin passe bien de la production à la désintégration. On a réellement des corrélations de spins de l'état initial à l'état final. Dans cette approche, on a fait l'approximation que la largeur Γ_{f_i} est très petite par rapport à la masse de la particule, m_i , dans les expressions des propagateurs associés aux particules f_3 et f_4 :

$$\frac{1}{(s_i - m_i^2)^2 + m_i^2 \Gamma_{f_i}^2} \sim \frac{\pi}{m_i \Gamma_{f_i}} \delta(s_i - m_i^2)$$

Cette approximation revient à multiplier le produit des amplitudes par les deux facteurs:

$$\frac{2\sqrt{2}\pi^2}{m_3^{1/2}\Gamma_{f_3}^{1/2}} \frac{2\sqrt{2}\pi^2}{m_4^{1/2}\Gamma_{f_4}^{1/2}}$$

Cette dernière méthode offre de nombreux avantages: outre le fait que l'information de spin est maintenant transmise de la production à la désintégration, elle permet d'écrire une fois pour toutes des amplitudes génériques.

Le générateur Monte Carlo SUSYGEN [20], utilisé pour la recherche de particules supersymétriques dans les quatre expériences du LEP, utilise la seconde approche décrite précédemment. Toutefois, dans l'hypothèse d'une découverte d'un signal supersymétrique, l'étude des distributions angulaires permet, comme nous le verrons, de remonter aux paramètres du MSSM. Or il est évident que les corrélations de spin négligées par cette approche jouent un rôle essentiel et modifient profondément les distributions angulaires. Des générateurs comme DFGT, COMPHEP ou encore GRACE [2] prennent les corrélations de spin en compte, mais ils sont trop spécifiques ou bien difficiles à utiliser.

4.2 Méthode des amplitudes d'hélicité

4.2.1 La méthode

L'état d'une particule de masse m , de quadriimpulsion p_μ est complètement spécifié en exprimant la composante de son spin sur son axe d'impulsion, c'est-à-dire *son hélicité* [3]. Elle est la valeur propre de l'opérateur:

$$\Lambda = \frac{W.k}{P.k} \quad (4.1)$$

Le quadrivecteur W_μ est l'opérateur de Pauli et Lubanski défini par:

$$W^\mu = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} M_{\nu\rho} P_\sigma, \quad (4.2)$$

$M_{\nu\rho}$ et P_σ sont respectivement les six générateurs du groupe de Lorentz et les quatre générateurs du groupe des translations. Le quadrivecteur k_μ de la relation 4.1 est un vecteur du genre lumière ($k_\mu k^\mu = 0$) qui doit satisfaire:

$$P.k \neq 0. \quad (4.3)$$

Nous notons $\lambda/2$ les valeurs propres de l'opérateur d'hélicité Λ défini précédemment. Pour une particule de spin $1/2$, ses valeurs possibles sont $\lambda = \pm 1$.

La méthode des amplitudes d'hélicité nécessite la définition de deux quadrivecteurs impulsion appelés *quadrivecteurs auxiliaires* puisqu'ils ne correspondent à aucune quadriimpulsion des particules intervenant dans le processus étudié. Ils doivent satisfaire:

$$\begin{aligned} k_0.k_0 &= 0, \\ k_1.k_1 &= -1, \\ k_0.k_1 &= 0. \end{aligned} \quad (4.4)$$

La relation précédente montre que k_0^μ doit être du genre lumière, k_1^μ du genre espace orthogonal à k_0^μ . Nous adoptons la convention de la référence [4]:

$$k_0^\mu = (1, 1, 0, 0) \text{ and } k_1^\mu = (0, 0, 1, 0). \quad (4.5)$$

Le quadrivecteur k_0^μ est associé à l'état d'hélicité de masse nulle ($k_0.k_0 = 0$) dont le bispineur $\omega_\lambda(k_0)$ satisfait la relation:

$$\omega_\lambda(k_0)\bar{\omega}_\lambda(k_0) = \frac{1}{2}(1 + \lambda\gamma_5)\not{k}_0. \quad (4.6)$$

Les deux états $\omega_\lambda(k_0)$ et $\omega_{-\lambda}(k_0)$ sont reliés entre eux par k_1^μ :

$$\omega_{-\lambda}(k_0) = -\lambda k_1^\mu \omega_\lambda(k_0), \quad (4.7)$$

La méthode des hélicités proprement dite consiste à exprimer les bispineurs $u_\lambda(p, m)$ et $v_\lambda(p, m)$ associés aux particules de masse m , de quadriimpulsion p , en fonction des spineurs de base $\omega_\lambda(k_0)$ et $\omega_{-\lambda}(k_0)$ [4] et [5].

On trouve:

$$u_\lambda(p, m) = \frac{1}{\eta} (\not{p} + m) \omega_{-\lambda}(k_0) \quad (4.8)$$

avec $\eta = \sqrt{2k_0 \cdot p}$. A partir des équations 4.6 et 4.7, il est possible de montrer la relation:

$$u_\lambda(p, m) \bar{u}_\lambda(p, m) = \frac{1}{2} (1 + \lambda \gamma_5 \not{\epsilon}) (\not{p} + m). \quad (4.9)$$

L'axe de polarisation s_μ est défini par:

$$s^\mu = \frac{p^\mu}{m} - \frac{2m}{\eta^2} k_0^\mu. \quad (4.10)$$

Pour des antiparticules, comme:

$$v_\lambda(p, m) = u_{-\lambda}(p, -m), \quad (4.11)$$

il suffit de remplacer dans les expressions précédentes λ par $-\lambda$ et m par $-m$. On peut enfin facilement vérifier que les définitions des bispineurs $u_\lambda(p, m)$ et $v_\lambda(p, m)$ satisfont bien les relations de fermeture:

$$\begin{aligned} \sum_\lambda u_\lambda(p, m) \bar{u}_\lambda(p, m) &= \not{p} + m, \\ \sum_\lambda v_\lambda(p, m) \bar{v}_\lambda(p, m) &= \not{p} - m. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Toutes ces relations sont établies dans le cas d'un fermion massif. Pour les fermions de masse nulle, il suffit de substituer m par 0 dans les relations 4.8 et 4.9. Pour les particules vectorielles de quadri-moment k_μ , le vecteur polarisation ϵ_λ^μ s'écrit [6]:

$$\epsilon_\lambda^\mu = \frac{1}{\sqrt{4k_2 \cdot k}} \bar{u}_\lambda(k) \gamma^\mu u_\lambda(k_2) \quad \text{avec } k_2 \cdot k_2 = 0, k_2 \cdot k \neq 0, k_2 \cdot k_0 \neq 0 \quad (4.13)$$

Les bispineurs sont ensuite exprimés en fonction des spineurs d'hélicité ω en utilisant la relation 4.8.

4.2.2 Fonctions B et fonctions Z

Le calcul de l'amplitude \mathcal{A} associée à un processus fait intervenir, dans le cas le plus général, le produit de propagateurs ainsi que la contraction de courants fermioniques, de sorte que l'amplitude \mathcal{A} puisse être décomposée en termes de deux fonctions, les fonctions B :

$$B_{\lambda_1, \lambda_2}^\lambda(p_1, p_2) = \bar{u}_{\lambda_1}(p_1, m_1) P_\lambda u_{\lambda_2}(p_2, m_2) \quad (4.14)$$

et les fonctions Z :

$$\begin{aligned} Z_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{\lambda, \lambda'}(p_1, p_2, p_3, p_4) &= [\bar{u}_{\lambda_1}(p_1, m_1) \gamma^\mu P_\lambda u_{\lambda_2}(p_2, m_2)] \\ &\times [\bar{u}_{\lambda_3}(p_3, m_3) \gamma_\mu P_{\lambda'} u_{\lambda_4}(p_4, m_4)], \end{aligned} \quad (4.15)$$

où P_λ est l'un des deux projecteurs chiraux P_L ou P_R :

$$P_\lambda = \frac{1 + \lambda\gamma_5}{2} \quad (4.16)$$

avec $\lambda = 1$ (pour P_R) ou $\lambda = -1$ (pour P_L). En décomposant les différents bispineurs $u_\lambda(p, m)$ et $v_\lambda(p, m)$ en fonction des spineurs d'hélicité ω_λ , on aboutit à des expressions analytiques pour les fonctions B et Z (voir annexe A) et par conséquent, à des expressions analytiques simples à programmer pour les amplitudes \mathcal{A} . Ceci fait le point fort de la méthode.

Ayant à notre disposition ces différentes fonctions de base calculables une fois pour toute, puisqu'elles ont des expressions analytiques simples, nous sommes en mesure d'exprimer les différentes amplitudes associées aux processus supersymétriques en suivant la procédure systématique que nous présentons dans la section suivante.

4.2.3 Procédure de calcul

Les différentes étapes nécessaires pour l'expression de l'amplitude associée à un processus en utilisant la méthode des amplitudes d'hélicité sont les suivantes:

- faire apparaître l'amplitude invariante en termes des bispineurs $u_\lambda(p, m)$ et $v_\lambda(p, m)$ et des matrices γ_μ ,
- dans l'expression de l'amplitude faire systématiquement la substitution:

$$\begin{aligned} v_\lambda(p, m) &= u_{-\lambda}(p, -m) \\ \bar{v}_\lambda(p, m) &= \bar{u}_{-\lambda}(p, -m) \end{aligned} \quad (4.17)$$

- si le diagramme fait apparaître des propagateurs fermioniques, faire la substitution:

$$\not{p} \rightarrow \sum_\lambda u_\lambda(p, m)\bar{u}_\lambda(p, m) + m \quad (4.18)$$

- si le processus fait intervenir des particules vectorielles dans l'état initial ou final, faire la substitution:

$$\epsilon_\lambda^\mu \rightarrow \frac{1}{\sqrt{4k_2 \cdot k}} \bar{u}_\lambda(k)\gamma^\mu u_\lambda(k_2) \quad (4.19)$$

- faire apparaître les produits des bispineurs comme des produits de fonctions B ou/et de fonctions Z .

4.3 Résultats: amplitudes

Ayant explicité la méthode des amplitudes d'hélicité, nous l'appliquons au cas des particules supersymétriques. Nous traitons entièrement le processus de production de deux sélectrons. Pour les autres processus, nous ne donnons que l'expression finale de l'amplitude.

4.3.1 Production de sélectrons

Nous avons vu que les partenaires supersymétriques de l'électron sont les sélectrons \tilde{e}_R et \tilde{e}_L . Dans le calcul qui suit, nous nous plaçons dans le cas général où l'on ne néglige pas les termes non diagonaux de la matrice de masse qui leur est associée. Par conséquent, nous travaillons avec les deux états de masse rangés par ordre croissant: les sélectrons \tilde{e}_1 et \tilde{e}_2 . Ces particules sont produites selon les diagrammes de la figure 4.2.

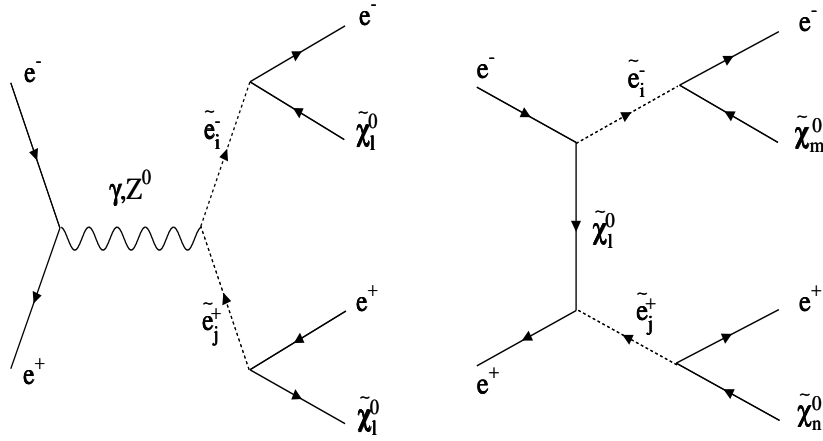


FIG. 4.2 – Diagrammes de Feynman associés à la production et à la désintégration de deux sélectrons avec hypothèse de conservation de la R-Parité.

Afin de simplifier au maximum nos notations, nous adoptons la convention suivante. Les indices **1** et **2** correspondent au positon et à l'électron de l'état initial. L'électron et le positon final sont identifiés par les indices **3** et **5**. Les grandeurs qui se rapportent aux deux neutralinos portent les indices **4** et **6**. Dans un premier temps, nous nous intéressons uniquement au diagramme de la voie *s* de la figure 4.2. Exprimons l'amplitude invariante qui lui correspond:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}^V &= [\bar{v}_{\lambda_1}(p_1, m_1) \gamma^\mu (C_L^V P_L + C_R^V P_R) u_{\lambda_2}(p_2, m_2)] \\
&\times D_V(p_1 + p_2) D_{\tilde{e}_i^-}(p_3 + p_4) D_{\tilde{e}_j^+}(p_5 + p_6) \\
&\times V_{ij} \times (p_3 + p_4 - p_5 - p_6)_\mu \\
&\times [\bar{u}_{\lambda_3}(p_3, m_3) (X_R^{ik} * P_L + X_L^{jk} * P_R) v_{\lambda_4}(p_4, m_4)] \\
&\times [\bar{u}_{\lambda_6}(p_6, m_6) (X_L^{jk} P_L + X_R^{jk} P_R) v_{\lambda_5}(p_5, m_5)]
\end{aligned} \tag{4.20}$$

avec D_V ($V = \gamma$ ou Z^0) les propagateurs associés aux bosons de jauge (γ ou Z^0) et $D_{\tilde{e}_i^-}$, $D_{\tilde{e}_j^+}$ les propagateurs associés aux deux sélectrons \tilde{e}_i^- , \tilde{e}_j^+ . Leurs expressions sont:

$$\begin{aligned} D_V(p_1 + p_2) &= \frac{i}{(p_1 + p_2)^2 - m_V^2 + im_V \Gamma_V}, \\ D_{\tilde{e}_i^-}(p_3 + p_4) &= \frac{i}{(p_3 + p_4)^2 - m_{\tilde{e}_i^-}^2 + im_{\tilde{e}_i^-} \Gamma_{\tilde{e}_i^-}}, \\ D_{\tilde{e}_j^+}(p_5 + p_6) &= \frac{i}{(p_5 + p_6)^2 - m_{\tilde{e}_j^+}^2 + im_{\tilde{e}_j^+} \Gamma_{\tilde{e}_j^+}}. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Les différents couplages qui apparaissent aux différents vertex ont été pris des formules de l'article [8]. Les expressions des constantes de couplages des vertex $e^- \gamma e^+$ et $e^- Z^0 e^+$ sont:

$$\begin{aligned} C_L^\gamma &= ig_2 \sin \theta_W, & C_L^{Z^0} &= i \frac{g_2}{\cos \theta_W} \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right), \\ C_R^\gamma &= ig_2 \sin \theta_W, & C_R^{Z^0} &= i \frac{g_2}{\cos \theta_W} (-\sin^2 \theta_W). \end{aligned} \quad (4.22)$$

Les couplages $\tilde{e}_i^- \gamma \tilde{e}_j^+$ et $\tilde{e}_i^- Z^0 \tilde{e}_j^+$ sont:

$$\begin{aligned} V_{ij} &= \Gamma_{ij} = ig_2 \sin \theta_W \delta_{ij}, \\ V_{ij} &= Z_{ij} = i \frac{g_2}{\cos \theta_W} \left(\frac{1}{2} R_{1j} R_{1i}^* - \delta_{ij} \sin^2 \theta_W \right). \end{aligned} \quad (4.23)$$

Les vertex $\tilde{\chi}_k^0 \tilde{e} e$ sont exprimés par les fonctions:

$$\begin{aligned} X_L^{ik} &= -i \frac{g_2}{\sqrt{2} \cos \theta_W} R_{1i} (N_{1k} \sin \theta_W + N_{2k} \cos \theta_W) - i \frac{m_e \sqrt{2}}{\cos \beta} R_{2i} N_{3k}^*, \\ X_R^{ik} &= -i \frac{g_2 \sin \theta_W \sqrt{2}}{\cos \theta_W} R_{2i} N_{1k}^* - i \frac{m_e \sqrt{2}}{\cos \beta} R_{2i} N_{3k}^*. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Dans les relations 4.23 et 4.24, R désigne la matrice de mélange des deux sélectrons. La matrice de diagonalisation de la matrice de masse des neutralinos est notée N . Les couplages X_L^{ik} et X_R^{ik} sont exprimés dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$. Pour exprimer ces mêmes couplages dans la base $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{H}_1^0 \cos \beta - \tilde{H}_2^0 \sin \beta, \tilde{H}_1^0 \sin \beta + \tilde{H}_2^0 \cos \beta)$, il suffit de faire la transformation suivante (rotation des différents champs):

$$\begin{aligned} N_{1k} &\rightarrow N_{1k} \cos \theta_W + N_{2k} \sin \theta_W, \\ N_{2k} &\rightarrow -N_{1k} \sin \theta_W + N_{2k} \cos \theta_W, \\ N_{3k} &\rightarrow N_{3k} \cos \beta - N_{4k} \sin \beta, \\ N_{4k} &\rightarrow N_{3k} \sin \beta + N_{4k} \cos \beta. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Dans l'expression de l'amplitude (relation 4.20), il faut utiliser la relation qui existe entre les bispineurs $u_\lambda(p, m)$ et $v_\lambda(p, m)$:

$$v_\lambda(p, m) \equiv u_{-\lambda}(p, -m)$$

Sachant que $m_3 = m_5$ et $m_4 = m_6$, on a:

$$\begin{aligned} \gamma^\mu (p_3 + p_4 - p_5 - p_6)_\mu &= \not{p}_3 + \not{p}_4 - \not{p}_5 - \not{p}_6 \\ &= (\not{p}_3 + m_3) + (\not{p}_4 + m_4) - (\not{p}_5 + m_5) - (\not{p}_6 + m_6) \end{aligned} \quad (4.26)$$

En utilisant ensuite la relation de fermeture:

$$\not{p} + m = \sum_{\lambda} u_{\lambda}(p, m) \bar{u}_{\lambda}(p, m)$$

et en définissant le vecteur ϵ par:

$$\epsilon(3) = +1, \epsilon(4) = +1, \epsilon(5) = -1, \epsilon(6) = -1$$

l'expression 4.26 se réécrit sous la forme compacte:

$$\begin{aligned} \gamma^{\mu}(p_3 + p_4 - p_5 - p_6)_{\mu} &= \sum_{n=3}^6 \epsilon(n) (\not{p}_n + m_n) \\ &= \sum_{n=3}^6 \sum_{\lambda} \epsilon(n) u_{\lambda}(p_n, m_n) \bar{u}_{\lambda}(p_n, m_n) \end{aligned}$$

L'amplitude totale se met donc sous la forme:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}^V &= [\sum_{n=3}^6 \sum_{\lambda} \epsilon(n) \bar{u}_{-\lambda_1}(p_1, -m_1) u_{\lambda}(p_n, m_n) \bar{u}_{\lambda}(p_n, m_n) \\ &\quad \times (C_L^V P_L + C_R^V P_R) u_{\lambda_2}(p_2, m_2)] \\ &\times D_V(p_1 + p_2) D_{\bar{e}_i^-}(p_3 + p_4) D_{\bar{e}_j^+}(p_5 + p_6) \times V_{ij} \\ &\times [\bar{u}_{\lambda_3}(p_3, m_3) (X_R^{ik} * P_L + X_L^{jk} * P_R) u_{-\lambda_4}(p_4, -m_4)] \\ &\times [\bar{u}_{\lambda_6}(p_6, m_6) (X_L^{jk} P_L + X_R^{jk} P_R) u_{-\lambda_5}(p_5, -m_5)] \end{aligned} \quad (4.27)$$

En utilisant les relations vérifiées par les projecteurs P_L et P_R , $P_L + P_R = 1$, les fonctions B apparaissent naturellement et l'expression précédente se met sous la forme:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}^V &= [\sum_{\lambda} \sum_n \epsilon(n) (B_{-\lambda_1, \lambda}^L(p_1, p_n) + B_{-\lambda_1, \lambda}^R(p_1, p_n)) \\ &\quad \times (C_L^V B_{\lambda, \lambda_2}^L(p_n, p_2) + C_R^V B_{\lambda, \lambda_2}^R(p_n, p_2))] \\ &\times D_V(p_1 + p_2) D_{\bar{e}_i^-}(p_3 + p_4) D_{\bar{e}_j^+}(p_5 + p_6) V_{ij} \\ &\times [X_R^{jk} * B_{\lambda_3, -\lambda_4}^L(p_3, p_4) + X_L^{jk} * B_{\lambda_3, -\lambda_4}^R(p_3, p_4)] \\ &\times [X_L^{ik} B_{\lambda_6, -\lambda_5}^L(p_6, p_5) + X_R^{ik} B_{\lambda_6, -\lambda_5}^R(p_6, p_5)] \end{aligned} \quad (4.28)$$

L'amplitude associée au premier diagramme de la figure 4.2 est donc:

$$\mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}^{\gamma \oplus Z^0} = \sum_i \sum_j \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}^{\gamma} + \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}^{Z^0} - (4 \leftrightarrow 6) \quad (4.29)$$

La même procédure peut être appliquée au processus avec l'échange d'un des quatre neutralinos.
L'amplitude s'écrit:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_{\lambda_1 \dots \lambda_6}^{\tilde{\chi}_\ell^0} &= [(m_{\tilde{\chi}_\ell^0} + m_4)(X_R^{j\ell} * X_L^{j\ell} B_{-\lambda_1, \lambda_2}^L(p_1, p_2) + X_L^{j\ell} * X_R^{j\ell} B_{-\lambda_1, \lambda_2}^R(p_1, p_2)) \\
&+ \sum_\lambda \sum_n \epsilon(n) \left(X_R^{j\ell} * B_{-\lambda_1, \lambda}^L(p_1, p_n) + X_L^{j\ell} * B_{-\lambda_1, \lambda}^R(p_1, p_n) \right) \\
&\quad \times \left(X_L^{i\ell} B_{-\lambda_2, \lambda}^L(p_2, p_n) + X_R^{i\ell} B_{-\lambda_2, \lambda}^R(p_2, p_n) \right) \\
&\times \frac{i}{(p_2 - p_3 - p_4)^2 - m_{\tilde{\chi}_\ell^0}^2} D_{\tilde{e}_i^-}(p_3 + p_4) D_{\tilde{e}_j^+}(p_5 + p_6) \\
&\times \left(X_R^{im} * B_{\lambda_3, -\lambda_4}^L(p_3, p_4) + X_L^{im} * B_{\lambda_3, -\lambda_4}^L(p_3, p_4) \right) \\
&\times \left(X_L^{in} B_{\lambda_6, -\lambda_5}^L(p_6, p_5) + X_R^{in} B_{\lambda_6, -\lambda_5}^R(p_6, p_5) \right)
\end{aligned} \tag{4.30}$$

le vecteur ϵ est défini par:

$$\epsilon(2) = +1, \quad \epsilon(3) = -1, \quad \epsilon(3) = -1, \quad \epsilon(4) = +1$$

En sommant les différentes amplitudes, l'amplitude totale du processus prend la forme:

$$\mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6} = \sum_i \sum_j \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}^\gamma + \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}^{Z^0} + \sum_{\ell=1}^4 \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}^{\tilde{\chi}_\ell^0} - (4 \leftrightarrow 6) \tag{4.31}$$

La section efficace totale s'écrit:

$$d\sigma = \frac{1}{8s} \sum_{\lambda_1, \dots, \lambda_6} |\mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_6}|^2 d\text{Lips} \tag{4.32}$$

avec l'élément d'espace des phases donné par (voir annexe B):

$$d\text{Lips} = \frac{\Lambda(s_{12}, s_{34}, s_{56})}{(8\pi)s_{12}} \frac{\Lambda(s_{34}, m_3^2, m_4^2)}{(8\pi)s_{34}} \frac{\Lambda(s_{56}, m_5^2, m_6^2)}{(8\pi)s_{56}} \frac{ds_{34}}{2\pi} \frac{ds_{56}}{2\pi} \frac{d\Omega_{56}}{4\pi} \frac{d\Omega_3}{4\pi} \frac{d\Omega_5}{4\pi} \tag{4.33}$$

où la fonction cinématique Λ définie par:

$$\Lambda(x, y, z) = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx}, \tag{4.34}$$

est une fonction cinématique des invariants cinématiques:

$$s_{12} = (E_1 + E_2)^2, \quad s_{34} = (p_3 + p_4)^2, \quad s_{56} = (p_5 + p_6)^2. \tag{4.35}$$

L'élément d'espace des phases $d\text{Lips}$ est également fonction des variables angulaires:

$$d\Omega_{56} = d \cos \theta_{56} d\phi_{56}, \quad d\Omega_3 = d \cos \theta_3 d\phi_3 \text{ et } d\Omega_5 = d \cos \theta_5 d\phi_5. \tag{4.36}$$

On se reportera à l'annexe B sur les méthodes de Monte Carlo pour voir comment on peut intégrer numériquement cette section efficace.

4.4 Polarisation et corrélations de spin: neutralinos

Dans l'hypothèse où les jauginos seront découverts auprès d'un collisionneur, la connaissance des masses de ces particules permettra de contraindre fortement, voire de déterminer avec précision, les valeurs des différents paramètres du MSSM. Si la luminosité est suffisante, les distributions en impulsion ainsi que les distributions angulaires qui dépendent fortement des corrélations de spin, permettront de remonter aux différents paramètres. Ici, nous nous intéressons plus particulièrement aux processus de production de paires $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$, lorsque le neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ se désintègre en deux leptons (à savoir deux électrons) et un neutralino: $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+ e^- \tilde{\chi}_1^0$. Après avoir exprimé successivement les amplitudes de production et de désintégration, nous illustrerons l'importance des corrélations de spin sur trois exemples.

4.4.1 Amplitudes de production

Les diagrammes associés au processus de production de $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+ e^- \tilde{\chi}_1^0$ sont représentés sur la figure 4.3.

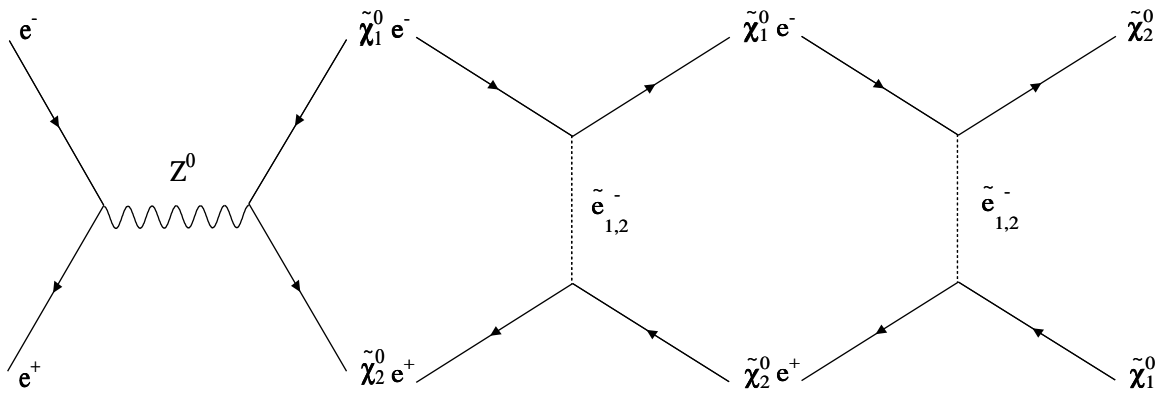


FIG. 4.3 – Diagrammes de production $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$. Bien évidemment, puisque le neutralino n'est pas chargé, il n'y a pas d'échange de photon.

Nous associons l'indice **1** au positon e^+ , **2** à l'électron e^- , **3** au $\tilde{\chi}_2^0$ et **4** au $\tilde{\chi}_1^0$. L'amplitude associée à l'échange d'un Z^0 prend la forme suivante:

$$\begin{aligned}
 A_{\lambda_1, \dots, \lambda_4}^{Z^0} = D_{Z^0} \left(\right. & C_L^{e^+ e^- Z^0} C_L^{Z^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0} Z_{LL}(-\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, -\lambda_4) \\
 & + C_L^{e^+ e^- Z^0} C_R^{Z^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0} Z_{LR}(-\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, -\lambda_4) \\
 & + C_R^{e^+ e^- Z^0} C_L^{Z^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0} Z_{RL}(-\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, -\lambda_4) \\
 & \left. + C_R^{e^+ e^- Z^0} C_R^{Z^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0} Z_{RR}(-\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, -\lambda_4) \right) \quad (4.37)
 \end{aligned}$$

Les différents couplages s'expriment comme:

$$\begin{aligned}
 C_L^{e^+ e^- Z^0} &= i \frac{g_2}{\cos \theta_W} \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right) & C_R^{e^+ e^- Z^0} &= i \frac{g_2}{\cos \theta_W} (-\sin^2 \theta_W) \\
 C_L^{Z^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0} &= i \frac{g_2}{2 \cos \theta_W} (N_{42}^* N_{41} - N_{32}^* N_{31}) & C_R^{Z^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0} &= -i \frac{g_2}{2 \cos \theta_W} (N_{42} N_{41}^* - N_{32} N_{31}^*)
 \end{aligned} \quad (4.38)$$

Le propagateur associé au boson Z^0 est:

$$D_{Z^0} = \frac{i}{(p_1 + p_2)^2 - M_{Z^0}^2 + iM_{Z^0}\Gamma_{Z^0}} \quad (4.39)$$

L'amplitude correspondant à l'échange d'un sélectron s'écrit:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_4}^{\tilde{e}_k^-} &= \frac{i}{(p_2 + p_3)^2 - m_{\tilde{e}_k^-}^2} (C_L^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_2^0} B_{\lambda_3, \lambda_2}^L(p_3, p_2) + C_R^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_2^0} B_{\lambda_3, \lambda_2}^R(p_3, p_2)) \\ &\quad (C_R^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_1^0} B_{-\lambda_1, -\lambda_4}^L(\bar{p}_1, \bar{p}_4) + C_L^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_1^0} B_{-\lambda_1, -\lambda_4}^R(\bar{p}_1, \bar{p}_4)) \\ &- \frac{i}{(p_2 + p_4)^2 - m_{\tilde{e}_k^-}^2} (C_L^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_1^0} B_{\lambda_4, \lambda_2}^L(p_4, p_2) + C_R^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_1^0} B_{\lambda_4, \lambda_2}^R(p_4, p_2)) \\ &\quad (C_R^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_2^0} B_{-\lambda_1, -\lambda_3}^L(\bar{p}_1, \bar{p}_3) + C_L^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_2^0} B_{-\lambda_1, -\lambda_3}^R(\bar{p}_1, \bar{p}_3)) \end{aligned} \quad (4.40)$$

Les couplages sont:

$$\begin{aligned} C_L^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_i^0} &= i \frac{g_2}{\sqrt{2} \cos \theta_W} R_{k1} (N_{1i} \sin \theta_W + N_{2j} \cos \theta_W) - i \frac{g_2 m_e}{\sqrt{2} m_{W^-} \cos \beta} R_{k2} N_{3i} \\ C_R^{\tilde{e}_k^- e^- \tilde{\chi}_i^0} &= i \frac{g_2 \sin \theta_W}{\cos \theta_W} R_{k2} N_{1i}^* \sqrt{2} - i \frac{g_2 m_e}{\sqrt{2} m_{W^-} \cos \beta} R_{k1} N_{3i}^* \end{aligned} \quad (4.41)$$

L'amplitude totale associée à la production de $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ est la somme:

$$\mathcal{A}(e_{\lambda_1}^+ e_{\lambda_2}^- \rightarrow \tilde{\chi}_{2\lambda_3}^0 \tilde{\chi}_{1\lambda_4}^0) = \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_4}^{Z^0} + \sum_{k=1,2} \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_4}^{\tilde{e}_k^-} \quad (4.42)$$

4.4.2 Amplitudes de désintégration

Le neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ peut se désintégrer soit par l'échange d'un boson Z^0 ou bien d'un sélectron ou enfin d'un stoposon (voir figure 4.4).

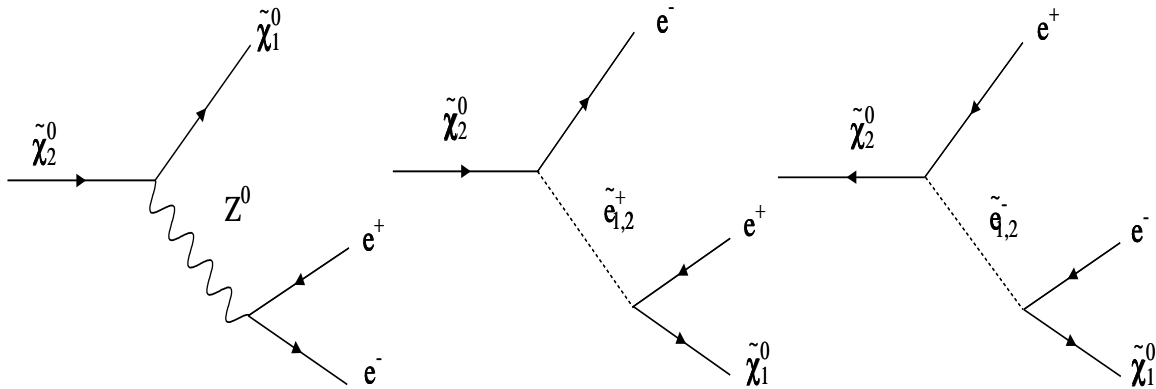


FIG. 4.4 – Modes de désintégration du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ avec hypothèse de conservation de la R-Parité.

Nous adoptons la convention suivante: **3** est comme précédemment l'indice correspondant au neutralino $\tilde{\chi}_2^0$, **5** est associé au neutralino fils $\tilde{\chi}_1^0$ et **6** et **7** sont respectivement le positon e^+ et l'électron e^- . L'amplitude associée à l'échange d'un boson Z^0 prend la forme simple:

$$\mathcal{A}_{\lambda_3, \dots, \lambda_7}^{Z^0} = D_{Z^0} \left(\begin{aligned} & C_L^{e^+e^-Z^0} C_L^{Z^0\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0} Z_{LL}(\lambda_5, \lambda_3, \lambda_7, -\lambda_6) \\ & + C_L^{e^+e^-Z^0} C_R^{Z^0\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0} Z_{LR}(\lambda_5, \lambda_3, \lambda_7, -\lambda_6) \\ & + C_R^{e^+e^-Z^0} C_L^{Z^0\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0} Z_{RL}(\lambda_5, \lambda_3, \lambda_7, -\lambda_6) \\ & + C_R^{e^+e^-Z^0} C_R^{Z^0\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0} Z_{RR}(\lambda_5, \lambda_3, \lambda_7, -\lambda_6) \end{aligned} \right) \quad (4.43)$$

En comparant les deux expressions 4.37 et 4.43, on voit qu'elles sont identiques, puisque ce sont les mêmes processus croisés de temps. L'amplitude associée à l'échange d'un spositon prend la forme:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_3, \dots, \lambda_7}^{\tilde{e}_k^+} &= D_{\tilde{e}_k^-}(p_5 + p_6) \times (C_R^{\tilde{e}_k^-e^-\tilde{\chi}_2^0} * B_{\lambda_7, \lambda_3}^L(p_7, p_3) + C_L^{\tilde{e}_k^-e^-\tilde{\chi}_2^0} * B_{\lambda_7, \lambda_3}^R(p_7, p_3)) \\ &\times (C_L^{\tilde{e}_k^-e^-\tilde{\chi}_1^0} B_{\lambda_5, -\lambda_6}^L(p_5, p_6) + C_R^{\tilde{e}_k^-e^-\tilde{\chi}_1^0} B_{\lambda_5, -\lambda_6}^R(p_5, p_6)) \end{aligned} \quad (4.44)$$

Celle correspondant à l'échange d'un sélectron, prend la forme:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_3, \dots, \lambda_7}^{\tilde{e}_k^-} &= D_{\tilde{e}_k^-}(p_5 + p_7) \times (C_L^{\tilde{e}_k^-e^-\tilde{\chi}_2^0} B_{-\lambda_3, -\lambda_6}^L(p_3, p_6) + C_R^{\tilde{e}_k^-e^-\tilde{\chi}_2^0} B_{-\lambda_3, -\lambda_6}^R(p_3, p_6)) \\ &\times (C_R^{\tilde{e}_k^-e^-\tilde{\chi}_1^0} * B_{\lambda_7, -\lambda_5}^L(p_7, p_5) + C_L^{\tilde{e}_k^-e^-\tilde{\chi}_1^0} * B_{\lambda_7, -\lambda_5}^R(p_7, p_5)) \end{aligned} \quad (4.45)$$

L'amplitude totale associée à la désintégration du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ prend la forme:

$$\mathcal{A}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 e_{\lambda_6}^+ e_{\lambda_7}^-) = \mathcal{A}_{\lambda_3, \dots, \lambda_7}^{Z^0} + \sum_{k=1,2} \mathcal{A}_{\lambda_3, \dots, \lambda_7}^{\tilde{e}_k^-} + \mathcal{A}_{\lambda_3, \dots, \lambda_7}^{\tilde{e}_k^+} \quad (4.46)$$

4.4.3 Section efficace

Ayant déterminé les amplitudes associées aux processus de production et de désintégration, pour le calcul de la section efficace totale, nous utilisons l'approximation:

$$\frac{1}{s - m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 + m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 \Gamma_{\tilde{\chi}_2^0}^2} \sim \frac{\pi}{m_{\tilde{\chi}_2^0} \Gamma_{\tilde{\chi}_2^0}} \delta(s - m_{\tilde{\chi}_2^0}^2) \quad (4.47)$$

Le module carré de l'amplitude totale s'exprime comme:

$$|\mathcal{A}(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7)|^2 \sim \frac{8\pi^4}{m_{\tilde{\chi}_2^0} \Gamma_{\tilde{\chi}_2^0}} \left| \sum_{\lambda_3} \mathcal{A}(e_{\lambda_1}^+ e_{\lambda_2}^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0) \mathcal{A}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 e_{\lambda_6}^+ e_{\lambda_7}^-) \right|^2$$

La section efficace polarisée s'obtient par une intégration numérique sur l'espace des phases à quatre corps (voir annexe B):

$$\sigma(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7) = \frac{1}{\mathcal{F}} \int d\text{Lips} |\mathcal{A}(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7)|^2 \quad (4.48)$$

La section efficace totale est donnée par l'expression:

$$\sigma = p_{e^+}^R p_{e^-}^R \sigma_{RR} + p_{e^+}^R p_{e^-}^L \sigma_{RL} + p_{e^+}^L p_{e^-}^R \sigma_{LR} + p_{e^+}^L p_{e^-}^L \sigma_{LL} \quad (4.49)$$

où les probabilités $p_{e^\pm}^\lambda$ ($\lambda = L, R$) sont reliées aux polarisations \mathcal{P}_{e^\pm} par:

$$p_{e^\pm}^\lambda = \frac{1}{2} (1 + \mathcal{P}_{e^\pm}) \quad (4.50)$$

4.4.4 Effets de la polarisation

La recherche des neutralinos dans le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ auprès d'un collisionneur linéaire sera facilitée par la possibilité de polariser les deux faisceaux e^- et e^+ . En effet, comme la section efficace totale s'exprime en fonction des polarisations (relation 4.49), il est facile de constater que, pour certaines valeurs de la polarisation des faisceaux, la section efficace est maximisée. Typiquement les polarisations attendues aux futurs collisionneurs linéaires sont de l'ordre de $\mathcal{P}_{e^-} \sim 0,8$ pour le faisceau d'électrons et de $\mathcal{P}_{e^+} \sim 0,6$ pour le faisceau de positons.

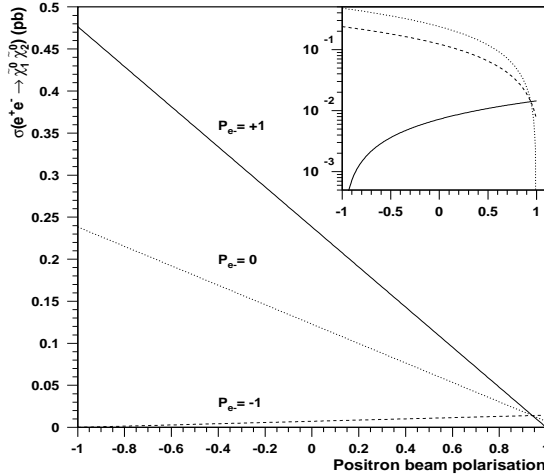


FIG. 4.5 – Evolution de la section efficace de production de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ en fonction de la polarisation des deux faisceaux de positons et d'électrons pour une énergie dans le centre de masse de 350 GeV. Nous avons fixé les différents paramètres de brisure douce aux valeurs suivantes: $M_2 = 200 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = -100 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan \beta = 1,5$.

La figure 4.5 montre comment évolue la section efficace de production de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ en fonction de la polarisation du faisceau de positons pour trois valeurs de polarisation du faisceau d'électrons. On remarquera la présence d'un point pour lequel les trois sections efficaces sont identiques. Un calcul simple permet de montrer que la valeur de la polarisation \mathcal{P}_{e^+} pour laquelle ces sections efficaces sont identiques est:

$$\mathcal{P}_{e^+} = \frac{(\sigma_{RL} - \sigma_{LR}) + (\sigma_{LL} + \sigma_{RR})}{(\sigma_{RL} + \sigma_{LR}) - (\sigma_{LL} + \sigma_{RR})} \quad (4.51)$$

La polarisation du faisceau joue un grand rôle pour la suppression de certains processus selon la nature du neutralino. Par exemple, si les deux faisceaux sont polarisés respectivement $\mathcal{P}_{e^-} \sim -1$

et $\mathcal{P}_{e^+} \sim +1$, et si les deux neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont des higgsinos, le diagramme correspondant à l'échange d'un sélectron est fortement supprimé, puisque la composante higgsino renverse l'hélicité et interdit par conséquent certains couplages. Bien sûr l'hélicité ne signifie rien pour une particule scalaire, du fait de la classification des champs et de leurs partenaires supersymétriques dans un même supervecteur, le sélectron conserve cette information.

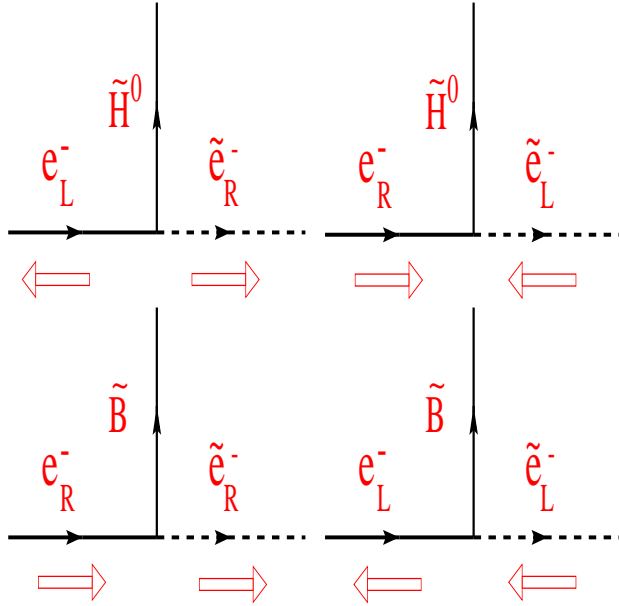


FIG. 4.6 – Couplages électron-sélectron-neutralino selon la nature du neutralino et la polarisation de l'électron.

4.4.5 Effets des corrélations de spin

Les corrélations de spin non prises en compte dans les analyses actuelles joueront indéniablement un rôle essentiel dans les distributions angulaires dans le cas d'une découverte d'un signal supersymétrique. En effet, avec une statistique suffisante, l'étude des asymétries avant et arrière (\mathcal{A}_{FB}) ainsi que de la distribution angulaire $\cos \theta_{e^-}$ par exemple (voir figure 4.7) permettra de fixer un certain nombre de paramètres du MSSM. Nous avons étudié dans un premier temps les distributions angulaires des électrons e^- par rapport à l'axe du faisceau. Nous avons considéré les trois scénarios de la référence [9]¹:

- (A) $M_2 = 78 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = -250 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 2$. Dans ce modèle, les deux neutralinos sont de nature jaugino. Le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est de nature bino tandis que le neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ qui se désintègre est de nature wino.

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^0 &= (42,5 \text{ GeV}/c^2, +0,98\tilde{B} + 0,17\tilde{W}^3 - 0,09\tilde{H}_1^0 + 0,04\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\chi}_2^0 &= (91,9 \text{ GeV}/c^2, +0,14\tilde{B} - 0,95\tilde{W}^3 - 0,28\tilde{H}_1^0 + 0,05\tilde{H}_2^0) \\ m_0 &= 80 \text{ GeV}/c^2 : \tilde{e}_R = 94 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{e}_L = 112 \text{ GeV}/c^2 \\ m_0 &= 200 \text{ GeV}/c^2 : \tilde{e}_R = 206 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{e}_L = 215 \text{ GeV}/c^2\end{aligned}$$

1. Les résultats obtenus en parallèle par le groupe G. Moortag-Pick *et al.* nous ont permis de valider nos résultats. Enfin nous avons comparé nos résultats à ceux obtenus par J. Rosiek pour la production des charginos et des neutralinos.

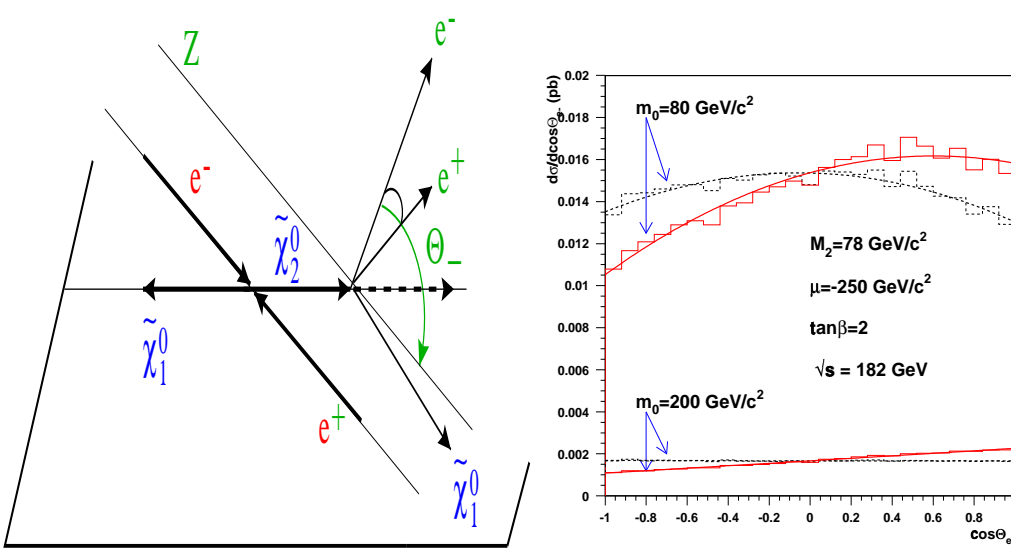


FIG. 4.7 – La figure de gauche montre l'état final associé au processus $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$. La figure de droite montre l'évolution de la section efficace différentielle avec l'angle de l'électron final avec (trait continu) et sans (trait pointillé) corrélations de spin pour deux hypothèses de masse des sfermions à l'échelle GUT.

- **(B)** $M_2 = 100 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = 400 \text{ GeV}/c^2$, $\tan\beta = 2$. Comme précédemment, les deux neutralinos sont de nature jaugino:

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^0 &= (44,1 \text{ GeV}/c^2, -0,97\tilde{B} + 0,19\tilde{W}^3 - 0,14\tilde{H}_1^0 + 0,08\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\chi}_2^0 &= (85,1 \text{ GeV}/c^2, +0,22\tilde{B} + 0,95\tilde{W}^3 - 0,17\tilde{H}_1^0 + 0,11\tilde{H}_2^0) \\ m_0 = 80 \text{ GeV}/c^2 &: \tilde{e}_R = 99 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{e}_L = 125 \text{ GeV}/c^2 \\ m_0 = 200 \text{ GeV}/c^2 &: \tilde{e}_R = 208 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{e}_L = 222 \text{ GeV}/c^2\end{aligned}$$

- **(C)** $M_2 = 210 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = -60 \text{ GeV}/c^2$, $\tan\beta = 2$. Ici, les neutralinos sont de nature higgsino:

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^0 &= (55,1 \text{ GeV}/c^2, +0,16\tilde{B} - 0,09\tilde{W}^3 - 0,78\tilde{H}_1^0 - 0,60\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\chi}_2^0 &= (88,9 \text{ GeV}/c^2, +0,21\tilde{B} - 0,24\tilde{W}^3 + 0,62\tilde{H}_1^0 - 0,71\tilde{H}_2^0) \\ m_0 = 80 \text{ GeV}/c^2 &: \tilde{e}_R = 132 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{e}_L = 205 \text{ GeV}/c^2 \\ m_0 = 200 \text{ GeV}/c^2 &: \tilde{e}_R = 226 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{e}_L = 274 \text{ GeV}/c^2\end{aligned}$$

Pour chacun de ces scénarios, nous avons considéré deux cas pour la masse commune des sélectrons à l'échelle GUT, $m_0 = 80 \text{ GeV}/c^2$ et $m_0 = 200 \text{ GeV}/c^2$. Sous ces hypothèses, nous avons étudié l'évolution des distributions angulaires des électrons issus de la désintégration du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$.

Nous avons également comparé les distributions que l'on obtient dans le cas où les corrélations sont prises en compte au cas où l'on fait l'hypothèse simplificatrice de la factorisation. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus dans la référence [9].

La prise en compte des corrélations de spin modifie sensiblement les distributions angulaires des électrons. Ces effets sont importants sur l'avant et l'arrière mais ils s'annulent dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, c'est-à-dire pour $\cos\theta_{e^-} = 0$. Les différents scénarios considérés ici montrent clairement que les contributions dues aux corrélations de spin sur l'avant ($\cos\theta_{e^-} > 0$) sont toujours de signe opposé à celles sur l'arrière ($\cos\theta_{e^-} < 0$).

Une comparaison des scénarios **A** et **B**, pour lesquels on suppose le neutralino de type jaugino, avec

le cas **C** où celui-ci est de type higgsino, montre clairement que les distributions sont très sensibles à la nature du neutralino selon que celui-ci est de type jaugino ou higgsino. L'estimation de la variation relative maximale des distributions angulaires diffère sensiblement pour les scénarios considérés ici. Les valeurs sont reportées dans le tableau 4.1. De plus on remarque que les distributions sont différentes selon l'énergie dans le centre de masse: les effets sont plus marquants près du seuil et ceci surtout pour le cas jaugino (figures 4.8 et 4.9).

scénario	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	m_0	$\cos \theta_{e^-} = -1$	$\cos \theta_{e^-} = +1$
A	$\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{B}$	$\tilde{\chi}_2^0 \sim \tilde{W}^3$	80	-20% (-9,8%)	+18,9% (+10,4%)
			200	-32% (-17,7%)	+35% (+17,3%)
B	$\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{B}$	$\tilde{\chi}_2^0 \sim \tilde{W}^3$	80	-5% (-2,1%)	+5% (+2,2%)
			200	-11,4% (-3,6%)	+11,8% (+2,8%)
C	$\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{H}^0$	$\tilde{\chi}_2^0 \sim \tilde{H}^0$	80	-3,6% (-0,7%)	+3,8% (+0,7%)
			200	-3,6% (-0,7%)	+3,8% (+0,7%)

TAB. 4.1 – variations relatives de $d\sigma/d \cos \theta$ avec corrélations de spin par rapport au cas sans, pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$, pour \sqrt{s} égale à 200 GeV et 350 GeV (entre parenthèses). On remarquera que les distributions angulaires sont plus sensibles au caractère jaugino du neutralino.

On remarque que dans le cas jaugino (cas **A** et **B**), la masse m_0 influe de manière non négligeable sur les distributions angulaires. Ceci est dû à la contribution non négligeable des deux sélectrons si le paramètre de masse m_0 est petit. Par contre, dans le cas higgsino, la contribution du canal t correspondant à l'échange d'un sélectron est fortement réduite puisque le couplage électron sélectron neutralino est dans ce cas négligeable puisque proportionnel à la masse de l'électron². L'échange d'un sélectron dans ce cas va diminuer les effets des corrélations de spin. La dépendance en m_0 sera donc inexistante. Dans le tableau 4.1, on voit qu'elle n'est que de 3% pour une énergie de 200 GeV. A partir des distributions angulaires, il est possible de calculer la valeur de l'asymétrie avant-arrière \mathcal{A}_{fb} que nous avons défini comme:

$$\mathcal{A}_{fb} = \frac{\int_0^{+1} d\sigma - \int_{-1}^0 d\sigma}{\int_0^{+1} d\sigma + \int_{-1}^0 d\sigma} \quad (4.52)$$

Pour les différents scénarios considérés ici, nous voyons que si le neutralino est de type jaugino, cas **A** et **B**, l'asymétrie sera relativement grande. Par contre dans le cas de neutralinos purement higgsino, cas **C**, cette asymétrie a des valeurs plus faibles. Enfin, nous voyons que l'asymétrie ne semble pas sensible aux corrélations de spin dans le cas higgsino. Elle est par contre augmentée et son signe est renversé dans le cas jaugino (cas **A** et **B**). De plus, nous voyons que l'asymétrie diminue avec la montée en énergie. Tous ces résultats sont reportés dans le tableau 4.2.

Il est également possible d'étudier la variation de la valeur de cette asymétrie en fonction de la polarisation des deux faisceaux d'électrons et de positons. Nous voyons que celle-ci est symétrique dans le cas où le neutralino est purement higgsino (figure 4.10).

2. Les couplages électron-sélectron-neutralino dans le cas où le neutralino est higgsino font uniquement intervenir un terme proportionnel à la masse de l'électron (relation 4.41).

Scénario	m_0	Valeur de l'asymétrie avant-arrière (%)			
		200 GeV		350 GeV	
		sans	avec	sans	avec
(A)	80	-0,7	+8,6	-1,3	+2,6
	200	-0,3	+16,4	-0,6	+7,5
(B)	80	-0,5	+2,26	-0,1	+0,2
	200	-0,5	+3,8	+0,7	+1,2
(C)	80	-0,4	+0,5	-0,1	-0,6
	200	-0,3	+0,6	-0,5	+1,0

TAB. 4.2 – Evolution de l'asymétrie avant-arrière de l'électron pour les différents scénarios étudiés. Avec signifie avec corrélations de spin, sans signifie sans corrélations de spin.

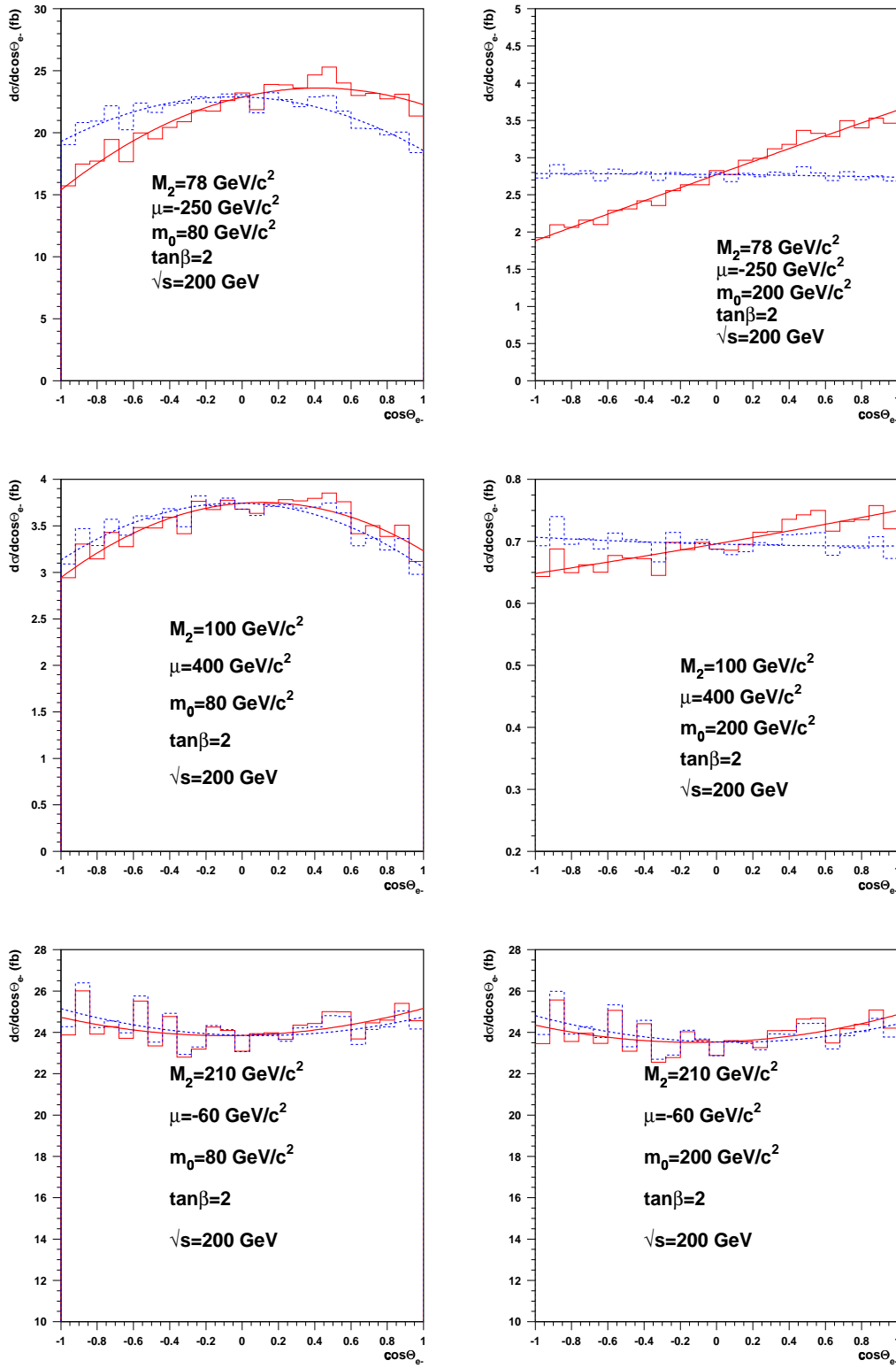


FIG. 4.8 – Distribution angulaire de l'électron pour les différents scénarios de masse de sfermions m_0 .

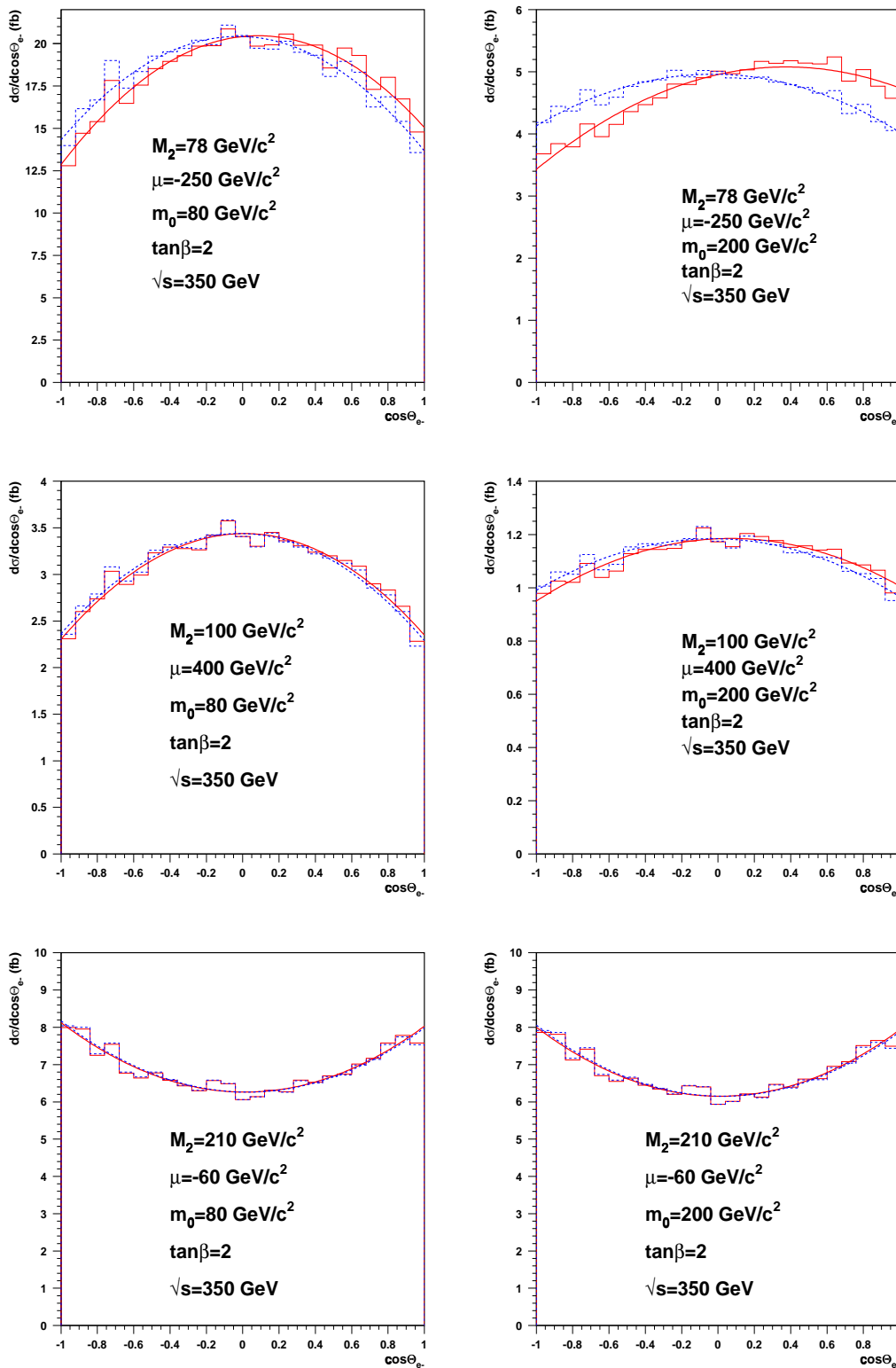


FIG. 4.9 – Distribution angulaire de l'électron pour les différents scénarios de masse de sfermions m_0 pour une énergie de 350 GeV.

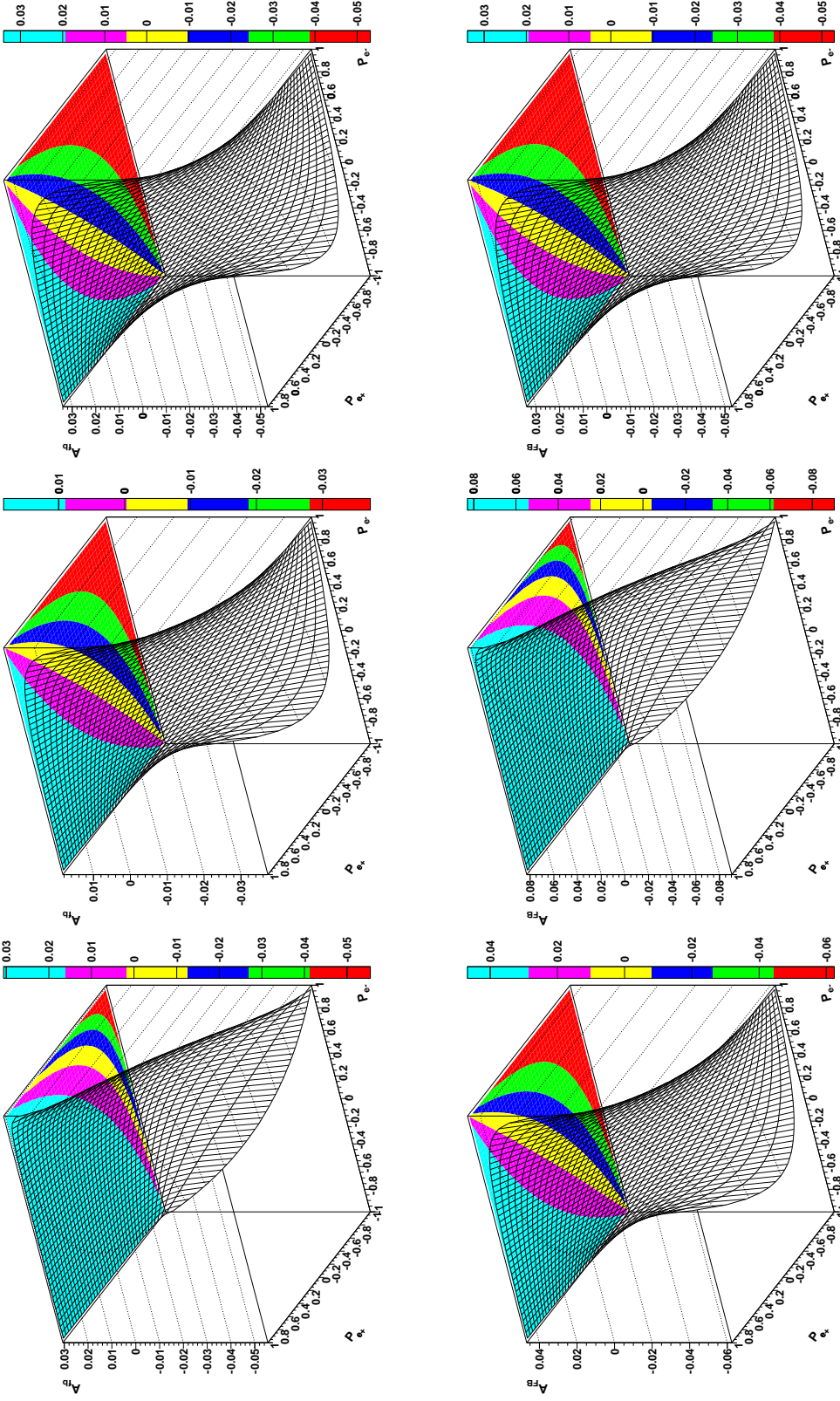


FIG. 4.10 – Variations de l'asymétrie avant-arrière pour les différents scénarios et pour une énergie de 350 GeV.

4.5 Polarisation et corrélations de spin: les charginos

Comme pour les sélectrons et les neutralinos, nous pouvons facilement appliquer le formalisme des fonctions B et des fonctions Z aux processus de production et de désintégration des charginos. Dans cette section, après avoir établi les expressions des sections efficaces, nous analysons, comme pour les neutralinos, les effets des corrélations de spin sur les distributions angulaires des produits de désintégration des charginos. Ici, nous nous intéressons aux processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\chi}_1^0 e^- \bar{\nu}_e \tilde{\chi}_1^0$.

4.5.1 Amplitudes de production des charginos

Les charginos peuvent être produits par l'échange d'un photon γ , d'un boson Z^0 ou d'un sneutrino, ici un sneutrino-électron puisque nous considérons un collisionneur à électrons (figure 4.11).

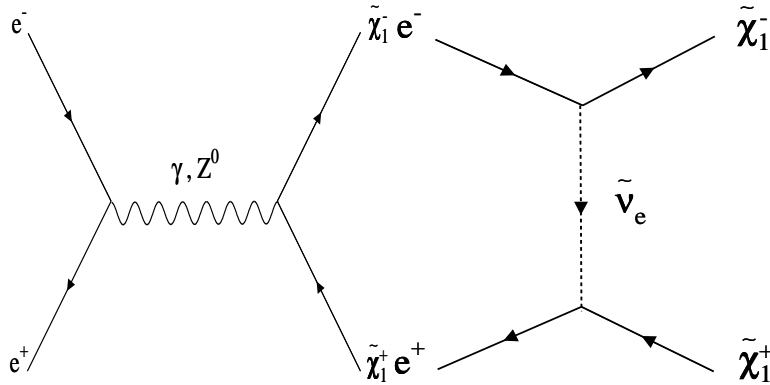


FIG. 4.11 – Diagrammes de production $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$.

Nous associons l'indice **1** au positron (e^+), **2** à l'électron (e^-), **3** au $\tilde{\chi}_1^-$ et **4** au $\tilde{\chi}_1^+$. L'amplitude associée à l'échange d'un photon ou d'un boson Z^0 est similaire à celle obtenue pour les neutralinos. Elle prend la forme suivante, avec $V = \gamma$ ou Z^0 :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_4}^V &= D_V \left(\begin{aligned} &C_L^{e^+e^-V} C_L^{V\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-} Z_{LL}(-\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, -\lambda_4) \\ &+ C_L^{e^+e^-V} C_R^{V\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-} Z_{LR}(-\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, -\lambda_4) \\ &+ C_R^{e^+e^-V} C_L^{V\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-} Z_{RL}(-\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, -\lambda_4) \\ &+ C_R^{e^+e^-V} C_R^{V\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-} Z_{RR}(-\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, -\lambda_4) \end{aligned} \right) \end{aligned} \quad (4.53)$$

Les différents couplages s'expriment comme:

$$\begin{aligned} C_L^{e^+e^- \gamma} &= ig_2 \sin \theta_W & C_R^{e^+e^- \gamma} &= ig_2 \sin \theta_W \\ C_L^{e^+e^- Z^0} &= i \frac{g_2}{\cos \theta_W} \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right) & C_R^{e^+e^- Z^0} &= i \frac{g_2}{\cos \theta_W} (-\sin^2 \theta_W) \\ C_L^{\gamma \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-} &= ig_2 \sin \theta_W \delta_{ij} & C_R^{\gamma \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-} &= ig_2 \sin \theta_W \delta_{ij} \\ C_L^{Z^0 \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-} &= i \frac{g_2}{2 \cos \theta_W} \left(Z_{1i}^-{}^* Z_{1j}^- + \delta_{ij} (1 - 2 \sin^2 \theta_W) \right) & C_R^{Z^0 \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-} &= i \frac{g_2}{2 \cos \theta_W} \left(Z_{1i}^+ Z_{1j}^+{}^* + \delta_{ij} (1 - 2 \sin^2 \theta_W) \right) \end{aligned} \quad (4.)$$

Les propagateurs associés aux bosons γ et Z^0 sont:

$$D_\gamma = \frac{i}{(p_1 + p_2)^2} \quad (4.55)$$

$$D_{Z^0} = \frac{i}{(p_1 + p_2)^2 - M_{Z^0}^2 + iM_{Z^0}\Gamma_{Z^0}}$$

L'amplitude correspondant à l'échange d'un sneutrino s'écrit:

$$\mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_4}^{\tilde{\nu}_e} = \frac{i}{(p_2 + p_3)^2 - m_{\tilde{\nu}_e}^2} \left(C_L^{\tilde{\nu}_e e^+ \tilde{\chi}_1^+} B_{\lambda_3, \lambda_2}^L(p_3, p_2) + C_R^{\tilde{\nu}_e e^+ \tilde{\chi}_1^+} B_{\lambda_3, \lambda_2}^R(p_3, p_2) \right) \quad (4.56)$$

$$\left(C_R^{\tilde{\nu}_e e^+ \tilde{\chi}_1^+} B_{-\lambda_1, -\lambda_4}^L(\bar{p}_1, \bar{p}_4) + C_L^{\tilde{\nu}_e e^+ \tilde{\chi}_1^+} B_{-\lambda_1, -\lambda_4}^R(\bar{p}_1, \bar{p}_4) \right)$$

Les couplages sont:

$$C_L^{\tilde{\nu}_e e^+ \tilde{\chi}_i^+} = -ig_2 Z_{1i}^+ \quad (4.57)$$

$$C_R^{\tilde{\nu}_e e^+ \tilde{\chi}_i^+} = i \frac{g_2 m_e}{\sqrt{2} M_W \cos \beta} R_{k2} Z_{3i}^-$$

L'amplitude totale associée à la production de $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ est la somme des amplitudes précédentes:

$$\mathcal{A}(e_{\lambda_1}^+ e_{\lambda_2}^- \rightarrow \tilde{\chi}_{1\lambda_3}^+ \tilde{\chi}_{1\lambda_4}^-) = \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_4}^\gamma + \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_4}^{Z^0} + \mathcal{A}_{\lambda_1, \dots, \lambda_4}^{\tilde{\nu}_e} \quad (4.58)$$

4.5.2 Amplitudes de désintégration des charginos

Pour le processus que nous considérons ici, le chargino $\tilde{\chi}_1^+$ peut se désintégrer soit par l'échange d'un boson W^+ ou bien d'un sneutrino-électron ou enfin d'un spositon (voir figure 4.12).

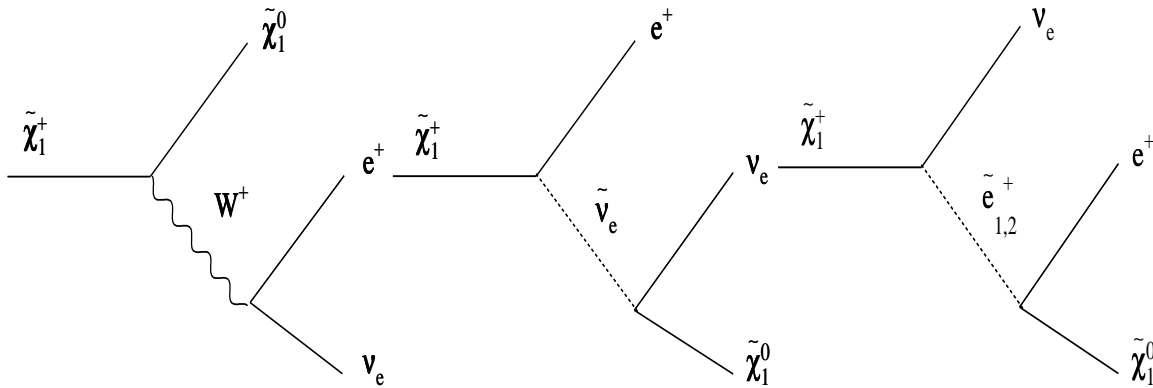


FIG. 4.12 – Modes de désintégration du chargino $\tilde{\chi}_1^+$ avec hypothèse de conservation de la R-parité.

Nous adoptons la convention suivante: **3** est, comme précédemment, l'indice correspondant au chargino $\tilde{\chi}_1^-$, **4** correspond au chargino $\tilde{\chi}_1^+$, **5** est associé au neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ issu du chargino $\tilde{\chi}_1^-$, **6** l'indice de l'électron, **7** celui de l'antineutrino, **8** celui de l'autre neutralino issu du chargino $\tilde{\chi}_1^+$, **9** celui du spositon et enfin **10** l'indice du neutrino.

L'amplitude associée à l'échange d'un boson W^+ s'écrit comme:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_8, \dots, \lambda_{10}}^{W^+} = D_{W^+} & \left(\begin{aligned} & C_L^{W^+ \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^{0*}} C_L^{e^+ \nu_e W^+} Z_{LL}(-\lambda_4, -\lambda_8, \lambda_{10}, -\lambda_9) \\ & + C_R^{W^+ \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^{0*}} C_R^{e^+ \nu_e W^+} Z_{LR}(-\lambda_4, -\lambda_8, \lambda_{10}, -\lambda_9) \\ & + C_L^{W^+ \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^{0*}} C_L^{e^+ \nu_e W^+} Z_{RL}(-\lambda_4, -\lambda_8, \lambda_{10}, -\lambda_9) \\ & + C_R^{W^+ \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^{0*}} C_R^{e^+ \nu_e W^+} Z_{RR}(-\lambda_4, -\lambda_8, \lambda_{10}, -\lambda_9) \end{aligned} \right) \end{aligned} \quad (4.59)$$

L'amplitude associée à l'échange d'un sneutrino $\tilde{\nu}_e$ est:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_8, \dots, \lambda_{10}}^{\tilde{\nu}_e} = D_{\tilde{\nu}_e} & \times (C_L^{\tilde{\nu}_e e^+ \tilde{\chi}_1^+} B_{-\lambda_4, -\lambda_9}^L(\bar{p}_4, \bar{p}_9) + C_R^{\tilde{\nu}_e e^+ \tilde{\chi}_1^+} B_{-\lambda_4, -\lambda_9}^R(\bar{p}_4, \bar{p}_9)) \\ & \times (C_R^{\tilde{\nu}_e \nu_e \tilde{\chi}_1^{0*}} B_{\lambda_{10}, -\lambda_8}^L(p_{10}, \bar{p}_8) + C_L^{\tilde{\nu}_e \nu_e \tilde{\chi}_1^{0*}} B_{\lambda_{10}, -\lambda_8}^R(p_{10}, \bar{p}_8)) \end{aligned} \quad (4.60)$$

Enfin, celle associée à l'échange d'un stoposon devient, après factorisation:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_8, \dots, \lambda_{10}}^{\tilde{e}_k^+} = D_{\tilde{e}_k^+} & \times (C_R^{\tilde{e}_k^+ \nu_e \tilde{\chi}_1^+} B_{\lambda_4, \lambda_{10}}^L(p_4, p_{10}) + C_L^{\tilde{e}_k^+ \nu_e \tilde{\chi}_1^+} B_{\lambda_4, \lambda_{10}}^R(p_4, p_{10})) \\ & \times (C_L^{\tilde{e}_k^+ e^+ \tilde{\chi}_1^0} B_{\lambda_8, -\lambda_9}^L(p_8, \bar{p}_9) + C_R^{\tilde{e}_k^+ e^+ \tilde{\chi}_1^0} B_{\lambda_8, -\lambda_9}^R(p_8, \bar{p}_9)) \end{aligned} \quad (4.61)$$

L'amplitude totale associée à la désintégration du chargino $\tilde{\chi}_1^+$ prend la forme finale:

$$\mathcal{A}(\tilde{\chi}_{1\lambda_4}^+ \rightarrow \tilde{\chi}_{1\lambda_8}^0 e_{\lambda_9}^+ \nu_{e\lambda_{10}}) = \mathcal{A}_{\lambda_8, \dots, \lambda_{10}}^W + \mathcal{A}_{\lambda_8, \dots, \lambda_{10}}^{\tilde{\nu}_e} + \sum_{k=1,2} \mathcal{A}_{\lambda_8, \dots, \lambda_{10}}^{\tilde{e}_k^+} \quad (4.62)$$

4.5.3 Section efficace

Nous utilisons la même approximation que pour les neutralinos dans le calcul de la section efficace totale. Ainsi, le module carré de l'amplitude associée au processus prend la forme finale:

$$\begin{aligned} |\mathcal{A}(\lambda_1, \dots, \lambda_{10})|^2 \sim & \frac{8\pi^4}{m_{\tilde{\chi}_1^-} \Gamma_{\tilde{\chi}_1^-}} \frac{8\pi^4}{m_{\tilde{\chi}_1^+} \Gamma_{\tilde{\chi}_1^+}} \left| \sum_{\lambda_3} \sum_{\lambda_4} \mathcal{A}(e_{\lambda_1}^+ e_{\lambda_2}^- \rightarrow \tilde{\chi}_{1\lambda_3}^- \tilde{\chi}_{1\lambda_4}^+) \right. \\ & \left. \times \left(\mathcal{A}(\tilde{\chi}_{1\lambda_3}^- \rightarrow \tilde{\chi}_{1\lambda_5}^0 e_{\lambda_6}^- \bar{\nu}_{e\lambda_7}) \right) \left(\mathcal{A}(\tilde{\chi}_{1\lambda_4}^+ \rightarrow \tilde{\chi}_{1\lambda_8}^0 e_{\lambda_9}^+ \nu_{e\lambda_{10}}) \right) \right|^2 \end{aligned}$$

La section efficace polarisée s'obtient par une intégration numérique sur l'espace des phases à six corps (voir annexe B):

$$\sigma(\lambda_1, \dots, \lambda_{10}) = \frac{1}{\mathcal{F}} \int d\text{Lips} |\mathcal{A}(\lambda_1, \dots, \lambda_{10})|^2 \quad (4.63)$$

4.5.4 Effets de la polarisation des faisceaux

Comme pour les neutralinos, la polarisation des faisceaux aide à augmenter la section efficace associée au processus de production des charginos. Elle permet également de supprimer certains canaux qui contribuent au processus de production, et ceci pour les mêmes raisons que celles que nous avons données dans le cas des neutralinos, à savoir la nature wino ou higgsino du chargino. La variation de la section efficace des charginos en fonction de la polarisation est illustrée par la figure 4.13.

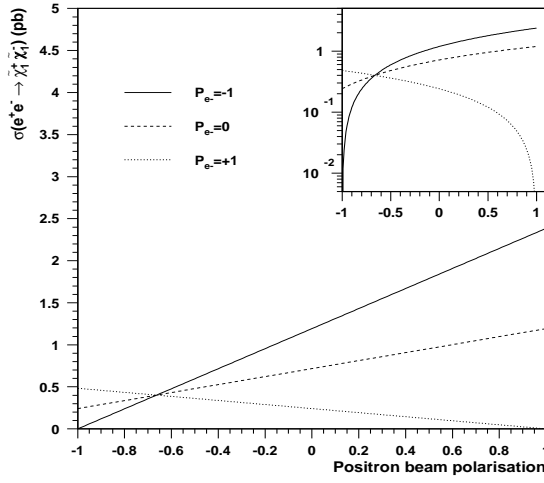


FIG. 4.13 – Evolution de la section efficace de production de $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en fonction de la polarisation des deux faisceaux de positons et d'électrons pour une énergie dans le centre de masse de 350 GeV. Nous avons fixé les différents paramètres de brisure douce aux valeurs suivantes: $M_2 = 200 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = -100 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan \beta = 1, 5$.

4.5.5 Effets des corrélations de spin

Nous avons vu que pour les neutralinos, les corrélations de spin jouent un rôle très important dans les distributions angulaires des particules finales. Pour les charginos, nous avons considéré les différents scénarios suivants de la référence [10]³. D'autres études ont également traité du sujet [11].

- **(A)** $M_2 = 87 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = -800 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 3$. Les charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$, tout comme le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, sont de nature jaugino.

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_1^0 &= (44,8 \text{ GeV}/c^2, +0,99\tilde{B} + 0,05\tilde{W}^3 - 0,04\tilde{H}_1^0 + 0,01\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\chi}_1^\pm &= (90,9 \text{ GeV}/c^2, \tilde{\chi}_1^+ = +0,99\tilde{W}^+ + 0,13\tilde{H}^+ \tilde{\chi}_1^- = +1,00\tilde{W}^- + 0,03\tilde{H}^-) \\ m_0 &= 200 \text{ GeV}/c^2 : \tilde{e}_R = 208 \text{ GeV}/c^2, \tilde{e}_L = 218 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{\nu}_e = 207 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

- **(B)** $M_2 = 91,5 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = -800 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 40$. Les charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$ tout comme le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ sont comme pour le cas **(A)** de nature jaugino.

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_1^0 &= (45,9 \text{ GeV}/c^2, +0,99\tilde{B} - 0,07\tilde{W}^3 - 0,06\tilde{H}_1^0 + 0,01\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\chi}_1^\pm &= (90,9 \text{ GeV}/c^2, \tilde{\chi}_1^+ = +0,99\tilde{W}^+ + 0,14\tilde{H}^+ \tilde{\chi}_1^- = +1,00\tilde{W}^- - 0,01\tilde{H}^-) \\ m_0 &= 200 \text{ GeV}/c^2 : \tilde{e}_R = 209 \text{ GeV}/c^2, \tilde{e}_L = 221 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{\nu}_e = 206 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

- **(C)** Par rapport au cas précédent, nous avons changé la masse m_0 .

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_1^0 &= (45,9 \text{ GeV}/c^2, +0,99\tilde{B} - 0,07\tilde{W}^3 - 0,06\tilde{H}_1^0 + 0,01\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\chi}_1^\pm &= (90,9 \text{ GeV}/c^2, \tilde{\chi}_1^+ = +0,99\tilde{W}^+ + 0,14\tilde{H}^+ \tilde{\chi}_1^- = +1,00\tilde{W}^- - 0,01\tilde{H}^-) \\ m_0 &= 100 \text{ GeV}/c^2 : \tilde{e}_R = 117 \text{ GeV}/c^2, \tilde{e}_L = 137 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{\nu}_e = 111 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

3. Ces points de travail ont, comme pour les neutralinos, été fixés dans le but de comparer les deux travaux indépendants.

- **(D)** $M_2 = 363 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = 107 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 3$. Les charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$ tout comme le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, sont de nature higgsino.

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^0 &= (75,9 \text{ GeV}/c^2, -0,32\tilde{B} + 0,22\tilde{W}^3 - 0,70\tilde{H}_1^0 + 0,59\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\chi}_1^\pm &= (90,9 \text{ GeV}/c^2, \tilde{\chi}_1^+ = -0,18\tilde{W}^+ + 0,98\tilde{H}^+ \tilde{\chi}_1^- = +0,33\tilde{W}^- - 0,95\tilde{H}^-) \\ m_0 &= 200 \text{ GeV}/c^2 : \tilde{e}_R = 266 \text{ GeV}/c^2, \tilde{e}_L = 377 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{\nu}_e = 371 \text{ GeV}/c^2\end{aligned}$$

- **(E)** $M_2 = 302 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = 99 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 40$. Les charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$ tout comme le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, sont de nature higgsino comme dans le cas **(D)**.

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^0 &= (74,5 \text{ GeV}/c^2, -0,33\tilde{B} + 0,20\tilde{W}^3 - 0,73\tilde{H}_1^0 - 0,56\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\chi}_1^\pm &= (91,0 \text{ GeV}/c^2, \tilde{\chi}_1^+ = -0,12\tilde{W}^+ + 0,99\tilde{H}^+ \tilde{\chi}_1^- = +0,38\tilde{W}^- - 0,92\tilde{H}^-) \\ m_0 &= 200 \text{ GeV}/c^2 : \tilde{e}_R = 249 \text{ GeV}/c^2, \tilde{e}_L = 335 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } \tilde{\nu}_e = 325 \text{ GeV}/c^2\end{aligned}$$

Pour chacun de ces différents scénarios, nous avons fixé l'énergie dans le centre de masse à 200 GeV puis à 350 GeV, et nous avons étudié l'évolution de la section efficace différentielle dans les cas où les corrélations de spin sont prises en compte et dans le cas où elles sont négligées (méthode de factorisation). Sur les figures 4.14 et 4.15, nous retrouvons le résultat obtenu pour les neutralinos. Les distributions angulaires dépendent de l'énergie dans le centre de masse et sont plus importantes près du seuil cinématique. Pour une énergie fixée, il apparaît que les différences entre le cas pour lequel on prend en compte les corrélations de spin et le cas pour lequel on les néglige sont plus importantes si le chargino et le neutralino sont jauginos. Si les charginos sont higgsinos, les effets dûs aux corrélations de spin sont moins importants et tendent à diminuer lorsque de la collision augmente. Nous remarquons également que lorsque le neutralino et le chargino sont de nature jaugino, le paramètre $\tan \beta$ joue un rôle majeur dans les distributions (cas **(A)** et **(B)**). Les effets des corrélations sont par conséquent plus prononcés pour les grandes valeurs de $\tan \beta$ que pour les petites valeurs pour une valeur donnée des paramètres. Ensuite, nous voyons que les distributions sont modifiées par la valeur du paramètre m_0 (cas **(B)** et **(C)**). Ceci s'explique par des contributions différentes des processus correspondant à l'échange d'un sneutrino ou d'un sélectron suivant la valeur de la masse commune m_0 des sfermions. Ce résultat avait été obtenu aussi pour les neutralinos. Enfin pour les scénarios **(D)** et **(E)**, pour lesquels les charginos et les neutralinos sont higgsinos, les effets sont plus faibles et tendent à diminuer avec la montée en énergie. Ces résultats sont résumés dans le tableau 4.3.

scénario	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_1^+$	$\tilde{\chi}_1^-$	m_0	$\cos \theta_{e^-} = -1$	$\cos \theta_{e^-} = +1$
A	$\sim B$	$\sim W^+$	$\sim W^-$	200	-14,1% (-8,0%)	+8,2% (+1,3%)
B	$\sim B$	$\sim W^+$	$\sim W^-$	200	-77,9% (-8,0%)	+70,0% (+15,8%)
C	$\sim B$	$\sim W^+$	$\sim W^-$	100	-63,8% (-33,0%)	+31,6% (0,0%)
D	$\sim H^0$	$\sim H^+$	$\sim H^-$	200	-30,1% (-5,9%)	+27,3% (+5,8%)
E	$\sim H^0$	$\sim H^+$	$\sim H^-$	200	-20,4% (-9,7%)	+20,1% (+9,8%)

TAB. 4.3 – Variations relatives de $d\sigma/d\cos\theta$ avec corrélations de spin, pour $\theta = 0^\circ$ et 180° , par rapport au cas sans, pour des énergies de collision de 200 GeV et 350 GeV (entre parenthèses). On remarquera que les distributions angulaires sont plus sensibles au caractère jaugino du neutralino et du chargino.

Nous pouvons, pour chacun de ces différents scénarios, calculer la valeur de l'asymétrie avant-arrière. Celle-ci est plus importante dans le cas où les corrélations de spin sont prises en compte, ceci

indépendamment de l'énergie dans le centre de masse et quelle que soit la nature du neutralino et du chargino. L'asymétrie prend ses plus grandes valeurs pour les cas où le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ et le chargino $\tilde{\chi}_1^+$ sont jauginos (cas **(A)**, **(B)** et **(C)**) (voir tableau 4.2).

Scénario	Valeur de l'asymétrie avant-arrière (%)			
	$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$		$\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$	
	sans	avec	sans	avec
(A)	+3,6	+8,7	+41,2	+43,8
(B)	+3,4	+40,4	+42,0	+56,2
(C)	+5,8	+28,6	+41,6	43,9
(D)	+0,4	+7,4	+0,0	+3,6
(E)	+0,2	+10,4	+0,0	+5,2

TAB. 4.4 – Evolution de l'asymétrie avant-arrière de l'électron pour les différents scénarios étudiés. Avec signifie avec corrélations de spin, "sans" signifie sans corrélations de spin.

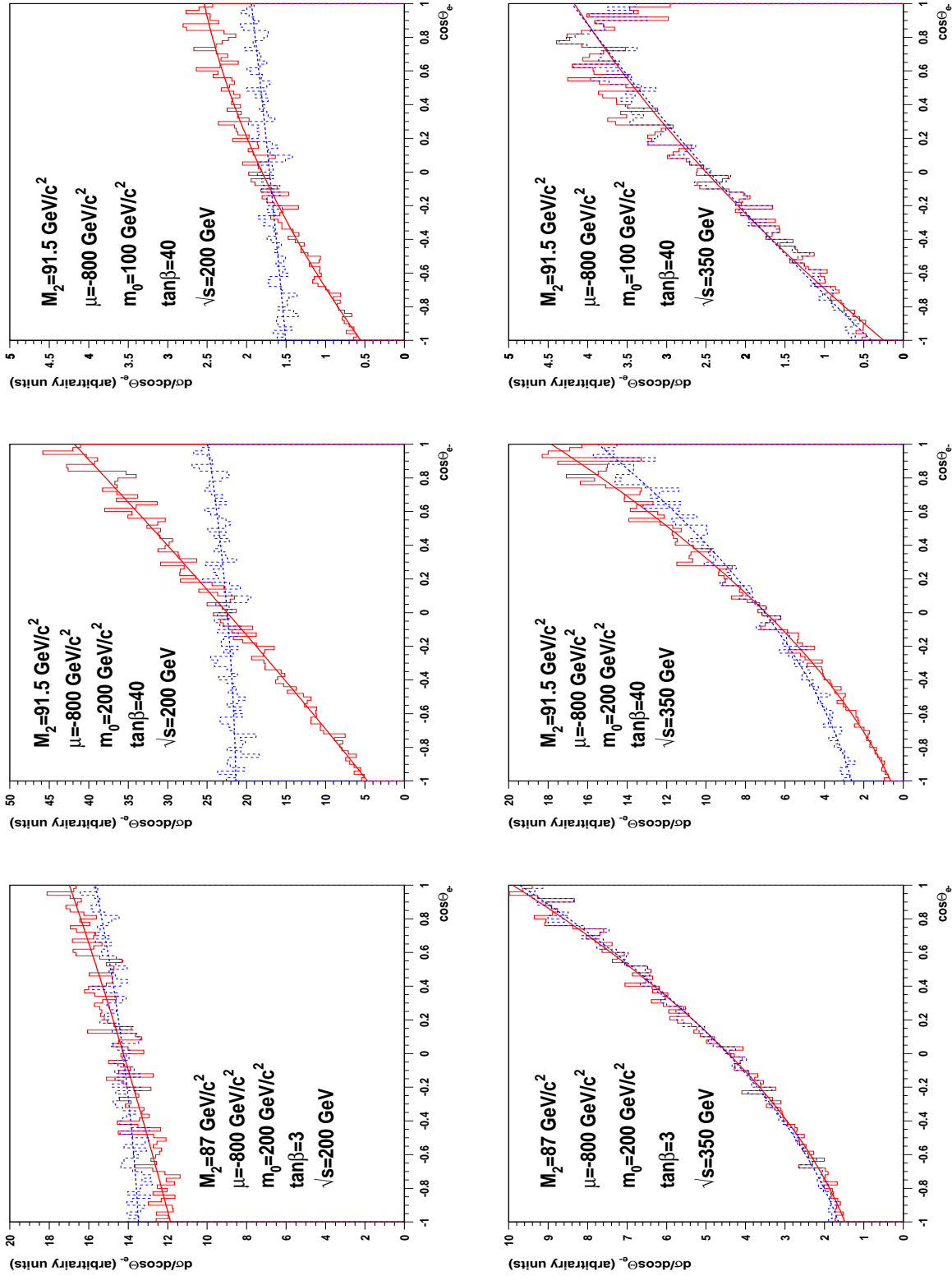


FIG. 4.14 – Distribution angulaire de l'électron pour les différents scénarios pour des énergies de collision valant 200 et 350 GeV.

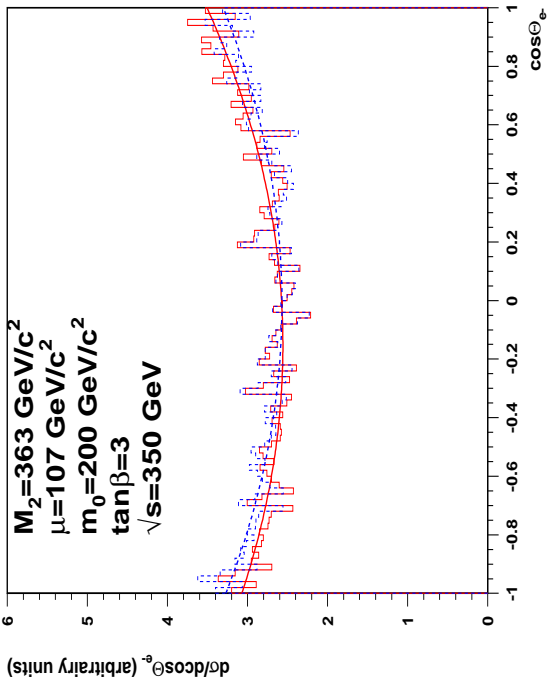
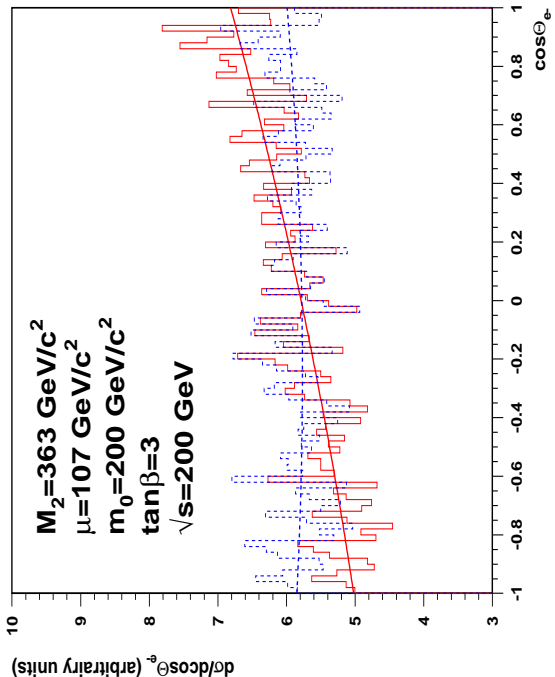
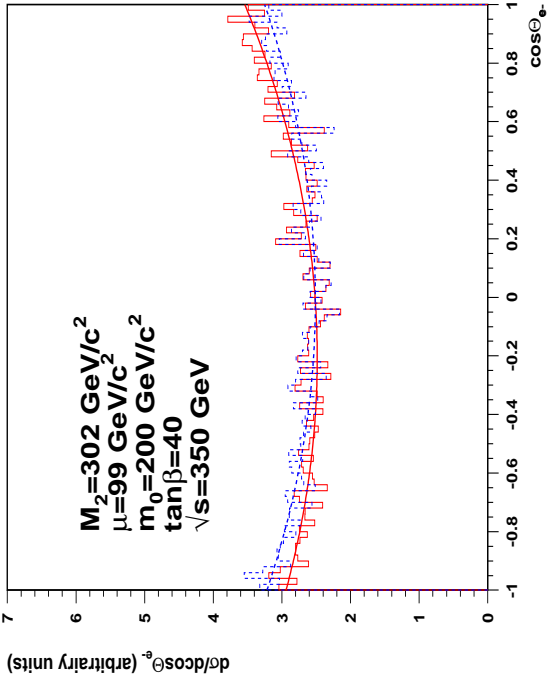
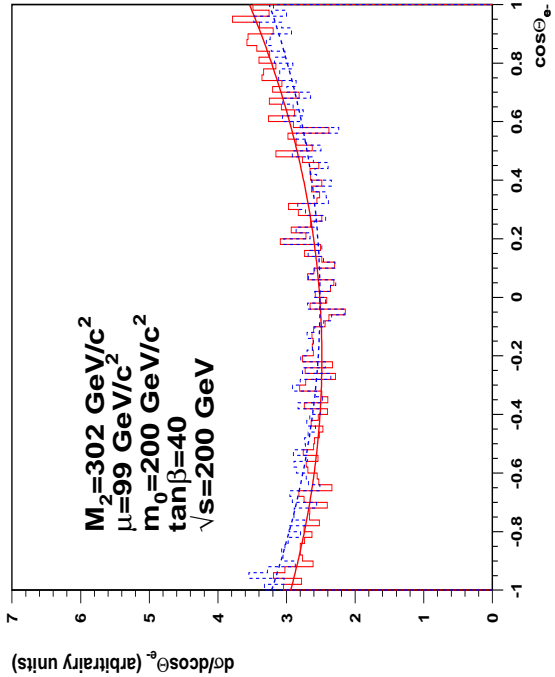


FIG. 4.15 – Distribution angulaire de l'électron pour les différents scénarios pour des énergies de collision valant 200 et 350 GeV.

4.6 Polarisation et corrélations de spin: les staus

4.6.1 Production des staus

L'étude du stau ($\tilde{\tau}$) est très riche comparée à celles des leptons associés aux deux premières générations (\tilde{e} et $\tilde{\mu}$). En effet, comme la masse du lepton tau est non négligeable ($m_\tau \sim 1,77$ GeV/ c^2), les termes non diagonaux de la matrice de masse:

$$\begin{pmatrix} M_{\tilde{\tau}_L}^2 + m_\tau^2 & m_\tau(A_\tau + \mu \tan \beta) \\ m_\tau(A_\tau + \mu \tan \beta) & M_{\tilde{\tau}_R}^2 + m_\tau^2 \end{pmatrix} \quad (4.64)$$

ne peuvent plus être négligés. Ainsi les états de masse ($\tilde{\tau}_{1,2}$),

$$m_{\tilde{\tau}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} \left[(M_{\tilde{\tau}_L}^2 + M_{\tilde{\tau}_R}^2) \mp \sqrt{(M_{\tilde{\tau}_L}^2 - M_{\tilde{\tau}_R}^2)^2 + 16m_\tau^2(A_\tau + \mu \tan \beta)^2} \right], \quad (4.65)$$

obtenus en diagonalisant la matrice précédente vont être différents des états d'interaction ($\tilde{\tau}_{L,R}$). Le passage d'une base à l'autre se fait par une rotation d'angle $\theta_{\tilde{\tau}}$ appelé également angle de mélange:

$$\begin{pmatrix} \tilde{\tau}_1 \\ \tilde{\tau}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\tilde{\tau}} & \sin \theta_{\tilde{\tau}} \\ -\sin \theta_{\tilde{\tau}} & \cos \theta_{\tilde{\tau}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\tau}_L \\ \tilde{\tau}_R \end{pmatrix} \quad (4.66)$$

dont l'expression se met sous la forme simple:

$$\theta_{\tilde{\tau}} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2m_\tau(A_\tau + \mu \tan \beta)}{M_{\tilde{\tau}_L}^2 - M_{\tilde{\tau}_R}^2} \right) \quad (4.67)$$

Si l'on se place dans l'hypothèse d'unification des masses des sfermions à l'échelle GUT, à l'échelle électrofaible le stau sera le slepton le plus léger du fait de la présence des termes non diagonaux et de l'évolution plus importante des termes diagonaux à cause des couplages de Yukawa. Ainsi le stau est le slepton dont le potentiel de découverte est le plus important, puisque le plus accessible cinématiquement.

Auprès des futurs collisionneurs dont le domaine d'énergie sera de l'ordre du TeV, les staus pourront être produits soit par l'échange d'un photon, soit par l'échange d'un boson Z^0 . L'échange d'un photon n'est malheureusement pas très intéressant pour la détermination des différents paramètres autres que la masse. En effet, ce couplage est purement électromagnétique:

$$C_{\tilde{\tau}_i \gamma \tilde{\tau}_j} = ig_2 \sin \theta_W \delta_{ij} \quad (4.68)$$

Son expression montre d'autre part que la production de l'état final $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1\tilde{\tau}_2$ est impossible par l'échange d'un photon. L'échange d'un Z^0 est plus riche en informations physiques. Le couplage s'écrit:

$$C_{\tilde{\tau}_i Z^0 \tilde{\tau}_j} = i \frac{g_2}{\cos \theta_W} \left(\frac{1}{2} R_{1j} R_{1i}^* - \delta_{ij} \sin^2 \theta_W \right) \quad (4.69)$$

où R est la matrice de rotation introduite dans la relation 4.66. Si l'on s'intéresse plus particulièrement au processus de production du stau le plus léger, $\tilde{\tau}_1$, le couplage précédent se met sous la forme:

$$C_{\tilde{\tau}_1 Z^0 \tilde{\tau}_1} = i \frac{g_2}{\cos^2 \theta_W} \left(\frac{1}{2} \cos^2 \theta_{\tilde{\tau}} - \sin^2 \theta_W \right) \quad (4.70)$$

On remarque donc que le canal correspondant à l'échange d'un Z^0 est supprimé pour un angle de mélange égal à :

$$\theta_{\tilde{\tau}} = \arccos\left(\sqrt{2} \sin \theta_W\right) \sim 47^\circ \quad (4.71)$$

Plus généralement, la section efficace de production associée au processus de production $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+ \tilde{\tau}_1^-$ se met sous la forme simple (le formalisme des fonctions B et Z est contrairement à ce que l'on pourrait croire, très difficile à appliquer au processus avec deux scalaires):

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+ \tilde{\tau}_1^-) = \frac{\beta^3 s}{48\pi} \sum_{\lambda_e} |\mathcal{A}(e_{-\lambda_e}^+ e_{\lambda_e}^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+ \tilde{\tau}_1^-)|^2 \quad (4.72)$$

où :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(e_{-\lambda_e}^+ e_{\lambda_e}^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+ \tilde{\tau}_1^-) &= g_2^2 \left(\frac{1}{s} \sin^2 \theta_W + \left(\frac{1}{2} \cos^2 \theta_{\tilde{\tau}} + \sin^2 \theta_W \right) D_{Z^0}(s) \right. \\ &\quad \left. (\sin^2 \theta_W \delta_{\lambda_e +1} + \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) \delta_{\lambda_e -1}) \right) \end{aligned} \quad (4.73)$$

$D_{Z^0}(s)$ est bien évidemment le propagateur associé au boson Z^0 et λ_e est l'hélicité de l'électron incident et β vaut $\sqrt{1 - 4m_{\tilde{\tau}_1}^2/s}$ est un paramètre cinématique.

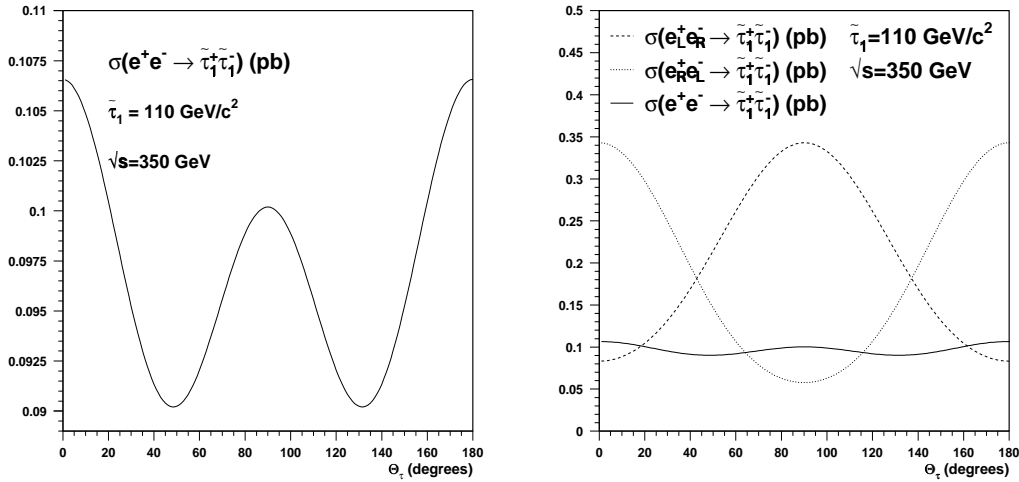


FIG. 4.16 – Dépendance de la section efficace de production du stau le plus léger selon l'angle de mélange $\theta_{\tilde{\tau}}$. La courbe de droite montre les différentes sections efficaces polarisées, σ_{LR} et σ_{RL} . On remarquera la symétrie en $\theta_{\tilde{\tau}} = \pi/2$.

Sur la figure 4.16, nous avons représenté l'évolution (pour une énergie de 350 GeV dans le centre de masse) de la section efficace ainsi que celles obtenues pour les deux états d'hélicité de l'électron. On remarquera pour cette section efficace l'existence d'un minimum pour lequel la valeur de l'angle de mélange est donnée par [12]:

$$\cos^2 \theta_{\tilde{\tau}} = 2 \sin^2 \theta_W \left[1 + \left(1 - \frac{s}{m_Z^2} \right) \cos^2 \theta_W \frac{2 \sin^2 \theta_W - 1/2}{(\sin^2 \theta_W - 1/2)^2 + \sin^4 \theta_W} \right] \quad (4.74)$$

4.6.2 Polarisation du tau

Comme nous l'avons souligné précédemment, la physique des staus permet de déterminer la plupart des paramètres du MSSM dans le cas d'une découverte et d'un nombre suffisamment élevé d'événements. En effet si le stau se désintègre rapidement dans le détecteur en une paire $\tau \tilde{\chi}_1^0$ (figure 4.17), le tau va à son tour se désintégrer, par exemple en $\nu_\tau \pi$. L'étude des distributions des produits de désintégration permet, comme nous allons le voir, de remonter aux différents paramètres.

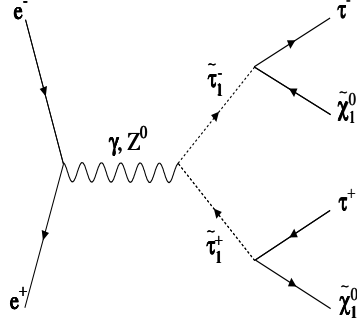
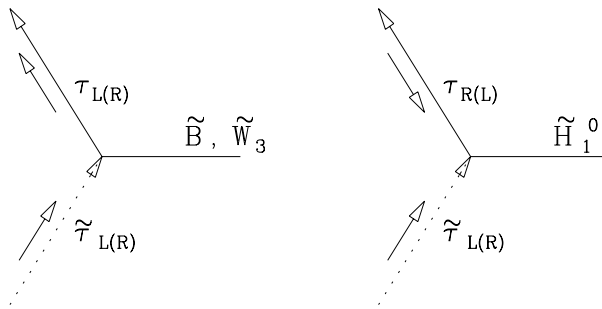


FIG. 4.17 – Processus de production et de désintégration du stau le plus léger avec hypothèse de conservation de la R -parité. Le stau se désintègre ici en une paire $\tau \tilde{\chi}_1^0$. Le neutralino stable n'est pas détecté, par contre le tau se désintègre dans le détecteur. Le canal le plus intéressant est $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi$.

L'intérêt de l'étude des distributions des produits de désintégration comme le π par exemple, vient du fait que leur distribution sera différente selon que le lepton τ est gauche (τ_L : $\lambda_\tau = -1$) ou droit (τ_R : $\lambda_\tau = +1$). Le paramètre qui mesure cette différence entre les états τ_L et τ_R s'appelle la polarisation. Elle est définie ici comme :

$$\mathcal{P}_\tau = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+ \tilde{\tau}_1^- \rightarrow \tau_R^- \tau^+ \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) - \sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+ \tilde{\tau}_1^- \rightarrow \tau_L^- \tau^+ \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+ \tilde{\tau}_1^- \rightarrow \tau_R^- \tau^+ \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) + \sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+ \tilde{\tau}_1^- \rightarrow \tau_L^- \tau^+ \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)} \quad (4.75)$$

La polarisation \mathcal{P}_τ sensible à l'hélicité du τ va permettre de déterminer la nature du neutralino. En effet, dans ce processus, l'hélicité du tau va être fixée par la nature du neutralino (figure 4.6.2). Si celui-ci est de type jaugino ($N_{11}, N_{12} \gg N_{13}, N_{14}$), l'hélicité sera conservée pendant le processus de désintégration $\tilde{\tau}_{L(R)} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_{L(R)}$. Par contre si le neutralino est de type higgsino ($N_{13}, N_{14} \gg N_{11}, N_{12}$), l'hélicité entrante ne sera pas égale à l'hélicité sortante, celle-ci sera renversée: $\tilde{\tau}_{L(R)} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_{R(L)}$.



Comme l'illustre la figure 4.18, la connaissance de la polarisation va également déterminer l'angle de mélange du stau (Θ_τ).

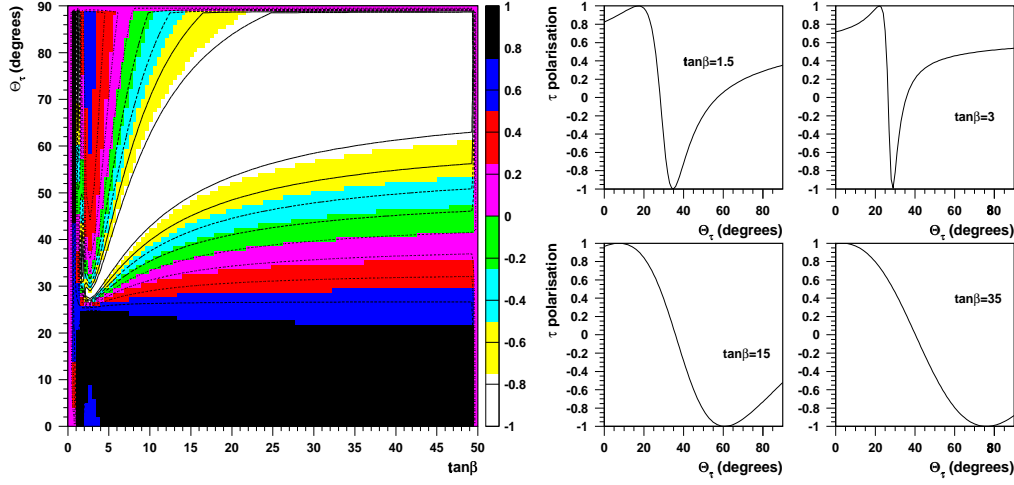


FIG. 4.18 – Évolution de la polarisation du lepton τ en fonction des paramètres $\tan\beta$ et $t\Theta_\tau$. Ici nous supposons $M_2 = 500 \text{ GeV}/c^2$ et $\mu = -63 \text{ GeV}/c^2$.

La mesure de la polarisation \mathcal{P}_τ se fait à partir de l'étude des distributions en énergie des produits de désintégration du lepton tau. De tous les canaux de désintégration du τ , le canal π semble être le plus intéressant du point de vue de l'étude des effets de polarisation. Comme nous le verrons dans la suite, l'étude des autres canaux $\tau \rightarrow \ell\nu_\ell\nu_\tau$, $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$, etc., montre que les effets dûs à la prise en compte des corrélations de spin sont moins spectaculaires.

4.6.3 Désintégration du tau en pion

Nous avons considéré les trois modèles suivants:

- (A) $M_2 = 125 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = 1000 \text{ GeV}/c^2$, $\tan\beta = 2$. Dans ce modèle le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est purement bino.

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^0 &= (60,9 \text{ GeV}/c^2, +0,99\tilde{B} - 0,05\tilde{W}^3 + 0,04\tilde{H}_1^0 - 0,02\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\tau}_1 &= 110 \text{ GeV}/c^2\end{aligned}$$

- (B) $M_2 = 900 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = -50 \text{ GeV}/c^2$, $\tan\beta = 35$. Dans ce modèle le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est de nature higgsino.

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^0 &= (44,6 \text{ GeV}/c^2, -0,07\tilde{B} + 0,06\tilde{W}^3 + 0,74\tilde{H}_1^0 + 0,66\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\tau}_1 &= 110 \text{ GeV}/c^2\end{aligned}$$

- (C) $M_2 = 500 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = -63 \text{ GeV}/c^2$, $\tan\beta = 2$. Dans ce modèle le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est de nature higgsino.

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^0 &= (60,9 \text{ GeV}/c^2, -0,06\tilde{B} + 0,05\tilde{W}^3 + 0,74\tilde{H}_1^0 + 0,67\tilde{H}_2^0) \\ \tilde{\tau}_1 &= 110 \text{ GeV}/c^2\end{aligned}$$

Nous avons réalisé toute l'étude pour une énergie dans le centre de masse de 300 GeV. Pour chacun de ces trois scénarios, nous avons considéré les deux valeurs extrêmes pour l'angle de mélange, à savoir $\theta_{\tilde{\tau}} = 0$ et $\theta_{\tilde{\tau}} = \pi/2$. Ces deux hypothèses sur l'angle de mélange correspondent aux deux cas pour lesquels le stau est gauche ($\tilde{\tau}_1 \equiv \tilde{\tau}_L$) et droit ($\tilde{\tau}_1 \equiv \tilde{\tau}_R$). Nous insistons une fois de plus sur le fait que l'hélicité ne correspond pas à une projection de spin parce que le stau est une particule scalaire. Toutefois elle est très importante dans la désintégration de cette particule.

Avant d'entamer la discussion, il est intéressant de voir ce à quoi ressemblerait un candidat stau dans le cas où celui-ci se désintégrerait uniquement en pion et en un neutralino. Nous avons utilisé le programme de simulation DELSIM [15] du détecteur DELPHI. Sur la figure 4.19, nous montrons deux vues du détecteur. On distingue nettement les deux dépôts dans le calorimètre hadronique associés aux deux pions.

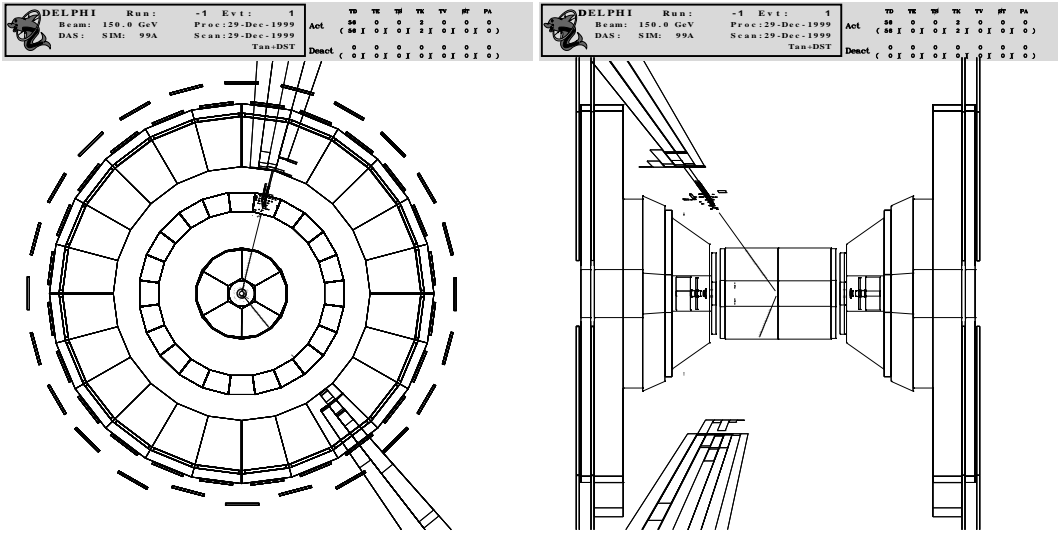


FIG. 4.19 – Simulation à l'aide du programme DELSIM pour une énergie dans le centre de masse de 300 GeV d'un événement $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+\tilde{\tau}_1^-$ avec la désintégration $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau\tilde{\chi}_1^0$. Le τ se désintègre quant à lui en pion π et neutrino ν_τ avec un rapport de branchement de 11%. Les différents détecteurs représentés ici (figure de gauche) sont le détecteur de vertex (VD), la chambre à projection temporelle (TPC), le calorimètre électromagnétique (HPC) et le calorimètre hadronique (HCAL). On remarquera que la gerbe hadronique commence au niveau du HPC. La figure de droite montre le même événement dans le plan xOz .

Après avoir calculé la section efficace associée au processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+\tilde{\tau}_1^- \rightarrow \tau^-\tilde{\chi}_1^0\tau^+\tilde{\chi}_1^0$ en appliquant le formalisme des fonctions B et Z , pour chacun des scénarios (A), (B) et (C), nous avons généré pour les deux hypothèses d'angle de mélange du stau ($\theta_{\tilde{\tau}} = 0$ et $\theta_{\tilde{\tau}} = \pi/2$) un échantillon de 5000 événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}_1^+\tilde{\tau}_1^- \rightarrow \tau^-\tilde{\chi}_1^0\tau^+\tilde{\chi}_1^0$. Pour désintégrer les leptons tau, nous avons interfacé notre générateur d'événements au programme TAUOLA [14] qui offre la possibilité de fixer l'hélicité du tau (ce que est l'avantage de la méthode des hélicités).

Dans le cas où le tau se désintègre en un pion π , la distribution en impulsion du pion (p) peut être

paramétrée à l'aide de la fonction densité de probabilité (P.D.F.⁴) f_π suivante [13]:

$$f_\pi(p) = \frac{1}{p_{max} - p_{min}} \begin{cases} \log \frac{p_{max}}{p_{min}} + \mathcal{P}_\tau \left(2p \left[\frac{1}{p_{min}} - \frac{1}{p_{max}} \right] - \log \frac{p_{max}}{p_{min}} \right) & \text{si } p < p_{min} \\ \log \frac{p_{max}}{p} + \mathcal{P}_\tau \left(-\frac{2p}{p_{max}} - \log \frac{p_{max}}{p} + 2 \right) & \text{si } p > p_{min} \end{cases} \quad (4.76)$$

où p_{min} et p_{max} sont les limites inférieures et supérieures sur l'impulsion du tau:

$$p_{min(max)} = \frac{\sqrt{s}}{4} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{\tau}_1}^2} \right) \left(1 \mp \left(1 - \frac{2m_{\tilde{\tau}_1}^2}{s} \right) \right)^{1/2} \quad (4.77)$$

Il est également possible de paramétrer la P.D.F. associée à l'impulsion du tau. celle-ci est plate, puisque son parent, le stau, est une particule scalaire [13]:

$$f_\tau(p) = \begin{cases} 2/\sqrt{s(1 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2/m_{\tilde{\tau}_1}^2)} & \text{si } p_{min} < p < p_{max} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.78)$$

La stratégie que nous avons adoptée est simple. Partant d'une distribution en énergie pour les pions produits de désintégration des leptons taus, nous avons ajusté sur cette distribution celle obtenue à partir de la P.D.F. donnée par la relation 4.77. Cet ajustement de la distribution nous donne accès à la valeur de la polarisation \mathcal{P}_τ . Nous avons ensuite, pour chacun des différents scénarios, ajusté la distribution en impulsion des pions par la P.D.F. normalisée au nombre d'événements générés, ici 5000. La figure 4.20 montre les résultats obtenus. Nous pouvons remarquer que les P.D.F. paramétrisent bien les distributions en impulsion des pions.

Ces différents scénarios nous permettent de tirer une première conclusion en accord avec celles des références [12] et [13]:

- Si le neutralino est de type bino et pour un angle de mélange nul, c'est-à-dire $\tilde{\tau}_1 \equiv \tilde{\tau}_L$, la polarisation du tau est $\mathcal{P}_\tau \simeq -1$. Le cas d'un angle de mélange maximal, $\theta_{\tilde{\tau}} = \pi/2$, aboutit à une polarisation $\mathcal{P}_\tau \simeq +1$ (figure 4.21).
- Par contre si le neutralino est purement de type higgsino, ce résultat est inversé. Pour un angle nul, la polarisation est $\mathcal{P}_\tau \simeq +1$, et vaut $\mathcal{P}_\tau \simeq -1$ dans l'autre cas (figure 4.21).
- Enfin le scénario (C) nous montre que pour une polarisation intermédiaire $\mathcal{P}_\tau \simeq +0,55$, il est difficile de distinguer le cas $\theta_{\tilde{\tau}} = 0$ du cas $\theta_{\tilde{\tau}} = \pi/2$ (figure 4.21).

Ces résultats sont résumés dans le tableau 4.6.3.

4. En fait une P.D.F. n'est que la distribution d'une variable aléatoire normalisée à 1.

4.6.4 Autres voies de désintégration du tau

Nous avons vu précédemment que l'étude de la désintégration du stau est très riche en informations sur les paramètres du MSSM dans le cas de la désintégration du lepton tau en pion. Toutefois la fraction des événements n'est que de 1%. La question qui se pose naturellement est de savoir si les résultats précédents peuvent aussi être obtenus pour les autres canaux de désintégration, comme $\tau \rightarrow \ell \nu_\ell \nu_\tau$, $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ par exemple.

Lorsque le tau se désintègre en trois corps, ici trois fermions ($\tau \rightarrow \ell \nu_\ell \nu_\tau$ et $\ell = e$ ou μ), pour un angle de mélange $\theta_{\tilde{\tau}} = 0$ par exemple, les distributions en impulsion du lepton final vont être différentes selon la nature du neutralino. Dans le cas d'un neutralino de type higgsino ($\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{H}^0$), les leptons seront produits avec une impulsion petite. Par contre, si le neutralino est jaugino, $\tilde{\chi}_1^0 \sim \tilde{B}$ ou $\sim \tilde{W}_3$, l'impulsion des leptons ℓ sera plus élevée. Dans le cas d'un angle de mélange de $\pi/2$, cet effet est inversé. On remarque aussi que les effets sont inverses entre $\tau \rightarrow \ell \nu_\ell \nu_\tau$ et $\tau \rightarrow \rho, \pi \nu_\tau$. Si on ne prend pas en compte les corrélations de spin, on voit que les distributions en impulsion ne sont pas sensibles à l'angle de mélange dans le secteur des staus.

Lorsque le tau se désintègre en deux corps, ici $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ et $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$, comme précédemment, les distributions en impulsion vont fortement dépendre de la nature du neutralino pour un angle de mélange donné. Toutefois dans le cas du pion, si les corrélations de spin sont prises en compte, les effets dûs à la nature du neutralino et à l'angle de mélange du stau sont plus prononcés que dans le cas d'une désintégration du τ en ρ (voir section précédente). Dans le cas d'une désintégration en ρ , on ne peut pas distinguer de manière claire les cas sans corrélations des cas où celles-ci sont prises en compte. Cette discussion est résumée par les figures 4.22 et 4.23.

Partant de ces résultats différents selon la nature du neutralino et la valeur de l'angle de mélange du stau dans le cas où les corrélations de spin sont prises en compte dans la désintégration du lepton tau, nous avons voulu voir leurs effets sur les distributions accessibles expérimentalement dans le cas où l'on ne s'intéresse pas à un canal particulier. Comme le montre la figure 4.24, les effets dûs aux corrélations de spin sont dans ce cas négligeables. La distribution de l'énergie visible associée à la désintégration du lepton tau est insensible aux corrélations de spin, à la nature du neutralino et à la valeur de l'angle de mélange. Ce résultat s'explique simplement par le fait que pour les différentes voies de désintégration, les distributions en impulsion vont se compenser au point que l'effet associé à un scénario disparaît puisque compensé par l'effet opposé obtenu pour un autre scénario. Ce résultat montre également que l'utilisation de générateurs d'événements dans lesquels les corrélations de spin dans la désintégration des leptons tau sont négligées pour évaluer l'efficacité de détection à LEP2 est suffisamment précise (erreurs inférieures à 5%). Ceci est bien évidemment vrai si on utilise des variables de sélection suffisamment générales.

	$\tilde{\tau}_1 \simeq \tilde{\tau}_L$	$\tilde{\tau}_1 \simeq \tilde{\tau}_R$
$\tilde{\chi}_1^0 \simeq \tilde{B}, \tilde{W}_3$	$\mathcal{P}_\tau \simeq -1$	$\mathcal{P}_\tau \simeq +1$
$\tilde{\chi}_1^0 \simeq \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$	$\mathcal{P}_\tau \simeq +1$	$\mathcal{P}_\tau \simeq -1$

TAB. 4.5 – Valeur de la polarisation du lepton tau selon la nature du neutralino et l'angle de mélange des staus. On remarquera l'inversion due au caractère higgsino du neutralino.

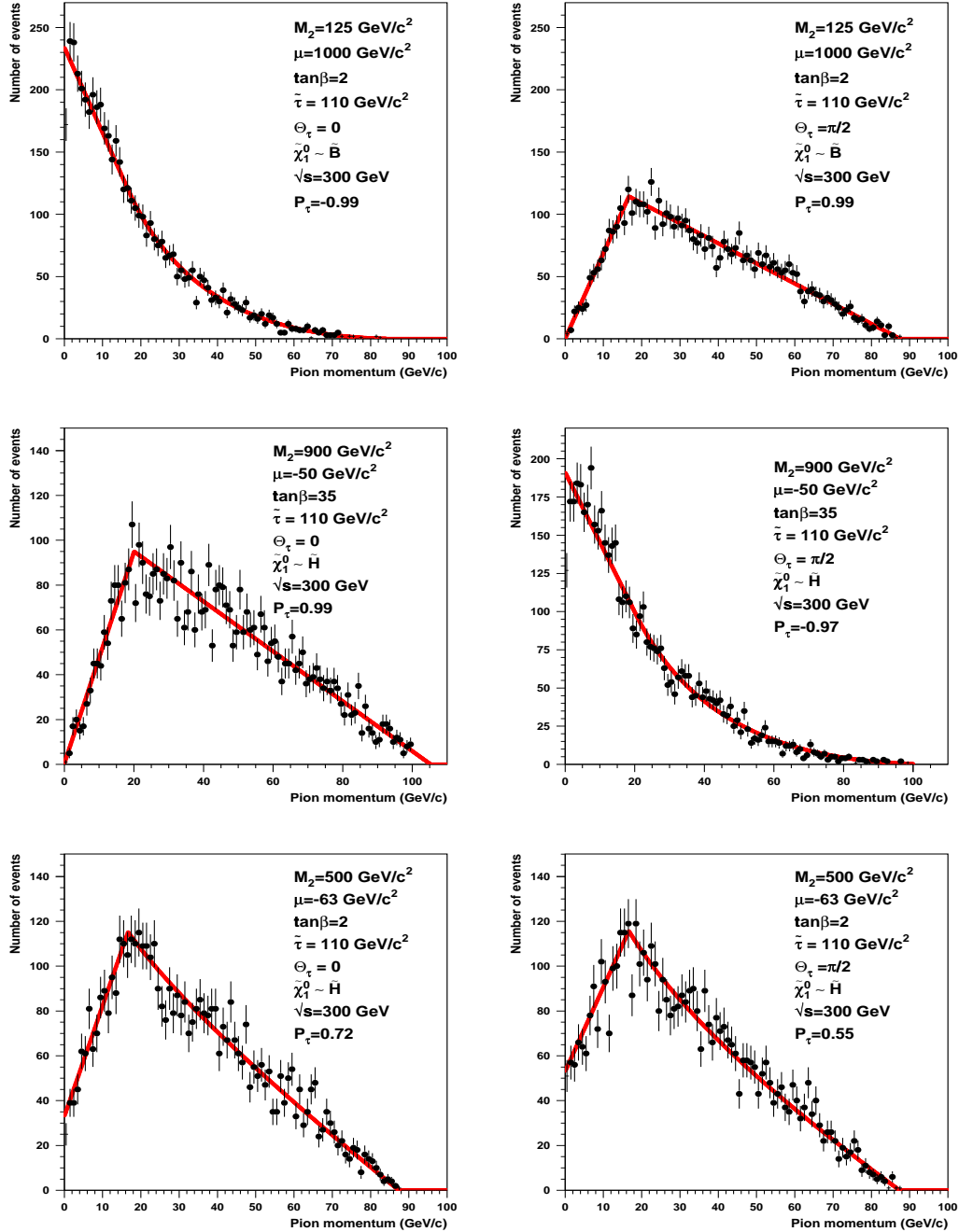


FIG. 4.20 – Distribution en impulsion des pions au niveau génération comparée à celle prédite par la P.D.F. normalisée au nombre d'événements total, ici 5000, pour les différents scénarios et pour les deux valeurs extrêmes de l'angle de mélange $\theta_{\tilde{\tau}}$.

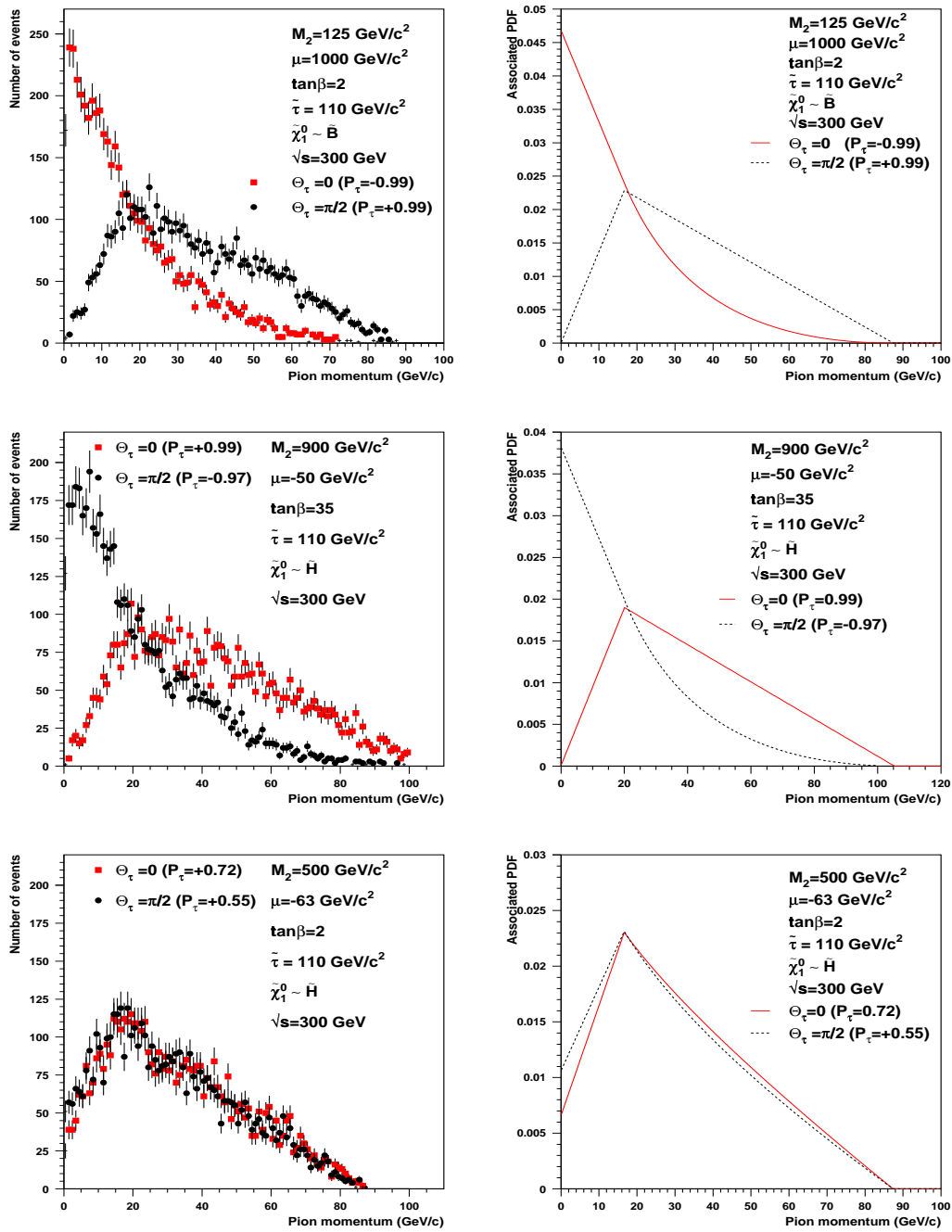


FIG. 4.21 – Comparaison des distributions en impulsion des pions pour les deux hypothèses sur la valeur de l'angle de mélange des staus $\theta_{\tilde{\tau}}$, 0 et $\pi/2$, pour les trois modèles. La figure de droite montre les P.D.F. associées.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit le formalisme de la méthode des amplitudes d'hélicité. Ceci nous a amené à définir des fonctions cinématiques à partir desquelles nous avons exprimé les amplitudes des différents processus mettant en jeu des particules supersymétriques. Nous avons en-

suite vu deux applications de la méthode des amplitudes d'hélicité. Nous avons tout d'abord montré l'importance de la polarisation et des corrélations de spin dans la production et la désintégration des jauginos. Nous avons ensuite étudié le stau. Nous en avons déduit une relation entre la polarisation et les paramètres du MSSM.

Les analyses menées auprès du collisionneur LEP ne prennent pas en compte ces corrélations de spin, puisqu'elles nécessitent un grand nombre d'événements pour pouvoir extraire une information sur le MSSM. De plus, nous avons vu que les effets remarquables dans un canal particulier se compensent entre eux lorsque toutes les voies de désintégration sont considérées. Toutefois auprès des futurs collisionneurs, tels que LHC, ou les collisionneurs linéaires, dans le cas d'une découverte avec une statistique suffisante, une étude détaillée des distributions angulaires et en impulsion ne pourra plus s'appuyer sur des générateurs Monte Carlo utilisant la méthode de factorisation.

Tous ces processus, après avoir été contrôlés avec des programmes indépendants, ont été intégrés dans le générateur Monte Carlo SUSYGEN [20].

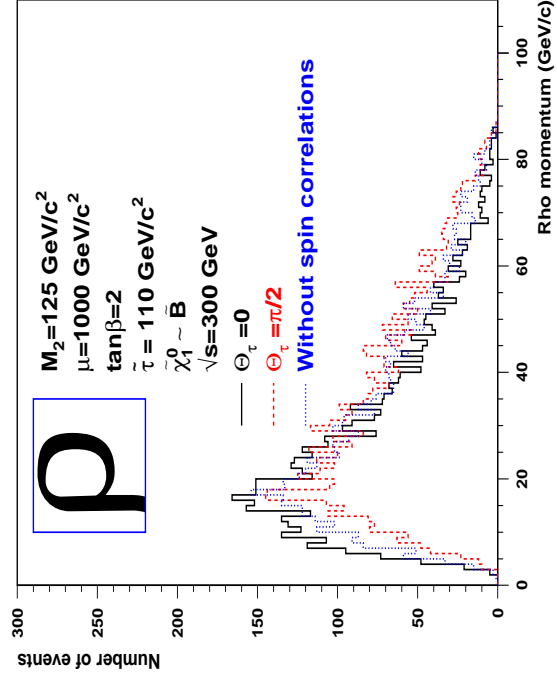
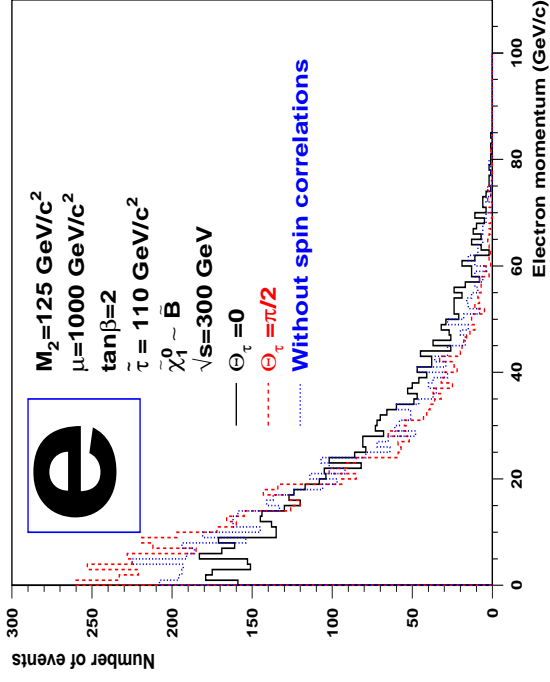
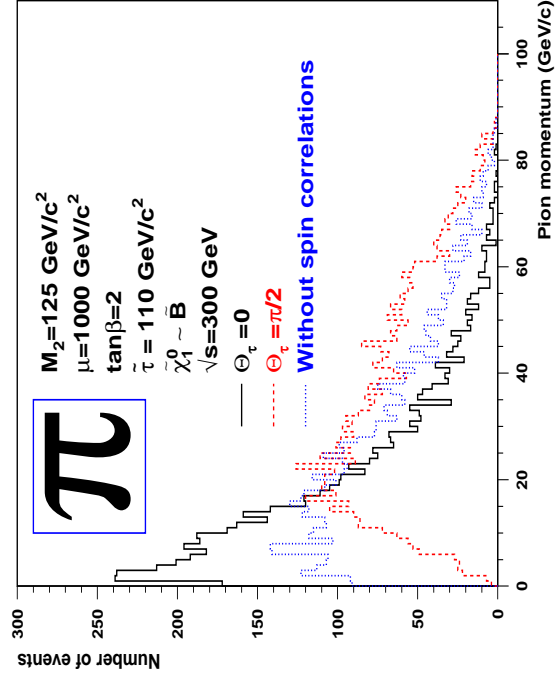
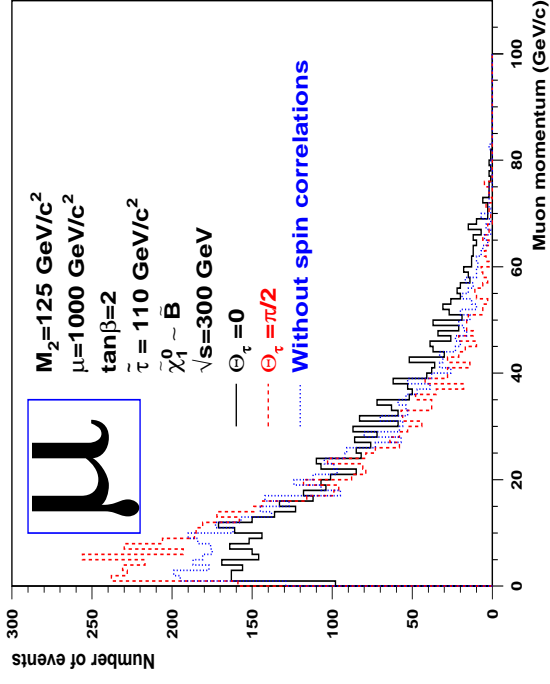


FIG. 4.22 – Comparison des distributions des produits de désintégration des taus pour le scénario (A) avec et sans corrélations de spin.

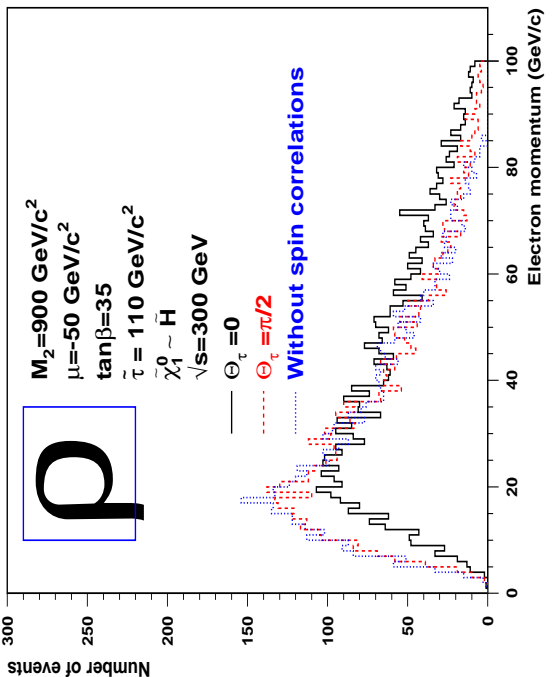
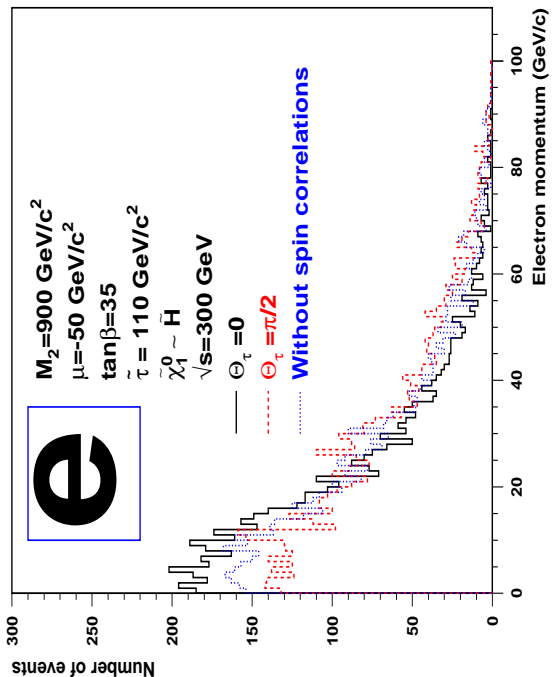
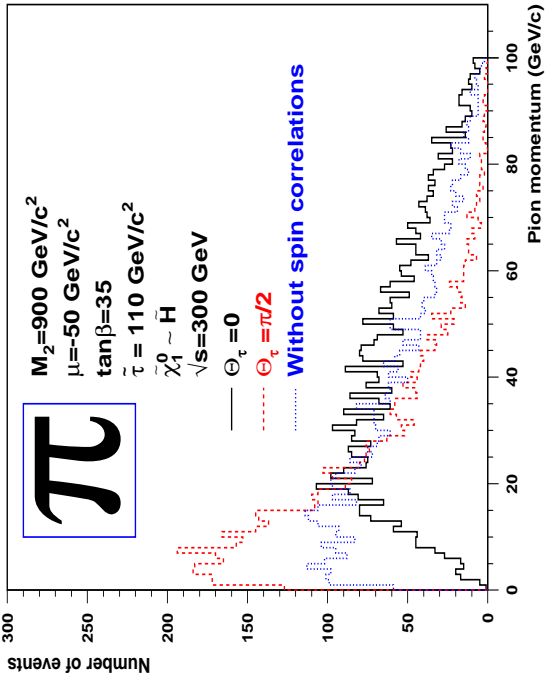
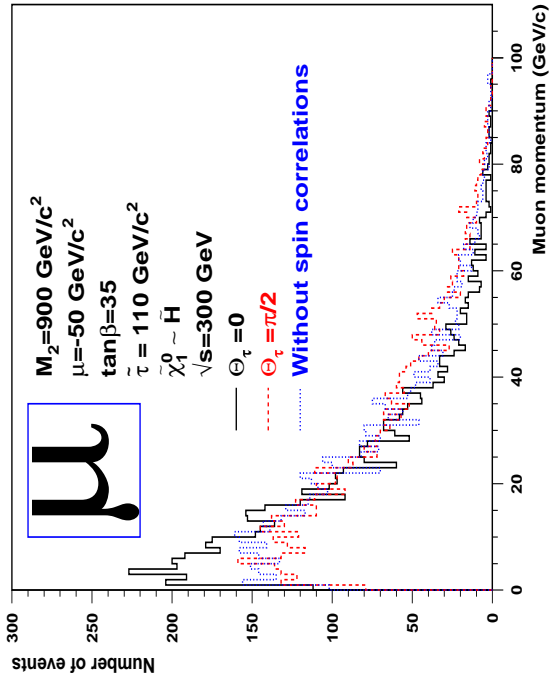


FIG. 4.23 – Comparaison des distributions des produits de désintégration des taus pour le scénario (B) avec et sans corrélations de spin.

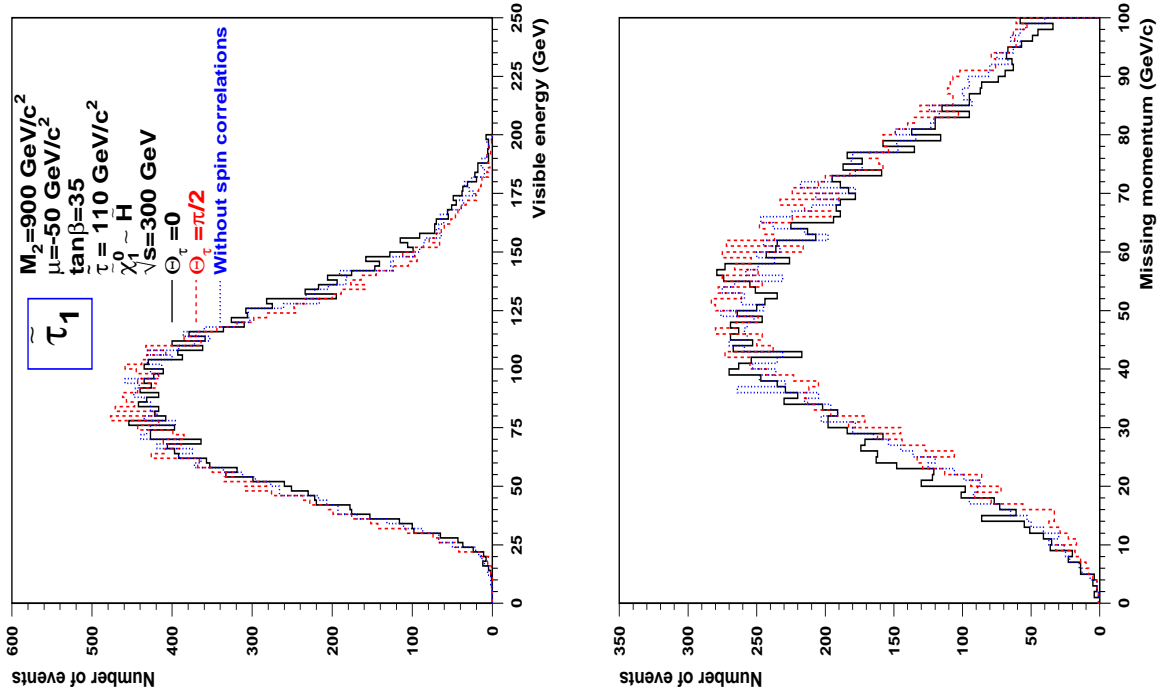
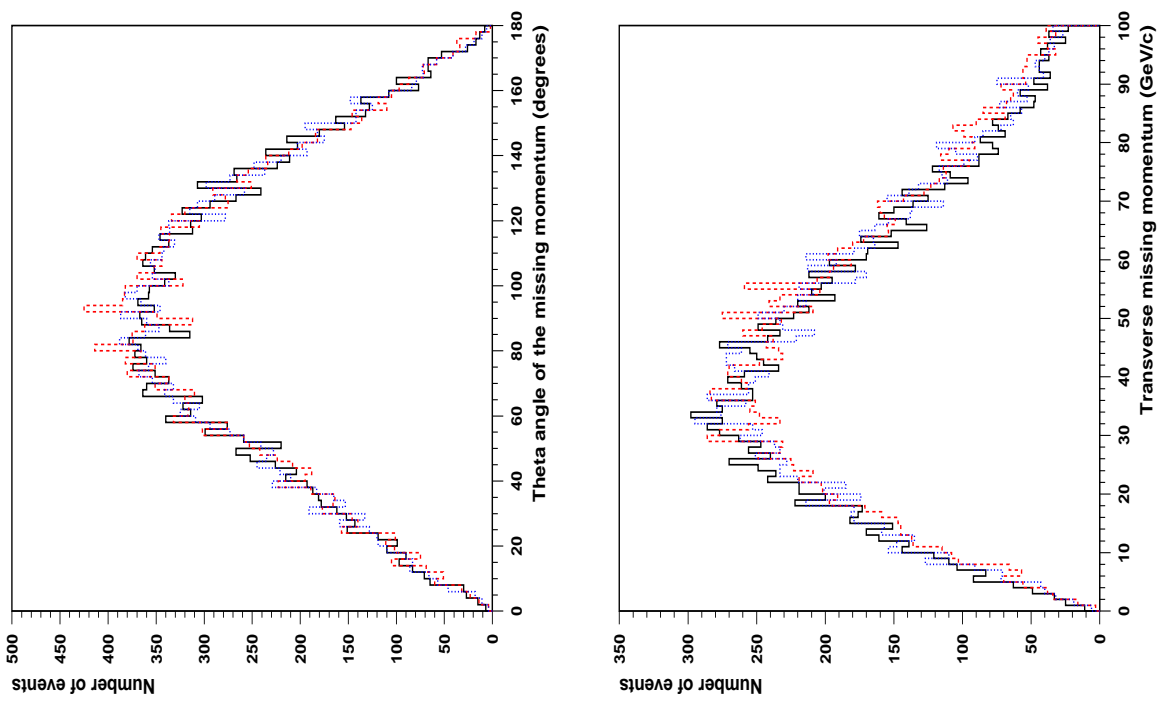


FIG. 4.24 – Distributions en énergie visible, en angle azimutal associé au moment manquant, en moment manquant et en moment transverse pour le scénario (B) avec et sans corrélations de spin et pour les deux valeurs extrêmes de l'angle de mélange des staus.

Bibliographie

- [1] S. Katsanevas, S. Melachroinos, in *Physics at LEP2*, CERN 96-01, Vol. 2, p. 328, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner.
S. Katsanevas, P. Morawitz,
SUSYGEN 2.2 - A Monte Carlo Event Generator for MSSM Sparticle Production at $e^+ e^-$ Colliders, Comput.Phys.Commun. 112 (1998) 227-269.
- [2] DFGT: C. Dionisi, K. Fujii, S. Giagu, T. Tsukamoto, in *Physics at LEP2*, CERN 96-01, Vol. 2, p. 337, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner.
COMPHEP: A.S. Belyaev, A.V. Gladyshev, A.V. Semenov, hep-ph/9712303,
GRACE: M. Jimbo et al., hep-ph/9503363, hep-ph/9503365
- [3] H.E. Haber, *Spin formalism and application to new physics searches*, hep-ph/9405376.
Dans une première partie l'auteur décrit les bases du formalisme de spin (helicité en mécanique quantique) puis après avoir exprimé les états des différents types de particules (fermions et bosons), il démontre la formule de Michel-Bouchiat. Enfin, il donne quelques exemples au-delà du modèle standard.
- [4] D. Apostolakis, P. Ditsas and S. Katsanevas, hep-ph/9603383 : *The standard model process $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} b \bar{b}$ and its Higgs signal at LEPI*.
- [5] M. Martinez, R. Miquel and C. Mana, *On the radiative Bhabba scattering for the single photon configuration*, Nuclear Physics B287 (1987) 601-620.
Les démonstrations de certaines expressions des fonctions Z sont traitées page 618.
M. Martinez and C. Mana, *Helicity amplitudes calculation*. Proceedings on the Workshop on QED Structure Functions, Ann Arbor, Michigan, 22-25 May 1989, p. 24.
La méthode des amplitudes d'hélicité est résumée dans une première partie puis appliquée à la réaction $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$.
- [6] F.A. Berends, P.H. Daverveldt and R. Kleiss, *Complet lowest order calculations for four lepton final states in electron positron collisions*, Nuclear Physics B253 (1985) 441-463.
- [7] C. Bouchiat, L. Michel, Phys. Rev. **106**, 170 (1957).
- [8] J. Rosiek, Phys. Rev. **D41** (1990) 3464;
J. Rosiek, hep-ph/9511250 : *Complete set of Feynman rules for the MSSM (ERRATUM)*.
- [9] G. Moortagt-Pick et al., *Spin effects in neutralino production in $e^+ e^-$ annihilation with polarized beams*, hep-ph/9803304.
- [10] G. Moortagt-Pick et al., *Spin effects in production and decay of charginos*, hep-ph/9804306.

- [11] S.Y. Choi *et al*, hep-ph/9806279, et V. Lafage *et al*, hep-ph/9810504,
- [12] A. Bartl *et al.*, *Production of stop, sbottom and stau at LEP 2*, hep-ph/9603410.
- [13] M. Nojiri, *Polarisation of τ lepton from scalar tau decay as a probe of neutralino mixing*, hep-ph/9412374.
- [14] S. Jadach, J. Kühn, Z. Was, *TAUOLA, a library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarised τ leptons*
- [15] DELPHI collaboration, *DELSIM - DELPHI event generation and detector simulation*, DELPHI 89-69 PROG 152.

Chapitre 5

Le détecteur DELPHI

Dans ce chapitre, nous donnons un aperçu de l'ensemble de l'appareillage qui nous a permis d'étudier les données recueillies par le détecteur DELPHI pour essayer de mettre en évidence les partenaires supersymétriques des électrons et des muons. Après une description du LEP, nous présentons les caractéristiques des différents détecteurs constituant DELPHI.

5.1 Le collisionneur électrons-positons LEP

Le LEP (*Large Electron Positron storage ring*) est le plus grand collisionneur e^+e^- au monde. C'est un anneau de 27 kilomètres enfoui à une profondeur d'environ 150 mètres. Il est formé de 8 sections rectilignes de 500 mètres chacune raccordées entre elles par 8 arcs de cercles de 3 kilomètres de long. Dans cet anneau circulent deux faisceaux monocinétiques d'électrons et de positons. Ces faisceaux d'électrons et de positons sont constitués de huit paquets de particules appelés *bunches* circulant en sens inverses. Les paquets d'électrons et de positons se croisent toutes les 23 microsecondes avec un temps de croisement des faisceaux de 30 picosecondes en quatre points d'expérimentation: ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

Pour atteindre l'énergie nominale à laquelle les faisceaux entrent en collision, plusieurs étapes sont nécessaires (figure 5.1):

- 1) un faisceau d'électrons est produit à partir d'un filament chauffé (tube à électrons),
- 2) ce faisceau est ensuite accéléré dans un accélérateur linéaire et atteint une énergie de 200 MeV,
- 3) le faisceau est dirigé ensuite sur une cible de tungstène; la collision permet de créer des paires électron-positon,
- 4) les positons et les électrons sont alors injectés dans un second accélérateur linéaire (L.I.L., *LEP Injector LINAC*); ils atteignent une énergie de 600 MeV,
- 5) un anneau de stockage de 126 mètres de diamètre appelé E.P.A. (*Electron Positron Accumulator*) sert à accumuler les leptons en quatre paquets d'environ mille particules chacun,

- 6) les paquets sont ensuite injectés dans le P.S. (*Proton Synchrotron*), un synchrotron de 630 mètres de diamètre; là, ils sont accélérés jusqu'à une énergie de 3,5 GeV,
- 7) ils sont ensuite injectés dans le S.P.S. (*Super Proton Synchrotron*), un autre synchrotron de 6,9 kilomètres, qui leur permet d'atteindre une énergie de 22 GeV,
- 8) les deux faisceaux sont enfin injectés dans l'anneau du L.E.P. et sont accélérés jusqu'à l'énergie nominale de la collision; l'accélération se fait dans les sections rectilignes du L.E.P.

Mis en service en 1989 et ce jusqu'au mois d'octobre 2000, le LEP a fonctionné dans un premier temps à une énergie dans le centre de masse voisine du sommet de la résonance Z^0 , soit 45,5 GeV. Cette phase qui a duré de 1989 jusqu'à 1995 a permis d'enregistrer un nombre important d'événements $e^+e^- \rightarrow Z^0$ (environ 20 millions d'événements) utilisés pour les tests de précision des différents paramètres du modèle standard (A_{fb} , R_b , Γ_Z , $\sin \theta_{eff}$, etc.).

Depuis novembre 1995, après l'adjonction de cavités supraconductrices permettant la montée en énergie, le LEP est entré dans sa seconde phase, LEP2, avec comme principaux objectifs:

- la découverte du boson de Higgs,
- l'étude du boson W par la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, dont la mesure de la masse permettra une forte contrainte sur la masse du boson de Higgs,
- la recherche de la physique au delà du Modèle Standard avec notamment la recherche de particules supersymétriques.

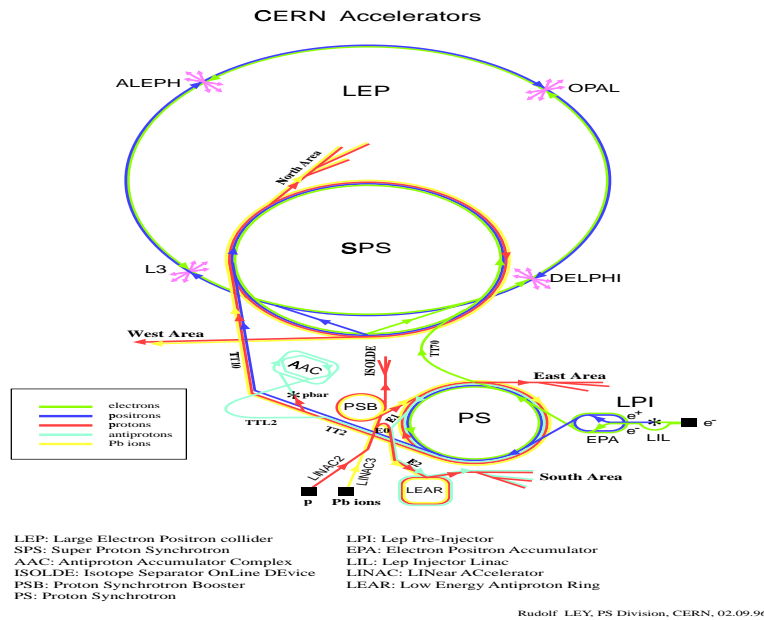


FIG. 5.1 – Schéma de la chaîne d'injection du collisionneur e^+e^- du LEP. Les faisceaux d'électrons et de positrons entrent en collision en quatre points où sont situées les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

5.2 La luminosité au LEP

La recherche de processus physiques rares comme les processus supersymétriques dépend fortement d'un paramètre majeur, la luminosité \mathcal{L} . Elle est définie comme la mesure du taux de production d'événements pour un processus de section efficace σ :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \times \mathcal{L}$$

Pour des collisions frontales, ce qui est le cas à LEP, la luminosité s'exprime comme:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^+} N_{e^-} K_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

avec N_{e^+} et N_{e^-} le nombre de positons et d'électrons par paquet ($\simeq 1,7 \times 10^{12}$), K_b le nombre de paquets (4 ou 8), f la fréquence de rotation (10,8 KHz) et σ_x, σ_y les sections dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau ($\sigma_x = 250 \mu m$ et $\sigma_y = 15 \mu m$). Pratiquement, la mesure de la luminosité se fait en comptant le nombre d'événements Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ à petit angle. Ce processus est en effet caractérisé par une section efficace bien connue et une statistique importante. L'expérience DELPHI utilise les deux programmes BHLUMI et BABAMC pour l'estimation de la section efficace théorique. Dans le tableau 5.1, nous reportons les valeurs des luminosités intégrées enregistrées par l'expérience DELPHI.

Année	1997	1998	1999				
Energie (GeV)	183	189	192	196	200	202	204
Luminosité (1/pb)	53,5	157,8	25,9	76,9	84,2	41,1	0,05

TAB. 5.1 – Luminosités intégrées recueillies par l'expérience DELPHI et utilisées pour la recherche des partenaires supersymétriques des électrons et des muons.

5.3 Le détecteur DELPHI

DELPHI [1] (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) est l'un des quatre détecteurs de l'anneau de collision du LEP. Il est constitué d'une partie centrale de forme cylindrique appelée *barrel*, couvrant la zone angulaire $40^\circ < \theta < 140^\circ$, complétée de deux bouchons formant les parties avant et arrière du détecteur (*end-caps*). Un aimant solénoïdal supraconducteur produit un champ magnétique axial, homogène et uniforme de 1,2 Tesla, rendant ainsi possible la mesure de l'impulsion des particules chargées. DELPHI est constitué de plusieurs sous-détecteurs qui ont pour tâche de mesurer les caractéristiques des différentes particules issues de chaque collision e^+e^- . Il met en oeuvre:

- un détecteur de vertex pour la mesure précise des vertex,
- des détecteurs pour le déclenchement et l'acquisition des données,
- des détecteurs de trace permettant la reconstruction des trajectoires des particules chargées et la mesure de leur impulsion à partir de la courbure de leur trajectoire sous l'effet du champ magnétique,

- des calorimètres électromagnétiques pour la mesure de l'énergie et pour l'identification des électrons, des pions et des photons,
- des calorimètres hadroniques pour la séparation des hadrons des muons,
- des chambres à muons, les détecteurs les plus externes,
- des détecteurs pour la mesure de la luminosité à partir du comptage des événements Bhabha.

Ce sont ces différents détecteurs que nous décrivons dans la section suivante.

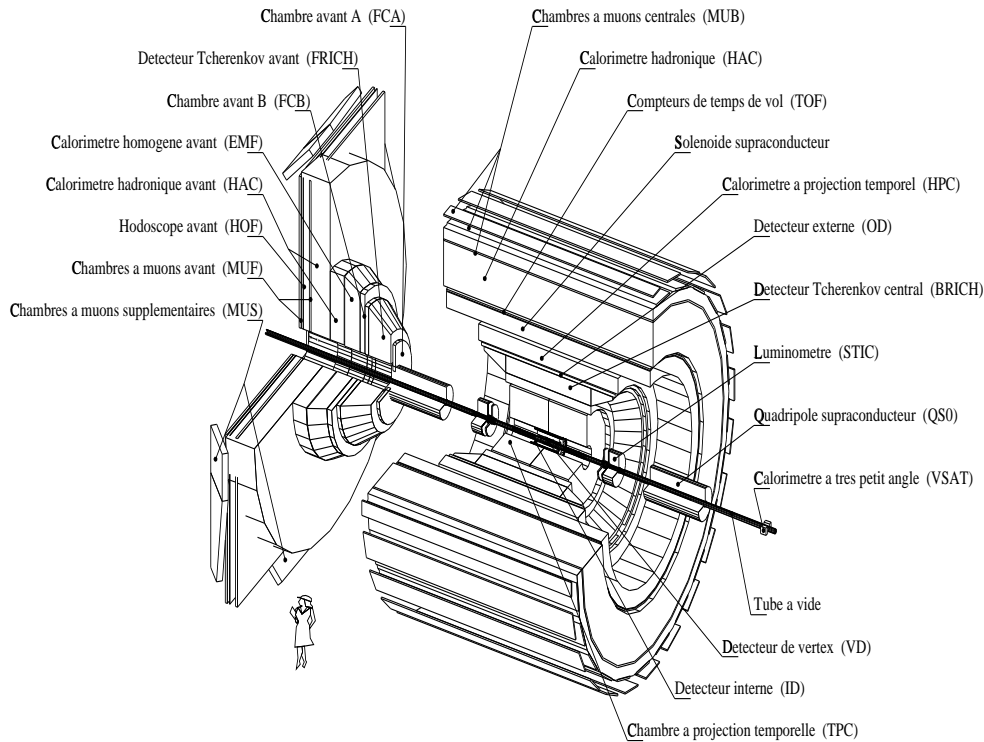


FIG. 5.2 – Schéma du détecteur DELPHI (vue partielle éclatée).

5.3.1 Les détecteurs pour la reconstruction de traces

5.3.1.a Le détecteur de micro vertex

Le détecteur de vertex est le détecteur le plus proche du tube à vide. Son rôle est d'améliorer la précision sur la position du vertex primaire et de permettre la reconstruction des vertex secondaires essentiels pour la physique des saveurs lourdes (étiquetage et désintégration des quarks b). Il est composé de trois couches cylindriques de plaquettes de Si situées à 6,7, 9,0 et 10,9 cm de l'axe du faisceau. Chacune de ces trois couches se divise elle-même en 24 secteurs de 4 plaquettes de Si. La première et la troisième couche sont équipées de détecteurs de silicium double face. Pour ces deux couches, la disposition orthogonale des bandes de silicium d'une face à l'autre permet de

déterminer la coordonnée z . La couverture angulaire va de $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$. Les précisions obtenues sont respectivement de $8 \mu\text{m}$ en (r, ϕ) et de $9 \mu\text{m}$ en z (pour des traces prises perpendiculaires aux modules).

5.3.1.b Le détecteur de trace sur l'avant (VFT)

Le VFT est une extension du détecteur de vertex (VD) sur l'avant du détecteur. Il se compose de deux couches de détecteurs à pixel et deux couches de détecteurs à mini-bande (ministrip). Il permet de couvrir la région angulaire sur l'avant $11^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$. La résolution obtenue est de l'ordre de $100 \mu\text{m}$.

5.3.1.c Le détecteur interne

Il est constitué de deux sous-éléments remplissant les fonctions de détecteurs de traces et de déclencheurs rapides et couvrant la région angulaire $15^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$. La partie interne est une chambre à jets composée de 24 secteurs en ϕ . Chaque secteur est une chambre à dérive traversée par 24 fils de champ parallèles à l'axe du faisceau qui permettent de reconstruire jusqu'à 24 points en (r, ϕ) en mesurant le temps de dérive des électrons d'ionisation produits par le passage de la particule chargée. La partie externe est constituée de 5 couches de chambres à paille, composée chacune de 192 fils parallèles à l'axe du faisceau. La coordonnée z est déterminée par 192 pistes circulaires perpendiculaires aux fils. La résolution obtenue pour une trace chargée est de $40 \mu\text{m}$ en (r, ϕ) et de $1,2 \text{ mrad}$ en ϕ .

5.3.1.d La chambre à projection temporelle

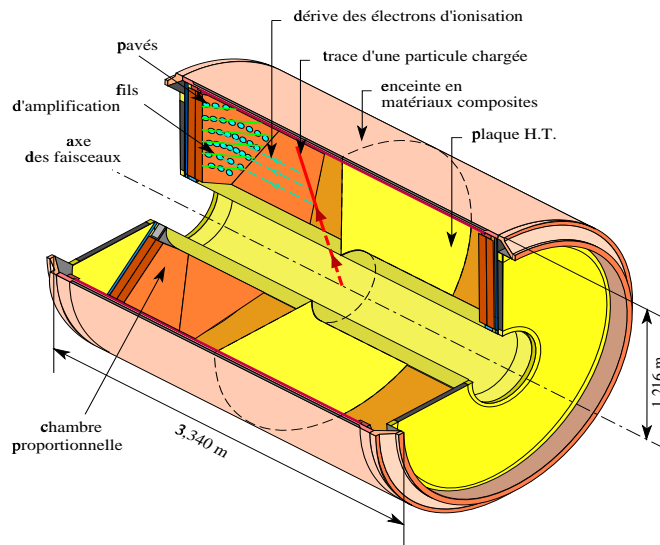


FIG. 5.3 – Schéma de la chambre à projection temporelle du détecteur DELPHI

La TPC (*Time Projection Chamber*) (figure 5.3) est le détecteur de traces le plus important pour les particules chargées. C'est une chambre à dérive couvrant la région angulaire $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$. Elle se divise en deux chambres à dérive, à symétrie cylindrique de 30 cm de rayon interne et 130 cm de longueur, remplies par un mélange gazeux Ar (80%) et CH₄ (20%) maintenue à pression constante voisine de la pression atmosphérique. Ces deux chambres sont placées de part et d'autre d'une plaque haute tension qui est portée à un potentiel de -25 kV. Cela permet de créer un champ électrique de 180 V/cm, parallèle à l'axe du faisceau, qui permettra de faire dériver les charges. A chaque extrémité de la TPC, la collecte de ces charges se fait grâce à des chambres proportionnelles multifils divisées en 6 secteurs couvrant chacun un angle azimuthal de 60°. Chaque secteur comporte trois plans de fils:

- la grille de blocage, appelée également grille porte. Son rôle est de piéger les charges d'espace (ions CH₄⁺) créées en grand nombre dans les processus d'avalanche et susceptibles de perturber les lignes de champs en fin de dérive. Pratiquement, les fils sont polarisés de manière alternée (± 60 V). Durant 3 μ s après l'annonce du croisement des faisceaux, cette polarisation est levée. La porte est ensuite refermée jusqu'au prochain croisement,
- la grille cathode. Elle permet de délimiter la frontière équipotentielle entre l'espace de dérive et la zone d'amplification,
- les fils sensibles: un plan de 192 fils sensibles portés à un potentiel de 1435 V. Il règne au voisinage de ces fils un champ intense responsable de l'effet d'avalanche des électrons de dérive sur les fils sensibles.

Un plateau cathodique en cuivre situé à 4 mm des fils sensibles clôt le volume de la TPC. Sur chacun de ces plans sont gravés 16 rangées concentriques de damiers en cuivre. Le nombre de damiers par rangée, multiple de 16, varie entre 64 et 144. Les damiers fournissent donc au maximum 16 points tridimensionnels pour la reconstruction de la trace associée à une particule chargée.

Le principe de fonctionnement de la TPC est le suivant. Le passage d'une particule chargée ionise le mélange gazeux. Environ 70 paires électrons ions CH₄⁺ sont créées. Les électrons vont dériver avec une vitesse de 7 cm/ μ s sous l'action du champ électrique d'environ 180 V/cm. Ils atteignent les plans de fils sensibles. Le champ intense qui règne près des fils sensibles donne un effet d'avalanche pour les électrons. Ce phénomène d'avalanche va créer également des ions CH₄⁺. Les damiers fournissent les coordonnées (r, ϕ) . La coordonnée z est déterminée à partir de la mesure du temps de dérive des électrons d'ionisation. Cette vitesse est très bien calibrée grâce à l'emploi de lasers pour la calibration. Les signaux recueillis sur les 192 fils sensibles, proportionnels à l'ionisation déposée par la particule chargée dans le volume de gaz, fournissent une mesure du dE/dx , la perte d'énergie par unité de longueur d'une particule qui s'exprime selon la formule de Bethe et Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = -2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left\{ \log \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta^2}{2} \right\}$$

où $\beta = p/E$ et $\gamma = E/m$ sont les paramètres cinématiques propres à la particule qui traverse le milieu, Z et A sont le numéro atomique et le nombre de masse des noyaux du milieu traversé, ρ la densité de ce milieu, I le potentiel d'excitation, m_e et r_e la masse et le "rayon" de l'électron, et E_{\max} la quantité d'énergie échangée pendant une collision. Le terme δ tient compte des effets d'écran du milieu traversé. On remarquera que la perte d'énergie linéique (dE/dx) diminue rapidement au fur et à mesure que l'impulsion de la particule augmente jusqu'à atteindre un minimum. Il y a alors une remontée jusqu'au plateau de Fermi. La connaissance du dE/dx permet ensuite une identification de la particule (figure 5.4). La TPC donne une information sur la position d'une particule (r, ϕ, z) avec une résolution de 250 μ m en r et 900 μ m en z .

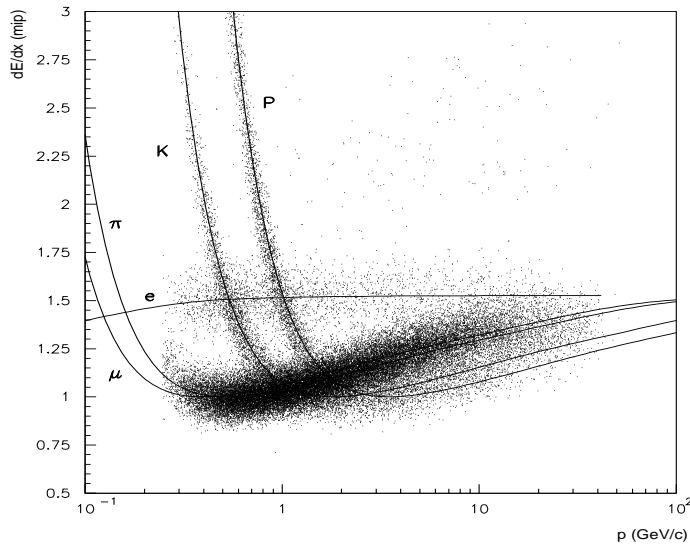


FIG. 5.4 – Perte d'énergie en fonction de l'impulsion dans la TPC pour différentes particules. Ces distributions ajustées par la formule de Bethe et Bloch (dE/dx) permettent une identification de la particule.

5.3.1.e Le détecteur externe

Le détecteur externe (*Outer Detector* ou OD) se situe à 2 m de l'axe du faisceau. Il se compose de 24 modules comprenant chacun 5 couches de tubes à dérives. Trois couches donnent la coordonnée z par comparaison des temps d'arrivée du signal aux deux extrémités du tube. La coordonnée (r, ϕ) est déterminée par la mesure du temps de dérive des électrons d'ionisation créés lors du passage de la particule dans le tube. La précision est de $110 \mu\text{m}$ en (r, ϕ) et de 3,5 cm en z et son acceptation correspond à la région angulaire $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$. Le détecteur externe est un élément essentiel dans le système de déclenchement.

5.3.1.f Les chambres sur l'avant

Les chambres sur l'avant FCA et FCB (*Forward Chamber A, B*) permettent d'améliorer la reconstruction des traces de faible angle $\theta \leq 35^\circ$. Les chambres FCA sont placées juste après la TPC à $z = \pm 155 \text{ cm}$ du point d'interaction. Elles peuvent détecter des particules d'angle polaire compris entre 11° et 32° . Elles sont constituées de 6 plans de tubes à dérives. Les orientations des deux plans successifs sont décalées de 120° afin de permettre une mesure tridimensionnelle du point de passage de la trace, avec une résolution de $150 \mu\text{m}$. Les chambres FCB sont situées à $z = \pm 266 \text{ cm}$ et sont directement solidaires du calorimètre avant, le FEMC. Elles sont composées de 12 plans de chambres à fil successifs décalés de 120° et ont une couverture angulaire $10^\circ \leq \theta \leq 37^\circ$.

5.3.2 Les chambres à muons

De toutes les particules issues de la collision e^+e^- , les muons et les neutrinos sont les seuls à pouvoir traverser tout le détecteur. Les neutrinos n'interagissant que par l'interaction faible, ils ne peuvent pas être détectés. Les muons sont insensibles à l'interaction forte. Ils traversent donc tous les calorimètres (électromagnétiques et hadroniques) en perdant leur énergie essentiellement par le biais de processus électromagnétiques. Pour mettre en évidence les muons on utilise des chambres à dérive placées à l'intérieur et à la sortie du calorimètre hadronique. Elles se répartissent en une partie centrale (MUB) couvrant les angles polaires $52^\circ \leq \theta \leq 127^\circ$ et deux parties sur l'avant (MUF) couvrant les angles polaires $9^\circ \leq \theta \leq 43^\circ$ et $137^\circ \leq \theta \leq 171^\circ$.

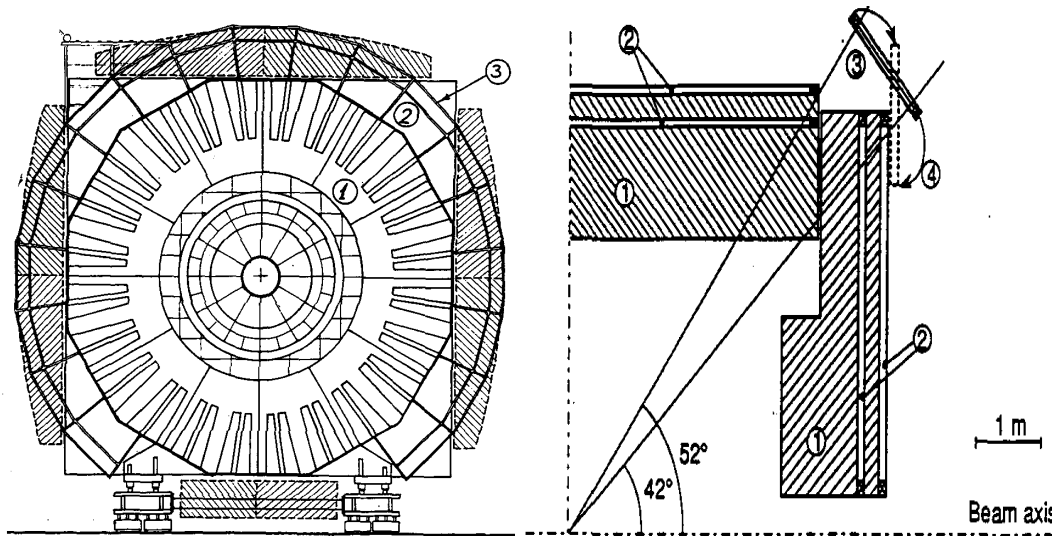


FIG. 5.5 – Vue des chambres à muons du détecteur DELPHI dans le plan (x, y) (figure de gauche) et en z (figure de droite).

Les chambres à muons de la partie centrale (MUB) sont constituées de 7 couches de chambres à dérive disposées parallèlement à l'axe du faisceau et rassemblées en trois plans: un plan interne situé à 20 cm à l'intérieur du calorimètre hadronique (HAC), un plan externe au bord du calorimètre hadronique et un plan placé à l'extérieur servant à fermer le détecteur. Chaque chambre fournit une coordonnée en (r, ϕ) avec une résolution de 2 mm et une en z avec une résolution de 8 cm. Les chambres à dérive sont de long tubes de 3,65 m et ont une section rectangulaire aplatie. Chaque tube contient un fil anode disposé selon son axe longitudinal, compris entre deux plans cathodiques sur l'un desquels une ligne à retard est placée. La mesure du temps de dérive des électrons d'ionisation de leur point de production jusqu'au fil anode et la différence du temps de propagation du signal aux deux extrémités de la ligne à retard permettent de déterminer les coordonnées transverses (r, ϕ) et longitudinale z . Les précisions sur ces deux mesures sont de 2,4 cm en (r, ϕ) et de 2,5 cm en z . Les chambres à muons sur l'avant et sur l'arrière (MUF) sont constituées de deux plans de chambres à dérive pour la détection des muons ayant traversé les calorimètres électromagnétique et hadronique. La résolution obtenue est 3 mm en (r, ϕ) . Pour améliorer l'herméticité du détecteur; des chambres à muons supplémentaires (SMC) ont été ajoutées entre la partie centrale et les parties avant et arrière.

5.3.3 Les calorimètres électromagnétiques

5.3.3.a Le calorimètre électromagnétique central

Le calorimètre électromagnétique central ou encore calorimètre à échantillonnage temporel (*High density Projection Chamber*) couvre la région angulaire $41,5^\circ \leq \theta \leq 138,5^\circ$. Il est constitué de 144 modules composé chacun de couches alternées de plomb et d'un mélange gazeux (80% d'Ar et 20% de CH₄). L'épaisseur totale de conversion rencontrée par une particule incidente est de 18 longueurs de radiation ($18X_0/\sin\theta$)¹. Les particules incidentes (photons et électrons), par rayonnement de freinage, créent une gerbe électromagnétique dans l'un de ces modules. Les particules de la gerbe ionisent le mélange gazeux et les électrons produits par cette ionisation dérivent entre les couches de plomb. Ils sont détectés en bout du module par des chambres proportionnelles qui indiquent ainsi les coordonnées à deux dimensions (r, ϕ). La mesure du temps de dérive détermine quant à elle la coordonnée z . La résolution angulaire pour des photons de haute énergie est $\sigma_\theta = 1,7$ mrad et $\sigma_\phi = 1,0$ mrad. La calibration en énergie est effectuée à partir d'événements Bhabha avec des électrons de 45 GeV. La précision relative sur la mesure de l'énergie, calculée à partir des photons provenant de la désintégration des π^0 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), peut être paramétrée par:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,332}{\sqrt{E}} \pm 0,043$$

où E est l'énergie exprimée en GeV.

5.3.3.b Le calorimètre électromagnétique avant (EMF ou FEMC)

Le calorimètre électromagnétique sur l'avant (*Forward ElectroMagnetic Chamber*) couvre la zone angulaire $8^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$. Il est constitué de 4532 blocs de verre au plomb. Les blocs de pyramide ont une forme de pyramide tronquée de 40 cm de long. Chaque pyramide correspond à 20 longueurs de radiation ($20X_0 \sim 11,2$ cm). Lorsque les particules chargées de la gerbe électromagnétique traversent l'un de ces blocs, il y a émission de photons par rayonnement Cherenkov. Ces photons sont alors détectés par un photomultiplicateur placé à l'extrémité de chaque bloc. La calibration est comme pour la HPC effectuée sur des événements Bhabha. On obtient pour ces électrons une résolution de 4,8% et une précision relative sur l'énergie de:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,12}{\sqrt{E}} \pm \frac{0,11}{E} \pm 0,03$$

où E est l'énergie exprimée en GeV.

5.3.3.c Le calorimètre à petit angle STIC

Le STIC (*Small Angle Tile Calorimeter*) est un calorimètre composé d'un assemblage de plaques de plomb et de scintillateurs ayant une épaisseur de 27 longueurs de radiation ($27X_0$). Il couvre les très petits angles polaires $2^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$. Le STIC joue un grand rôle dans la phase LEP2, notamment

1. La longueur de radiation est le paramètre qui décrit le développement d'une gerbe électromagnétique $dE/E = -dx/X_0$. Pour le plomb $X_0 \sim 0,56$ cm.

pour l'étiquetage des événements du retour radiatif sur le Z^0 (ces événements se caractérisent par la production d'un photon très énergétique à très bas angle). Il sert également à la mesure de la luminosité par la détection des événements Bhabha. La résolution obtenue sur l'énergie est:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,135}{\sqrt{E}} \pm 0,015$$

où E est l'énergie exprimée en GeV.

5.3.4 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique se compose de deux parties: une région centrale (HAB) et une région sur l'avant (HAF). La région angulaire couverte est $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ dans la région centrale et $10^\circ \leq \theta \leq 52^\circ$ sur la région avant. Il est constitué de 24 secteurs comportant chacun 19 couches de Fe. Entre ces couches de Fe, des tubes de Iarocci renfermant un gaz d'Ar (10%), de CO₂ (60%) et de C₂H₈ (30%), sont installés pour mesurer les dépôts d'énergie de la particule incidente. Dans la région centrale, la précision relative sur l'énergie est:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1,12}{\sqrt{E}} \pm 0,21$$

où E est l'énergie exprimée en GeV. Le calcul de cette résolution utilise généralement les événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ en sélectionnant uniquement les événements pour lesquels un des deux taus se désintègre en un pion et un neutrino ν_τ . La figure 5.6 montre l'énergie déposée dans le HAC, pour une énergie de 200 GeV, par des muons et des jets. Les événements hadroniques y déposent toute leur énergie tandis que les muons traversent ce détecteur pour être détectés par les chambres à muons.

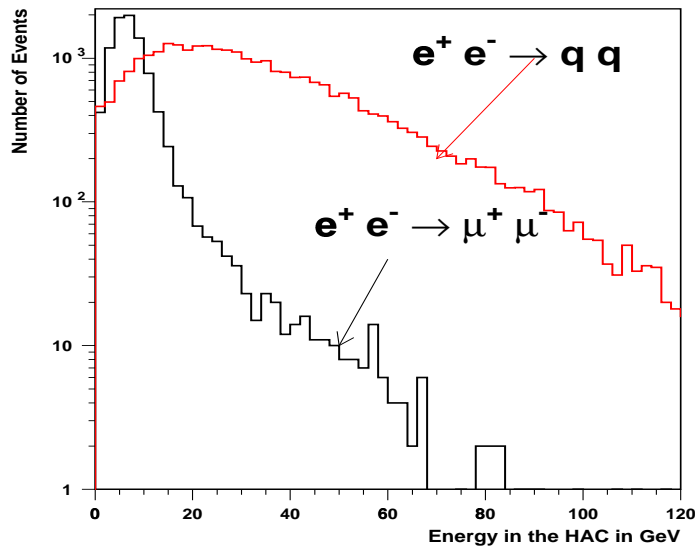


FIG. 5.6 – Énergie déposée dans le calorimètre hadronique par les muons et les hadrons pour une énergie de collision de 200 GeV dans le centre de masse.

5.3.5 Les détecteurs à effet Cherenkov

Le *Ring Imaging Cherenkov* (RICH) est un détecteur qui est consacré à l'identification des particules chargées (électrons, pions, kaons et protons). Il se base sur l'effet Cherenkov [2]. Celui-ci se traduit par l'émission de lumière selon un cône d'angle θ_c fonction de la vitesse v de la particule et de l'indice n du milieu traversé appelé radiateur Cherenkov:

$$\cos \theta_c = \frac{c}{nv}$$

La valeur de θ_c est déterminée à partir de celle du nombre de photons détectés n_γ (selon la théorie électromagnétique de Frank et Tamm, on a $n_\gamma \sim \sin^2 \theta_c$). La connaissance de l'impulsion de la particule permet alors de déterminer sa masse ($m = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1}$) et donc d'identifier la particule. Le RICH de DELPHI contient deux radiateurs avec deux indices de réfraction différents:

- un radiateur liquide pour l'identification des particules dont les impulsions sont comprises entre 0,7 et 8 GeV/c.
- un radiateur gazeux pour couvrir le domaine des impulsions comprises entre 2,5 GeV/c et 25 GeV/c.

Le RICH se divise en deux parties, un détecteur couvrant la partie centrale pour des angle $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ appelé *Barrel RICH* (radiateur liquide: C_6F_{14} , et radiateur gazeux: C_5F_{12}) et un détecteur situé dans la région avant appelé *Forward RICH* (radiateur liquide C_6F_{14} et radiateur gazeux C_5F_{12}).

5.3.6 Le système de déclenchement de DELPHI

Le système de déclenchement (*Trigger*) de DELPHI se compose de quatre niveaux successifs (T1, T2, T3 et T4). Les deux premiers (T1 et T2) sont synchronisés sur le signal de croisement des deux faisceaux (*Beam Cross Over Signal*). La décision correspondant au niveau T1 intervient moins de 3,5 μs après le BCO et se base sur la réponse des détecteurs de trace rapides (ID, OD, FCA et FCB), les scintillateurs de la région centrale (TOF) et les scintillateurs dans la HPC, le FEMC et la chambre à muons centrale (MUB). Si aucun signal ne survient de détecteurs, la numérisation est interrompue jusqu'au prochain croisement de faisceau (toutes les 22 μs). Si par contre la réponse est positive, le second niveau (T2) demande en plus une réponse des détecteurs TPC, HPC et MUF. La décision du niveau T2 nécessite 39 μs et fait donc perdre un croisement de faisceaux. Le troisième niveau (T3) utilise les signaux provenant des traces, les points d'impact dans les chambres à muons et l'énergie déposée dans les calorimètres. La décision de ce niveau prend 30 ms, ce qui correspond à un taux de déclenchement inférieur à 2 Hz. Le quatrième niveau (T4) divise par deux le temps de déclenchement en rejetant les événements n'ayant aucune trace pointant dans la région d'interaction ou n'ayant pas suffisamment d'énergie déposée dans les calorimètres. La décision, qui nécessite l'utilisation du programme complet de reconstruction des traces, prend 300 ms. La décision finale de déclenchement est prise lorsque le module principal, TS (*Trigger Supervisor*), a centralisé et combiné l'information des différents sous-modules de déclenchement. Lorsque la décision de déclenchement est prise, on lance la chaîne d'acquisition, qui consiste en une lecture des informations analogiques fournies par les différents détecteurs, leur digitalisation et le stockage sur support magnétique.

5.3.7 La reconstruction des événements

Les données recueillies sont traitées avec le programme DELANA [3] à partir des données brutes. La partie principale de ce programme est constituée par l'ensemble TANAGRA [4] qui assure le stockage des informations sur les traces et les vertex. L'information est ensuite enregistrée sur bandes magnétiques (*Data Summary Tape*). Enfin le programme DAFNE (*DELPHI Analysis For New Events*) permet une première classification des événements.

5.4 Identification des électrons

L'identification des électrons dans DELPHI se base sur deux mesures indépendantes et complémentaires. Celles-ci sont la mesure de l'énergie déposée et l'étude des profils de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre électromagnétique (HPC), d'une part, et la mesure de la perte d'énergie par ionisation (dE/dx) dans la TPC, d'autre part.

La détermination de l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique est rendue difficile aussi bien pour les calorimètres de la partie centrale (HPC) que pour les calorimètres sur l'avant (FEMC) du fait de la présence en amont des autres détecteurs comme le RICH ou l'OD. En traversant ces détecteurs, l'électron va rencontrer une quantité de matière équivalente à $0,8/\sin\theta$ longueurs de radiation (X_0) dans la partie centrale ($50^\circ \leq \theta \leq 130^\circ$) et $1,2 X_0$ dans la partie située à l'avant du détecteur. Ceci a comme conséquence que l'énergie E mesurée au niveau calorimètre ne correspond pas à l'impulsion p mesurée à partir de la courbure de la trace sous l'effet du champ magnétique. On aboutit alors à des rapports E/p inférieurs à 1. Cet effet est corrigé par une procédure d'étalonnage utilisant des événements Bhabha et Compton.

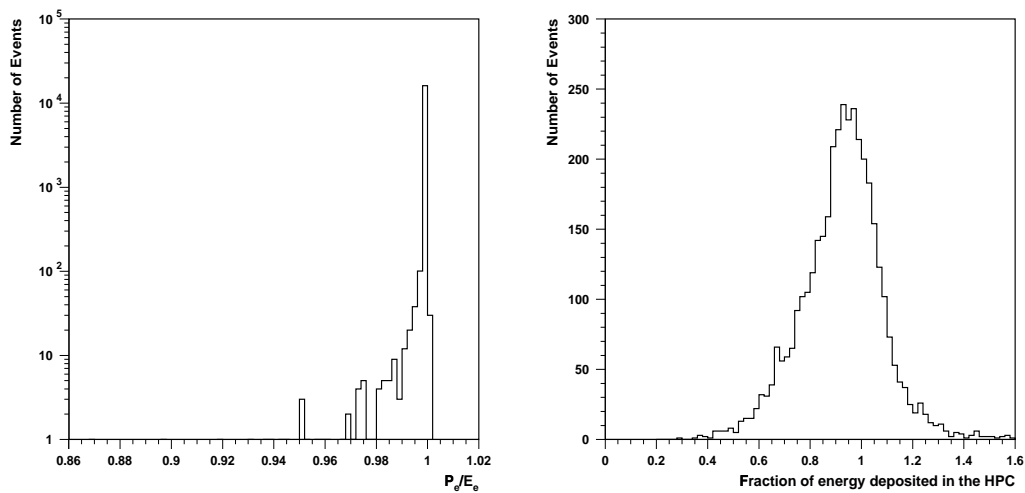


FIG. 5.7 – La figure de gauche montre le rapport de l'impulsion et de l'énergie de l'électron pour une énergie de collision de 200 GeV. La figure de droite montre la fraction de l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique central par ces électrons.

L'étude du profil longitudinal de la gerbe électromagnétique qui se développe dans le calorimètre

électromagnétique est également utilisée pour distinguer les électrons des hadrons. Les électrons déposent toute leur énergie dans le calorimètre tandis que les hadrons n'en déposent qu'une partie pour être finalement absorbés par le calorimètre hadronique. La forme longitudinale de la gerbe est décrite par une distribution Γ . L'énergie dE/dt déposée en fonction de la profondeur t de la gerbe s'exprime par:

$$\frac{dE}{dt} = E\beta \frac{(\beta t)^{\alpha-1} e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)}$$

où α et β sont des paramètres empiriques et E l'énergie initiale de la particule ayant amorcée la gerbe. L'ajustement de ces paramètres permet de définir un χ^2 quantifiant le caractère électromagnétique ou non de la gerbe. La mesure du dE/dx , associée à la mesure de l'impulsion de la particule chargée, permet de déterminer la masse de la particule et d'identifier les électrons. Comme le montre la figure 5.4, la quantité d'énergie déposée par unité de longueur est supérieure à 1,3 pour une grande gamme d'impulsion d'électrons, ce qui permet une bonne séparation des électrons des pions. Enfin, la comparaison des angles θ et ϕ , associés au point où se développe la gerbe électromagnétique, avec les angles obtenus par extrapolation de la trace jusqu'au calorimètre donne une contrainte supplémentaire pour l'identification des électrons. La combinaison des différentes variables précédentes permet alors de définir trois niveaux d'identification des électrons de qualité croissante, avec une efficacité et une contamination en pions chargés décroissantes. Ces niveaux sont reportés dans le tableau 5.4.

identification	efficacité (%)	contamination (%)
<i>loose</i>	80	1,6
<i>standard</i>	55	0,4
<i>tight</i>	45	0,2

TAB. 5.2 – Efficacités et contaminations associées aux différentes classes d'identification des électrons [1].

5.5 Identification des muons

L'interaction des muons avec la matière est très faible si on la compare à celle des électrons et des hadrons. En effet le muon perd son énergie essentiellement par ionisation (environ 90% pour un muon de 40 GeV). C'est donc la seule particule susceptible d'arriver jusqu'aux détecteurs les plus externes, les chambres à muons MUB, MUF et SMC décrites précédemment.

L'identification des muons dans DELPHI exploite ces propriétés de grande pénétration et de faible dépôt d'énergie (figure 5.8). Toutefois il y a une contamination due aux traces d'origine hadronique appelées *punch-through*. Ce sont par exemple des pions qui proviennent de la désintégration des leptons τ . Il est alors nécessaire de déterminer des critères de sélection pour réduire cette contamination. Le principe consiste à extrapoler chacune des traces sur les surfaces des différents éléments constituant les chambres à muons puis à associer cette trace aux points d'impact sur les chambres à muons. Cet ajustement permet de définir un χ^2 dont les valeurs obtenues permettent comme pour les électrons de définir quatre niveaux d'identification pour les muons. Ceux-ci sont reportés dans le tableau 5.3.

La figure 5.9 quant à elle montre comment le muon est identifié.

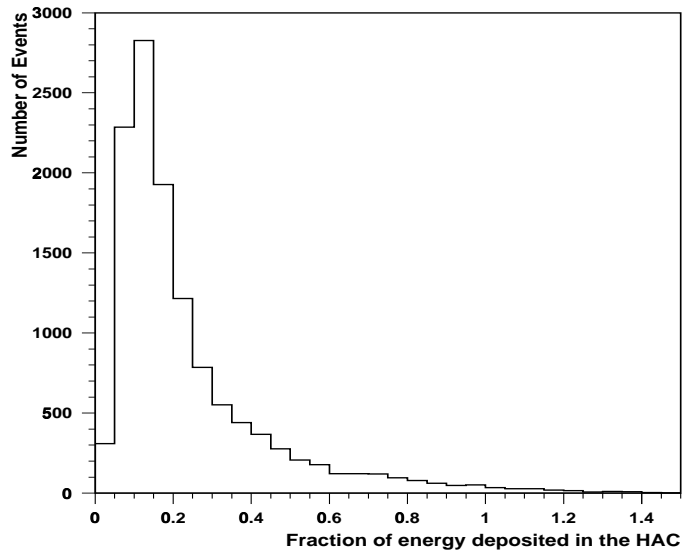


FIG. 5.8 – Fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique par les muons.

identification	efficacité (%)	contamination (%)
<i>very loose</i>	95,9	5,4
<i>loose</i>	94,8	1,5
<i>standard</i>	86,1	0,7
<i>tight</i>	76,0	0,4

TAB. 5.3 – Efficacités et contaminations associées aux différentes classes d'identification des muons [1].

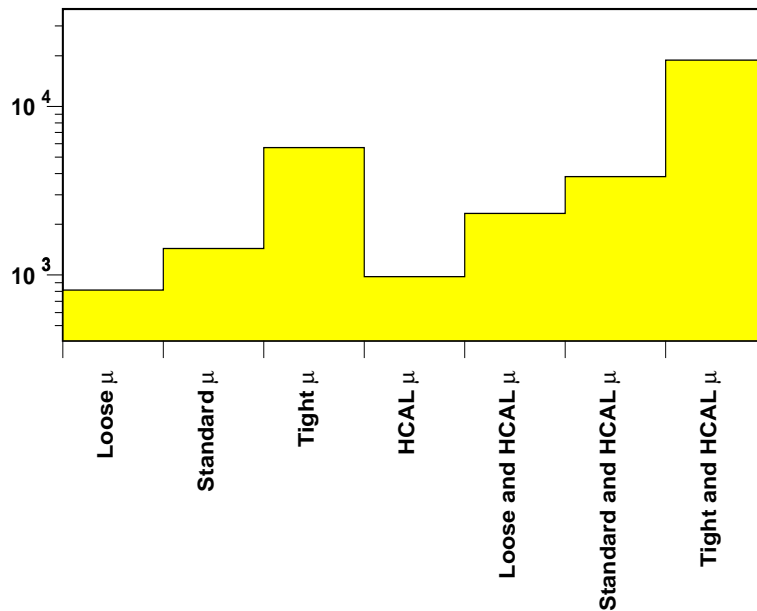


FIG. 5.9 – Identification des muons selon différents critères. Dans notre analyse, nous avons systématiquement rejeté les événements pour lesquels le muon identifié est “very loose”. L'échelle verticale représente le nombre de muons.

Bibliographie

- [1] DELPHI collaboration, *Performances of the DELPHI detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 378 (1996) 57-100.
- [2] P.A. Cherenkov, Physical Review, 52 (1937) 378.
- [3] *DELANA user's guide*, DELPHI 89-44/PROG 137, 1989,
- [4] D. Bertrand, L. Pape, *TANAGRA user's guide*, DELPHI 87-95/PROG 98, 1989.

Chapitre 6

Recherche de leptons scalaires

6.1 Processus de production et de désintégration des sélectrons

Les particules supersymétriques telles que les sélectrons et les smuons peuvent être produites auprès d'un collisionneur e^+e^- comme le LEP soit par l'échange d'un photon, soit par l'échange d'un boson Z^0 (figure 6.1). Pour les sélectrons, un canal supplémentaire correspondant à l'échange de l'un des quatre neutralinos $\tilde{\chi}_i^0$ permet d'augmenter la section efficace de production associée rendant ainsi le potentiel de découverte des sélectrons plus important que celui des smuons.

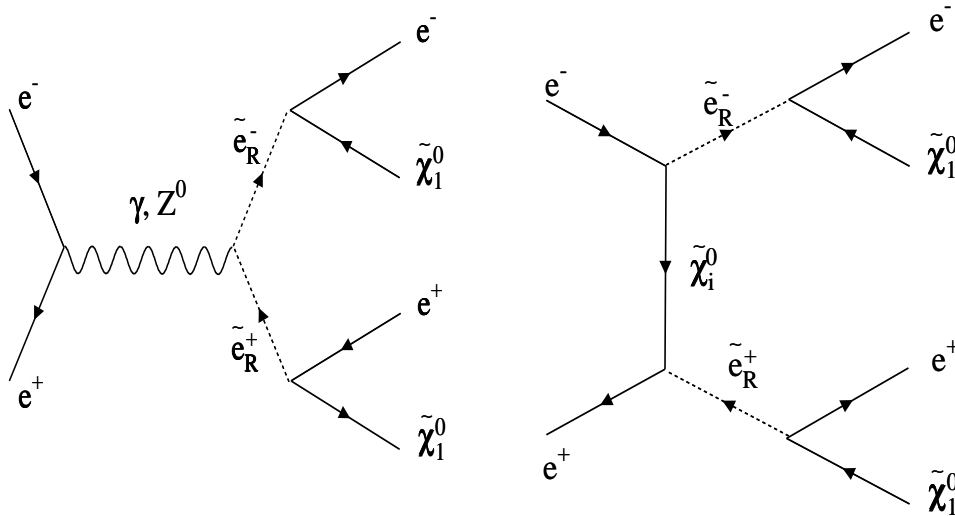


FIG. 6.1 – Processus de production et de désintégration des sélectrons et des smuons droits par l'échange d'un photon ou d'un boson Z^0 . Pour le sélectron le canal correspondant à l'échange de l'un des quatre neutralinos va contribuer à la section efficace totale.

Typiquement, la section efficace associée à la production de deux smuons varie entre 0,1 et 0,5 pb pour une énergie de collision de 200 GeV, tandis que celles des sélectrons, suite à l'échange de neutralino, peut atteindre 7 pb (voir figure 6.2).

En nous plaçant dans l'hypothèse où la R-parité est conservée, les sélectrons et les smuons vont se

désintégrer essentiellement en un lepton et en un neutralino stable $\tilde{\chi}_1^0$:

$$\tilde{e}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 e \quad \text{et} \quad \tilde{\mu}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu$$

Rappelons que le sélectron \tilde{e}_R est, pour une grande partie de l'espace des paramètres du MSSM, plus léger que le sélectron gauche \tilde{e}_L . C'est donc sur celui ci que nos études se focalisent.

En nous plaçant au point ($\mu = -200$, $\tan \beta = 1, 5$), point recommandé par le groupe de travail LEP [1], nous voyons que le rapport de branchement associé à ce canal de désintégration est presque toujours égal à 100%. Toutefois, comme le montre la figure 6.2, pour les petites masses de neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, les autres canaux $\tilde{\ell}_R^+ \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \ell^+$ et $\tilde{\ell}_R^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \nu_\ell$ vont concurrencer le processus que nous étudions et introduire de nouvelles topologies par la désintégration des charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$ et des neutralinos $\tilde{\chi}_2^0$. Ce point ne devra par conséquent pas être négligé dans la recherche expérimentale que nous présentons ici. La nature du neutralino, selon qu'il est *bino* ou *higgsino*¹, n'est pas importante pour la production des smuons, mais est essentielle pour la production de sélectrons puisque l'échange d'un neutralino est possible (figure 6.1). Elle modifie également les largeurs partielles de désintégration du slepton (voir figure 6.2).

Le signal que nous cherchons à mettre en évidence se caractérise principalement par la présence dans l'état final de deux leptons de même saveur (électron ou muon) isolés et de charges opposées. Nous supposons également que la R-parité (R_P) est un nombre quantique conservé. Comme nous l'avons décrit dans le premier chapitre, ceci amène à envisager le scénario d'un neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ stable et indétectable. Dans cette hypothèse, les événements associés aux processus que nous étudions se caractérisent par une énergie manquante importante, un moment manquant et un moment transverse manquant importants. Toutes ces grandeurs sont associées aux deux neutralinos qui s'échappent de DELPHI. L'analyse est ensuite rendue difficile par le fait que les masses des sélectrons et des smuons ($M_{\tilde{\ell}}$) et la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, $M_{\tilde{\chi}_1^0}$, sont a priori des inconnues.

Il est néanmoins possible de mettre des contraintes cinématiques sur les impulsions des leptons finaux, les seules observables auxquelles nous aurons accès expérimentalement. Un calcul simple de cinématique nous donne le résultat:

$$P_\ell^{min/max} = \frac{\sqrt{s}}{4} \left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{M_{\tilde{\ell}}^2} \right) \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{4M_{\tilde{\ell}}^2}{s}} \right)$$

L'évolution de ces deux limites, inférieure et supérieure, sur l'impulsion du lepton final est illustrée sur la figure 6.3 pour une énergie de 200 GeV dans le centre de masse. Le spectre des impulsions est également illustré par la figure 6.5 pour les smuons pour une masse de smuon de 95 GeV/c² et une masse du neutralino le plus léger, $\tilde{\chi}_1^0$, de 5 GeV/c².

1. Le caractère bino ou higgsino d'un neutralino est déterminé à partir des éléments de la matrice Z_{ij} diagonalisant la matrice de masse des neutralinos dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ ou $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$. Ainsi le neutralino $\tilde{\chi}_i^0$ est dit *bino* si $(|Z_{i1}|^2 + |Z_{i2}|^2)^{1/2} \gg (|Z_{i3}|^2 + |Z_{i4}|^2)^{1/2}$ et *higgsino* dans le cas contraire.

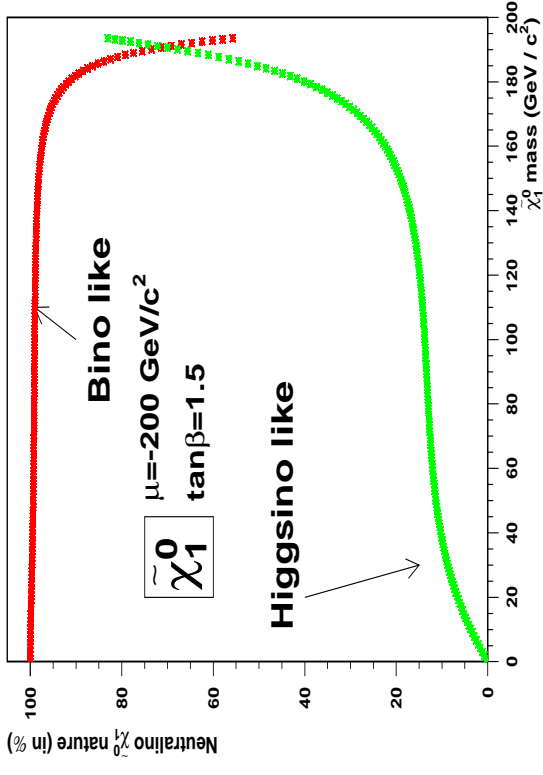
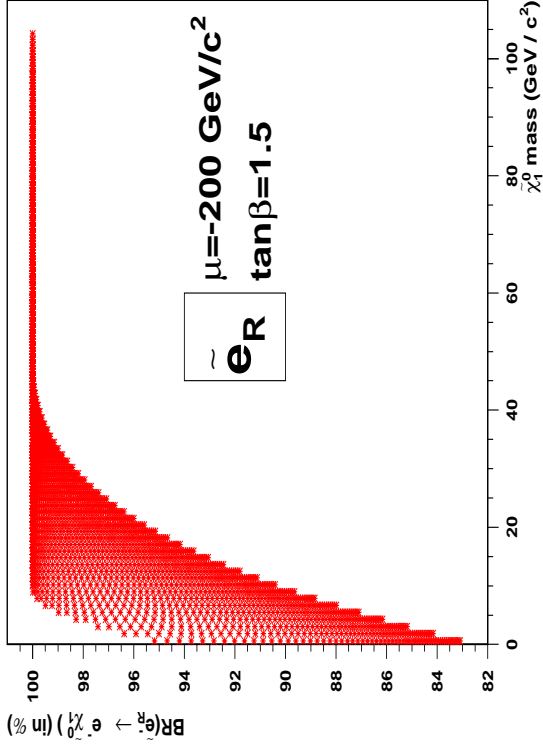
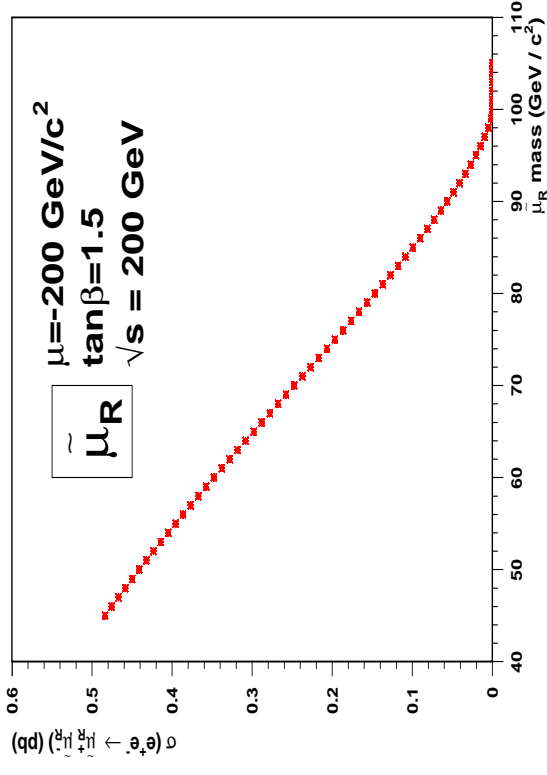
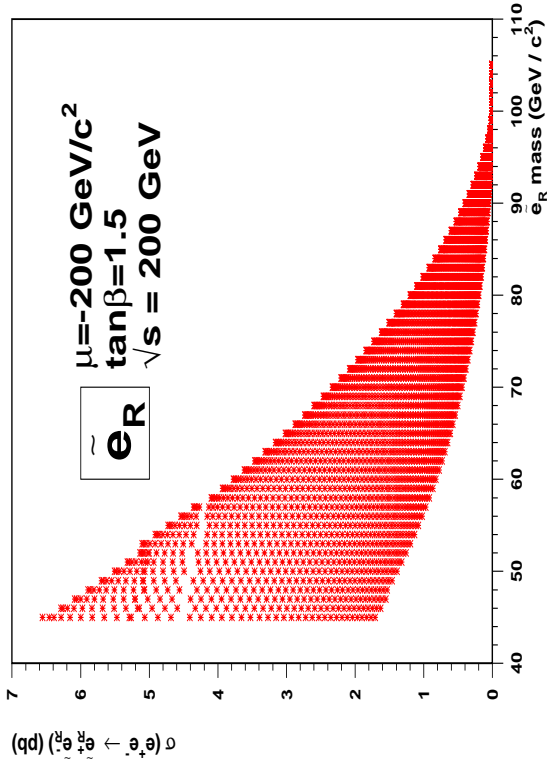


FIG. 6.2 – Figures du haut: évolution des sections efficaces de production de sleptons en fonction de leur masse. Figures du bas: évolution des rapports de branchement associés à la désintégration du sélectron en un électron et un neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction de la masse du neutralino, et évolution de la nature du neutralino au point de l'espace des paramètres MSSM fixé par le groupe de travail LEP [1].

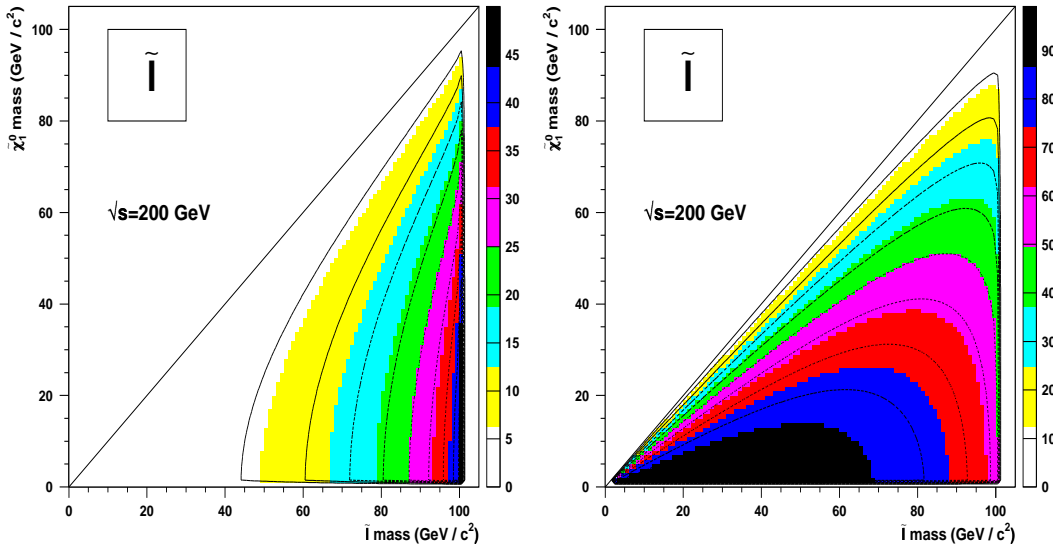


FIG. 6.3 – Contours des valeurs minimales (figure de gauche) et maximales (figure de droite) de l’impulsion emportée par le lepton final (électron ou muon) dans le plan (masse de slepton, masse de neutralino) pour une énergie de 200 GeV dans le centre de masse.

6.2 Caractéristiques du signal

Nous avons indiqué précédemment que les masses des sleptons (sélectrons et smuons) ainsi que les masses des neutralinos sont indéterminées. Par conséquent, il est nécessaire de simuler pour chaque hypothèse de masse pour les sfermions et les neutralinos la réponse du détecteur DELPHI. Nous avons généré puis simulé, avec un pas de $5 \text{ GeV}/c^2$, dans le plan des masses, 2000 événements par point, en forçant le slepton à se désintégrer en un lepton et un neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Nous avons fait ce travail de génération et de simulation pour les sélectrons, l’énergie de collision étant successivement fixée à 189 et 200 GeV, tandis que pour les smuons, nous avons considéré les énergies de 189 et 196 GeV. Les caractéristiques générales du signal, à part l’énergie et le moment transverse manquant P_\perp (figures 6.4 et 6.5), dépendent fortement du caractère scalaire des sleptons. Il en résulte les conséquences suivantes que nous exploiterons pour discriminer le signal des autres processus.

Les distributions angulaires des particules finales n’indiquent pas une direction privilégiée. Celles-ci sont par conséquent plates. Il en est de même de l’angle associé au moment manquant. Celui-ci correspond en effet à la fraction d’énergie et d’impulsion emportée par les deux neutralinos supposés stables. Or comme ces deux neutralinos sont émis de manière isotrope, l’angle associé au moment manquant, que nous avons noté Θ_{Miss} , aura également une distribution plate (figures 6.4).

L’énergie visible correspond aux énergies des deux leptons avec éventuellement une contribution provenant d’un photon rayonné dans l’état initial (I.S.R.) ou dans l’état final (F.S.R.). Du fait que les masses des sleptons et des neutralinos sont inconnues, l’énergie visible peut prendre une large gamme de valeurs, élevée pour les grandes différences de masse, et plus faible pour les petites différences. L’étude des distributions cinématiques pour le signal montre que leurs caractéristiques dépendent surtout de la différence de masse entre le neutralino et le slepton. Ces distributions peuvent être classées en trois familles de différences de masse $\Delta M = M_{\tilde{\ell}} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$. Les propriétés que nous décrivons ici sont illustrées par la figure 6.5. Nous avons considéré les trois cas suivants: $\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$,

$\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$. La première fenêtre de masse, $\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, présente les caractéristiques générales suivantes: une énergie visible très faible ne dépassant pas 50 GeV, une énergie déposée dans l'avant du détecteur ($\theta \leq 30^\circ$) inférieure à 10 GeV, une énergie manquante élevée, une énergie transverse définie comme:

$$E_T = \sum_i \sqrt{P_{ix}^2 + P_{iy}^2 + m_i^2} \text{ (i indice de la particule)}$$

faible piquée à 10 GeV, un moment manquant faible compris entre 5 et 10 GeV/c, des impulsions de leptons petites et une masse invariante visible définie comme:

$$M_{vis} = \sqrt{(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i P_{ix})^2 - (\sum_i P_{iy})^2 - (\sum_i P_{iz})^2}$$

voisine de 20 GeV/c². La seconde et la troisième fenêtres de masse se caractérisent par des énergies visibles plus importantes et des moments manquants grands, supérieurs à 20 GeV/c. La figure 6.5 illustre pour un smuon de 95 GeV/c² et un neutralino de 5 GeV/c² les distributions de certaines variables qui, comme nous le verrons par la suite, nous permettront de discriminer le signal des processus issus du Modèle Standard.

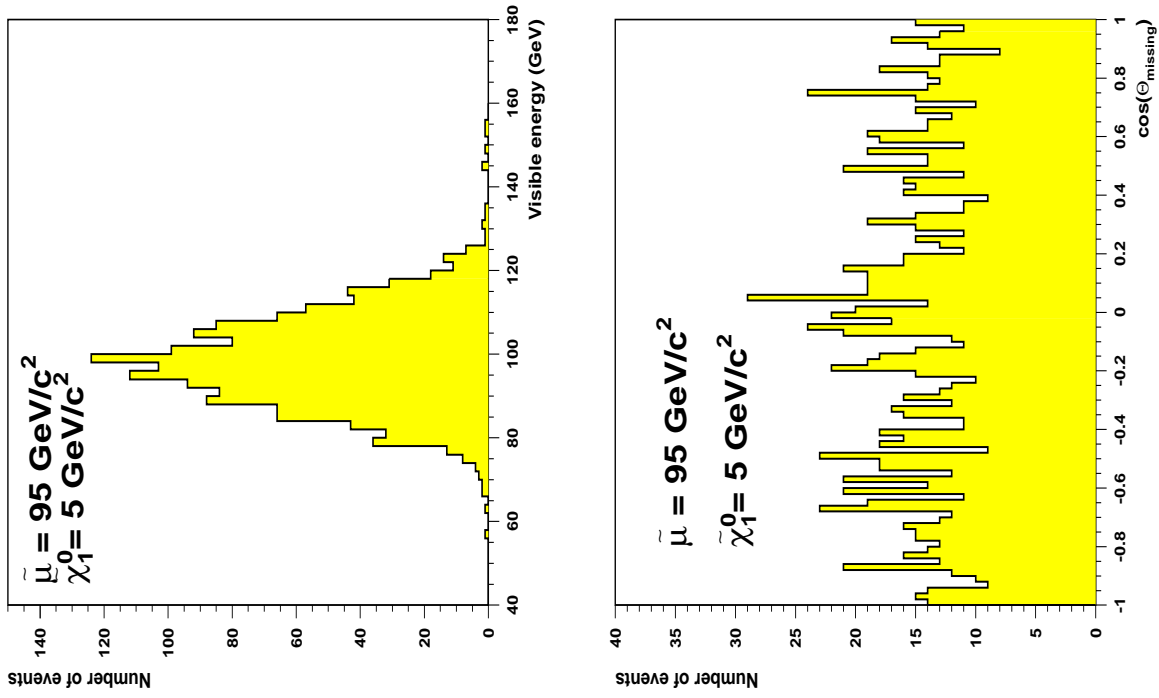


FIG. 6.4 – Distribution des variables caractéristiques du signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$ pour une énergie de 196 GeV dans le centre de masse.

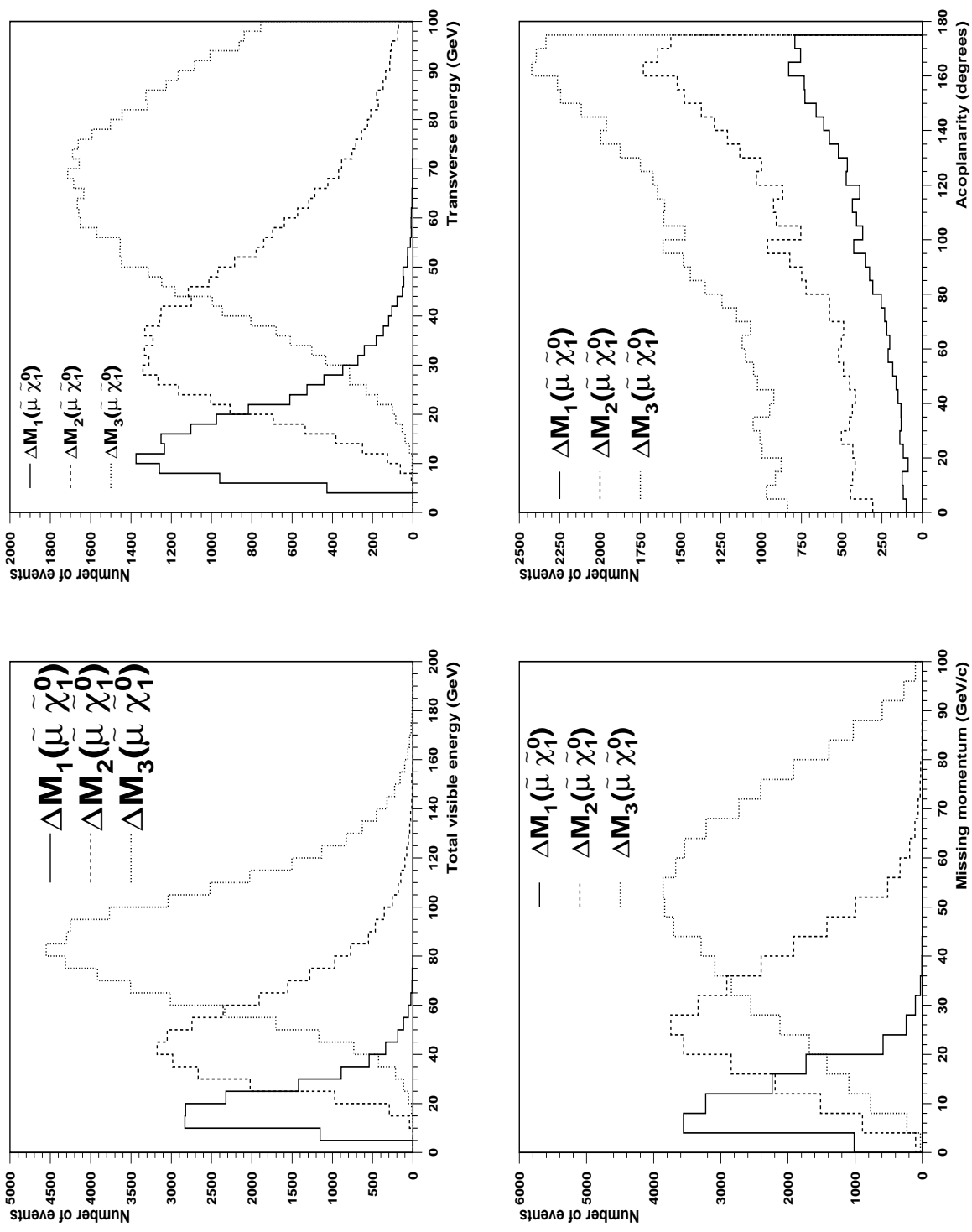


FIG. 6.5 – Distribution des variables caractéristiques du signal $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour une énergie de 196 GeV dans le centre de masse et pour les trois fenêtres de masse ΔM .

6.3 Les processus issus du Modèle Standard

Les signaux que nous recherchons (sélectrons et smuons) se caractérisent essentiellement par la présence dans l'état final de deux leptons de charge opposée. Les processus issus du Modèle Standard présentant la même signature que les deux signaux sont nombreux. Avec la phase LEP 200, de nouveaux processus jusque-là inaccessibles cinématiquement s'ouvrent. C'est notamment le cas des processus à quatre fermions, tels que la production de W^+W^- et Z^0Z^0 . La figure 6.6 montre l'évolution de la section efficace de Born associée à ces processus en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

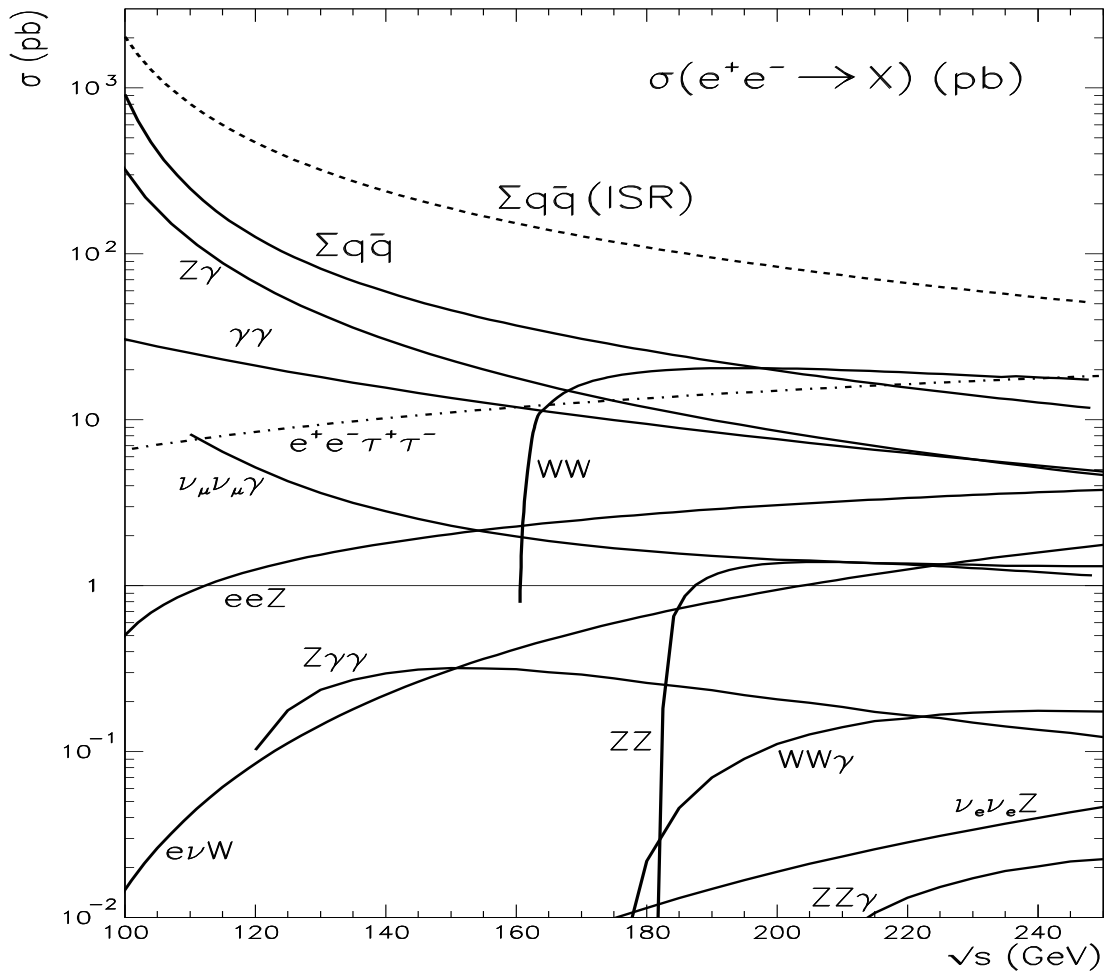


FIG. 6.6 – Sections efficaces de Born des différents processus issus du Modèle Standard en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les courbes sont anotées avec l'état final produit. Pour les processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-Z, e\nu_e W, \nu_e\bar{\nu}_e Z$ seule la contribution dûe au canal t est représentée [2].

6.3.1 Processus de bruit de fond

6.3.1.a Processus à deux fermions

Les processus à deux fermions [2] qui constitueront l'un des bruits de fond de la recherche de sleptons, sont les suivants.

- Les processus de production de leptons tau ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$). Dans 35 % des cas, chacun des deux leptons tau se désintègre en un électron ou un muon et les quatre neutrinos emportent une fraction non négligeable de l'énergie. Bien que l'on soit loin du pic du Z^0 , la section efficace de production de deux fermions augmente à cause du rayonnement de photon dans l'état initial (I.S.R.). La principale contribution pour ce processus est l'échange d'un photon, l'échange d'un boson Z^0 est fortement réduite. Les lots d'événements que nous avons utilisés ont été produits avec le générateur KORALZ [3]. celui-ci utilise la librairie TAUOLA pour la désintégration des leptons τ et permet ainsi de tenir compte des effets d'hélicité du tau. Ce processus sera l'un des bruits de fond pour la recherche de sélectrons et pour la recherche de smuons.
- Il y a également le processus de production de paires d'électrons, également appelés processus Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$). Ce processus sera éliminé en imposant une coupure sur l'énergie électromagnétique. Ce processus a été simulé en utilisant les programmes BABAMC et BHWIDE [4].
- Enfin le processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ constituera également un fond important pour la recherche des smuons. Le générateur d'événements KORALZ [3] a été utilisé pour la production des événements.

Les caractéristiques de ces trois processus sont illustrées par les deux histogrammes du haut de la figure 6.8.

6.3.1.b Les processus W^+W^- et Z^0Z^0

La production de paires de bosons W^+W^- peut se faire soit par la voie s correspondant à l'échange d'un photon où d'un boson Z^0 , soit par la voie t associée à l'échange d'un neutrino ν_e . Les deux bosons W se désintègrent ensuite dans le détecteur en une paire lepton-neutrino avec un rapport de branchement d'environ 11% pour chaque génération. La section efficace de ce processus, pour les énergies de collision que nous considérons dans notre analyse, est d'environ 18 pb. Ce processus, si nous ne considérons pas les effets de spin, simule les scénarios pour lesquels le slepton est lourd et le neutralino très léger. Il sera par conséquent très difficile de discriminer le signal de ce processus en se basant uniquement sur des variables comme l'impulsion ou l'énergie des leptons finaux. Il est par conséquent nécessaire de considérer ici les distributions angulaires, caractéristiques de la nature scalaire ($\tilde{\ell}^\pm$) ou vectorielle (W^\pm) de la particule mère. L'autre contribution provient du processus de production de paires Z^0Z^0 qui, avec une section efficace assez faible ($\sigma_{ZZ} \sim 1,7$ pb), reste négligeable comparée au processus de production de paires W^+W^- . Les lots correspondant aux "processus quatre fermions" ont été générés en utilisant PYTHIA [5] aux énergies de 184 et 189 GeV et EXCALIBUR [6]. Les caractéristiques de ces deux processus sont illustrées par les deux histogrammes du milieu de la figure 6.8.

6.3.1.c Les processus de production $\gamma\gamma$

Les faisceaux d'électrons et de positons de grande énergie peuvent radier des photons de faible moment transverse (P_{\perp}) par rapport à l'axe du faisceau. L'interaction de ces deux photons, selon le diagramme de Feynman de la figure 6.7, va créer une paire de leptons qui vont constituer un autre fond très important.

Le moment de transfert associé au vertex $e\gamma e$ est donné par:

$$\begin{aligned} -Q_i^2 &= q_i^2 = (p_i - p'_i)^2 \simeq 2m_e^2 - 2E_i E'_i (1 - \cos \theta_i) \\ &\simeq -2\sqrt{s} E'_i \sin^2(\theta_i/2) \end{aligned}$$

où nous avons remplacé E_i par $\sqrt{s}/2$. La masse invariante du système dileptons $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+ \ell^-$ s'exprime comme:

$$W^2 = (q_1 + q_2)^2 = 4E_1^{\gamma} 4E_2^{\gamma} - 2E_1' E_2' (1 - \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi)$$

où ϕ est l'angle entre les plans des deux systèmes $e\gamma$. Puisque les photons sont émis aux petits angles par rapport à l'axe du faisceau avec une probabilité proportionnelle à $1/E_{\gamma}$ [7], les électrons et les positons seront faiblement déviés de leur direction initiale ($\theta_i \sim 0$) et les leptons seront caractérisés par une masse invariante $W^2 \sim 4E_1^{\gamma} E_2^{\gamma}$ très petite, un moment transverse petit et une acoplanarité voisine de 180° (environ 70% des événements $\gamma\gamma$ ont une acoplanarité supérieure à 170°). L'électron et le positon des faisceaux sont quant à eux perdus dans le tube du faisceau, par conséquent l'énergie visible est également très petite. Ces caractéristiques sont illustrées dans le cas des muons par les deux histogrammes du bas de la figure 6.8 pour une énergie de 189 GeV dans le centre de masse. La coupure la plus importante contre ce fond se fera sur le moment transverse où l'énergie transverse. Des coupures portant sur l'acoplanarité permettront également de réduire fortement sa contribution.

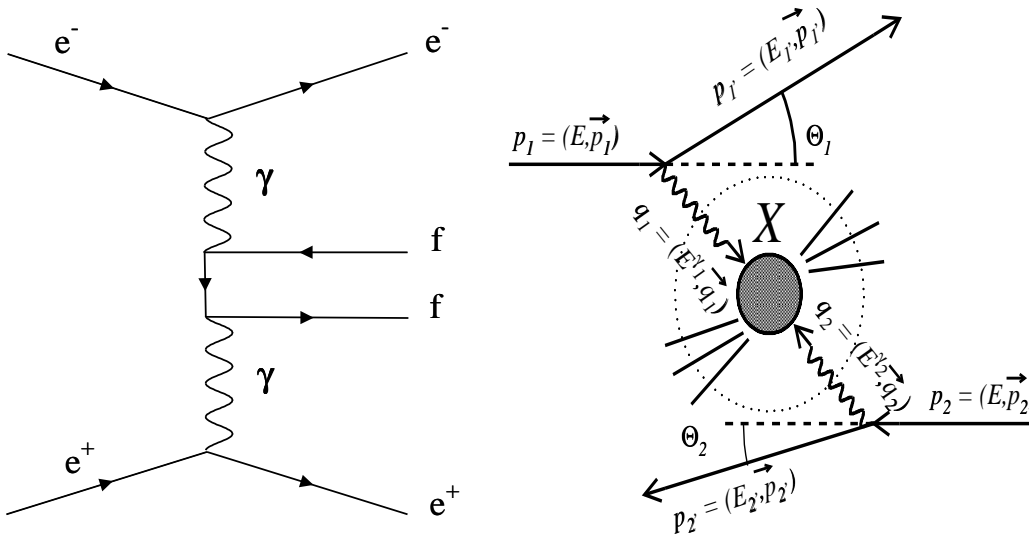


FIG. 6.7 – Diagramme de Feynman associé au processus de fond dominant: le processus deux photons $\gamma\gamma$.

Pour générer les événements correspondant à ce fond, nous avons utilisé le programme BDKRC [8]. Dans les deux versions de ce programme, des sélections portant sur les angles des leptons finaux, leur impulsion minimale et l'énergie transverse, sont appliquées au niveau de la génération des

événements. Toutefois la deuxième version, appelée *version biaisée*, impose des critères de sélection des événements $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ beaucoup plus sévères que dans la première, version appelée *non biaisée*. Avec ces coupures additionnelles par rapport à la version *non biaisée*, la section efficace visible passe de 1,9 nbarns à environ 500 pb. En réduisant ainsi la section efficace de ce bruit de fond, on réduit le nombre d'événements nécessaires pour avoir une statistique suffisante aux grandes luminosités. Ces coupures sont: une énergie transverse minimale de 4 GeV, une impulsion minimale de 100 MeV pour les traces associées aux particules chargées et un angle polaire supérieur à 10° . Des coupures sont également imposées aux photons émis dans l'état initial. Les photons sont acceptés s'ils ont une énergie de 500 MeV et un angle polaire supérieur à $1,7^\circ$.

Le processus $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ nous gênera dans notre recherche de sleptons surtout pour les scénarios pour lesquels nous supposerons une faible différence de masse entre le slepton et le neutralino. Dans ce cas l'énergie emportée par les deux photons sera faible et le moment transverse ainsi que l'énergie transverse du signal seront petits. Dans ce cas nous nous aiderons du fait que l'acoplanarité est un paramètre majeur pour rejeter le fond $\gamma\gamma$.

6.3.1.d Les autres processus de fond

Les autres processus présentant les mêmes caractéristiques que le signal sont essentiellement des processus quatre fermions autre que WW ou ZZ . Parmi eux notons les processus $Z\gamma$ et $W\nu_e$. Les diagrammes de Feynman associés aux processus quatre fermions sont représentés sur la figure 6.3.2.

6.3.2 Sections efficaces

Dans le tableau 6.1, nous portons les sections efficaces des différents processus pour les différentes énergies de collision que nous avons considérées dans notre analyse. Le nombre d'événements correspondant n est donné par $n = \sigma\mathcal{L}$. Avec une section efficace très importante, les processus Bhabha et les processus deux photons nécessitent une statistique très importante. C'est pour cette raison que la génération et la simulation des événements Bhabha n'a été faite qu'aux énergies de 189, 196 et 202 GeV. Des lots d'événements deux photons n'ont cependant été produits que pour une énergie de 184 GeV.

Energie de collision (GeV)	184	189	192	196	200	202	
Luminosité (pb ⁻¹)	53,5	157,8	25,9	76,9	84,2	41,1	
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$		1195		1123	1081		\tilde{e}
$Z^0\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	8,7	8,2	7,85	7,55	7,19	7,02	$\tilde{e}\tilde{\mu}$
$Z^0\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	8,8	8,3		7,63	7,3	7,12	$\tilde{\mu}$
W^+W^-	15,4	16,5	18,13	18,58	18,72	18,79	$\tilde{e}\tilde{\mu}$
Z^0Z^0	1,3	1,5	1,67	1,76	1,81	1,83	$\tilde{e}\tilde{\mu}$
$Z^0e^+e^-$	6,8	8,2		33,2	29,8		$\tilde{e}\tilde{\mu}$
$W\nu_e$	0,6	0,56					\tilde{e}
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	0,4	0,4		0,36	0,35	0,34	$\tilde{\mu}$
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	0,08	0,08		0,07	0,07	0,07	$\tilde{e}\tilde{\mu}$
$\gamma\gamma e^+e^-$	668,0			657,5	659,2		\tilde{e}
$\gamma\gamma\mu^+\mu^-$	527,8	500,0		523	514		$\tilde{\mu}$
$\gamma\gamma\tau^+\tau^-$	436,3			441	444		$\tilde{e}\tilde{\mu}$

TAB. 6.1 – Section efficace (en pb) des différents processus de bruit de fond. La dernière colonne indique le signal qu'ils contaminent. Les colonnes vides signifient que le processus n'a pas été simulé à l'énergie correspondante.

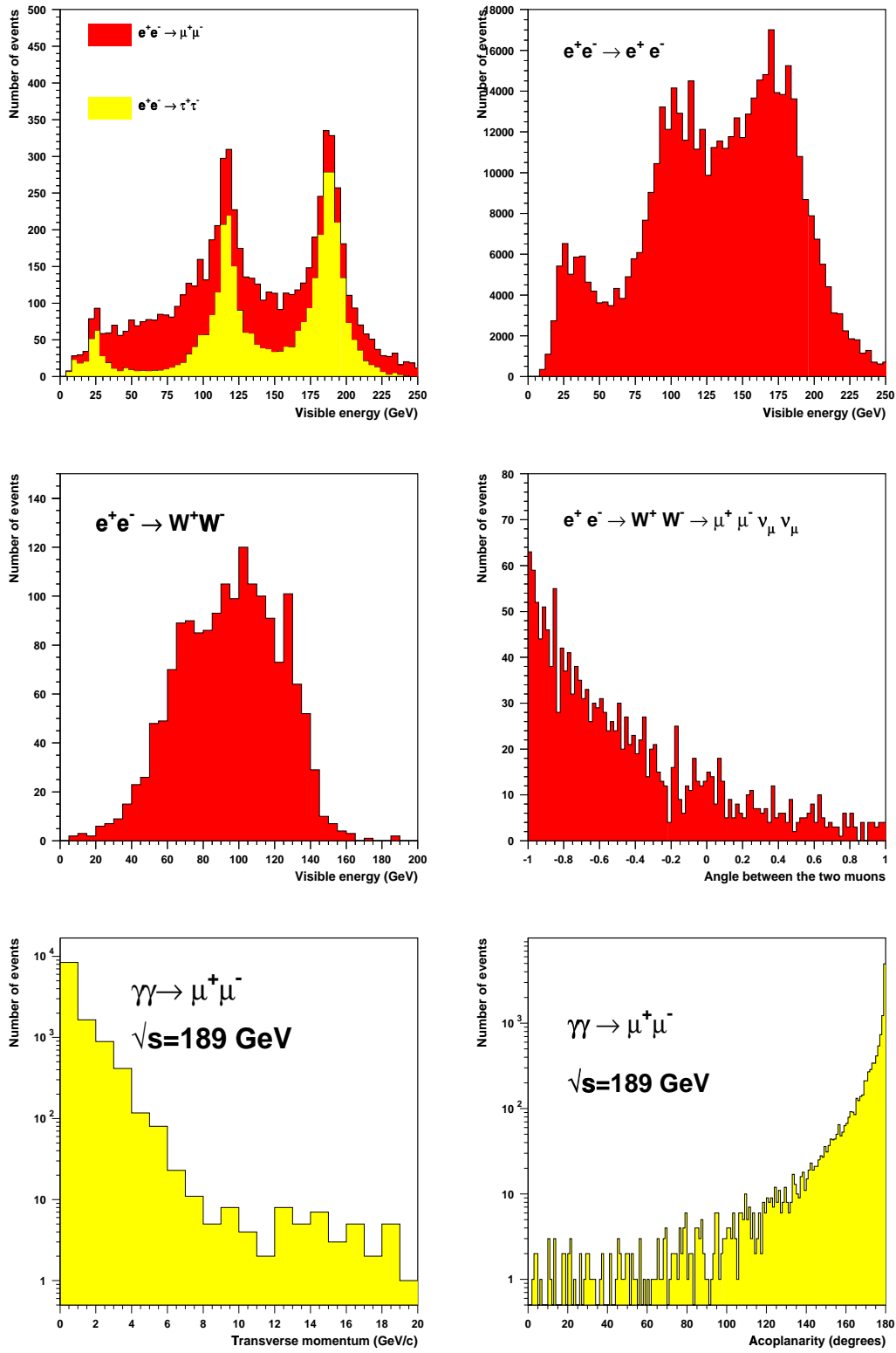


FIG. 6.8 – Distribution des variables caractérisant certains des principaux bruits de fond intervenant dans la recherche de sleptons.

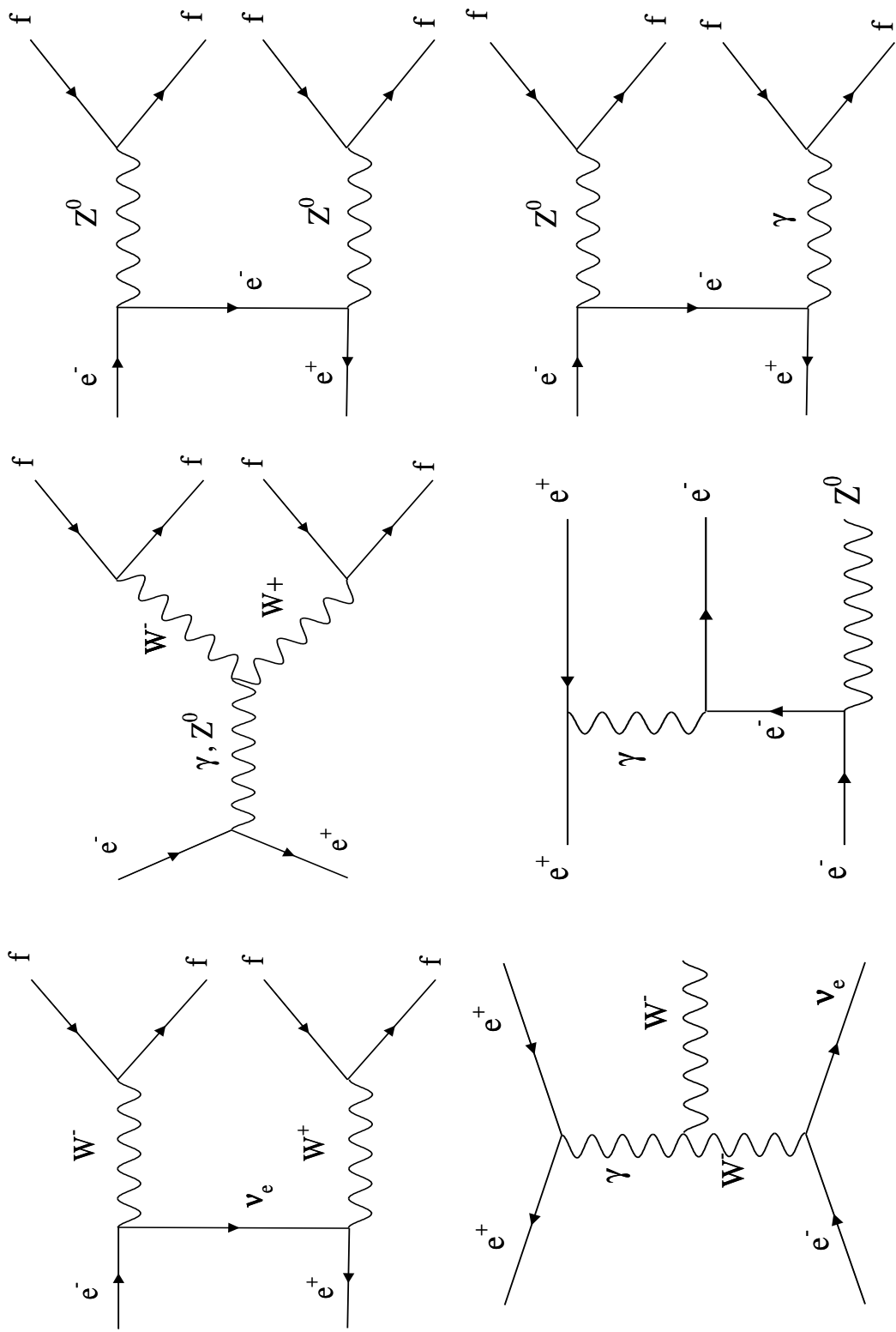


FIG. 6.9 – Diagrammes de Feynman associés aux principaux processus quatre fermions du Modèle Standard constituant un bruit de fond pour la recherche de sleptons.

6.4 La sélection des traces

Le programme d'analyse que nous avons développé pour la recherche de sleptons fait appel au programme officiel de sélection des traces de DELPHI, SKELANA [9]. La sélection de trace impose un certain nombre de coupures pour permettre une bonne description des données par le Monte Carlo et d'éviter l'utilisation de fausses traces. Les critères pour la définition d'une trace fixés dans la note DELPHI [10] sont rappelés ici.

- Le premier critère porte sur le paramètre d'impact IP. On impose que celui-ci soit inférieur à 4 cm dans le plan (R, ϕ) et inférieur à $4 \sin \theta$ cm en z . Ces deux coupures ont pour objectif de conserver les traces associées au vertex primaire et de rejeter les traces mal reconstruites ainsi que les particules cosmiques.
- Comme la reconstruction des traces provenant des aux particules peu énergétiques est rendue difficile par le petit rayon de courbure qui leur est associé, on impose que les impulsions associées aux traces reconstruites soient supérieures à 400 MeV. De plus on rejette systématiquement les traces pour lesquelles l'erreur sur l'impulsion, ΔP , est supérieure à l'impulsion de la particule. Ceci permet de rejeter les traces avec un moment anormalement grand.
- Les derniers critères de sélection portent sur les énergies minimales des *clusters* déposées dans les calorimètres. Pour les calorimètres électromagnétiques HPC, FEMC et STIC, on rejette les agrégats ou *clusters* dont l'énergie déposée est inférieure à 500 MeV. Pour les calorimètres hadroniques, le seuil est porté à 750 MeV.

6.5 Présélection des muons

Nous avons sélectionné les candidats smuons en exigeant que deux particules soient associées à deux traces bien reconstruites de charges opposées que les deux particules soient des muons avec un critère d'identification au moins *Loose*. Nous rejetons systématiquement les événements pour lesquels au moins une des deux particules est identifiée *Very Loose*. Nous rejetons les particules dont l'impulsion est inférieure à 1 GeV/c. Nous n'acceptons que les événements pour lesquels la masse invariante du système dimuons est supérieure à 4 GeV/c². Nous imposons ensuite une coupure sur l'acoplanarité à 175° et nous rejetons les événements pour lesquels l'angle polaire des traces est inférieur à 15 ° ou supérieur à 165°. Nous rejetons ensuite les événements pour lesquels l'angle entre les deux muons $\theta_{\mu^+\mu^-}$ est supérieur à 175 °. Nous demandons que l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (STIC) soit inférieure à 2 GeV. Puisque les lots de $\gamma\gamma$ sont *biaisés*, nous imposons une coupure sur l'énergie transverse à 4 GeV. Ces différentes coupures sont résumées dans le tableau 6.5.

Après ces coupures, un bon accord en nombre d'événements a été obtenu (tableau 6.3). Cet accord se traduit également dans les distributions des différentes variables (figures 6.10, 6.11 et 6.12). Les différentes distributions pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV montrent une bonne reproduction des données par les processus du Modèle Standard. La figure 6.16 montre un candidat smuon sélectionné par notre analyse.

Sélection de trace	
Paramètre d'impact dans le plan (r, ϕ)	$IP_{R\phi} \leq 4 \text{ cm}$
Paramètre d'impact en z	$IP_z \leq 4 \text{ cm} \times \sin \theta$
Impulsion minimale	$P \geq 400 \text{ MeV}/c$
Incertitude sur l'impulsion	$\Delta P/P \leq 1$
Energies électromagnétiques	$E_{HPC}, E_{FEMC}, E_{STIC} \geq 500 \text{ MeV}$
Energies hadroniques	$E_{HAC} \geq 750 \text{ MeV}$
Présélection	
Nombre de particules chargées	$= 2$
Produit des deux charges	$= -1$
Nombre de muons	$= 2$
Critère d'identification des muons	au moins <i>Loose</i>
Nombre de photons	≤ 3
Impulsion du lepton	$> 1 \text{ GeV}/c$
Impulsion transverse du lepton	$> 1 \text{ GeV}/c$
Energie dans le STIC	$\leq 2 \text{ GeV}$
Energie transverse	$> 4 \text{ GeV}$
Angle entre les deux leptons	$\theta_{\ell^+\ell^-} \leq 175^\circ$
Angle polaire du lepton	$\theta_\ell \in [15^\circ, 165^\circ]$
Acoplanarité	$\theta_{acop} \leq 175^\circ$

TAB. 6.2 – Sélection de trace et critères de sélection des candidats smuons pour les différentes énergies de collision.

Energie (GeV)	184	189	192	196	200	202
Luminosité (pb^{-1})	53,5	157,8	25,9	76,9	84,2	41,1
$Z^0/\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	1,05	3,43	0,33	1,11	1,23	0,59
$Z^0/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	4,81	9,81	0,92	2,75	4,14	1,42
W^+W^-	9,37	25,61	5,29	14,46	15,59	7,66
Z^0Z^0	0,53	2,46	*	*	*	*
$Z^0e^+e^-$	0,28	0,15	0,06	0,16	0,18	0,09
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	0,0	0,05	0,0	0,0	0,01	0,0
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	0,0	0,0	0,0	0,06	0,05	0,03
$\gamma\gamma\mu^+\mu^-$	876,6	2389,9	446,7	1327,2	1524,9	744,4
$\gamma\gamma\tau^+\tau^-$	7,63	21,8	3,89	11,58	14,61	10,58
Somme des processus	904,5	2458,3	457,9	1359,6	1563,3	765,9
Données sélectionnées	904	2481	454	1342	1415	712

TAB. 6.3 – Accord entre les données et les processus issus du Modèle Standard pour les différentes énergies. Le symbole * signifie que le générateur EXCALIBUR a été utilisé et que les événements WW contiennent des événements ZZ .

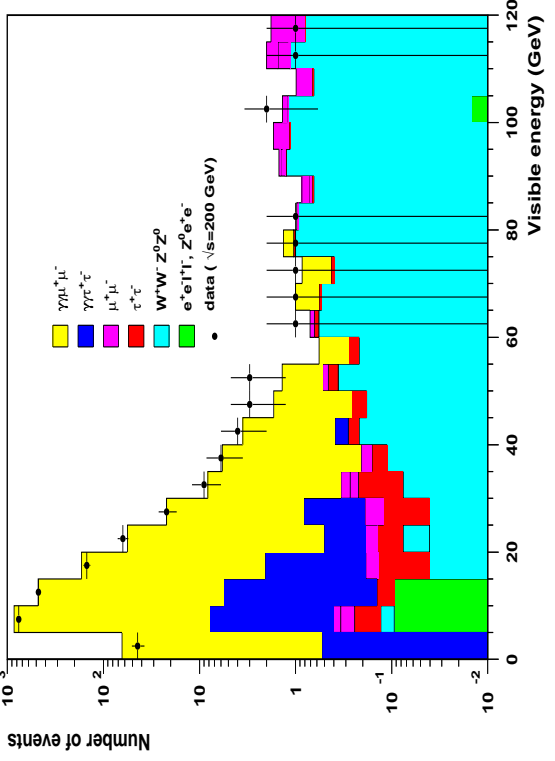
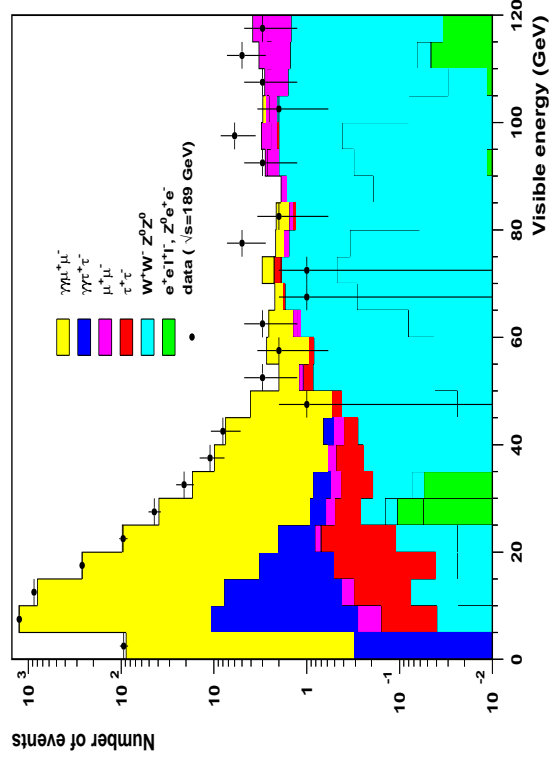
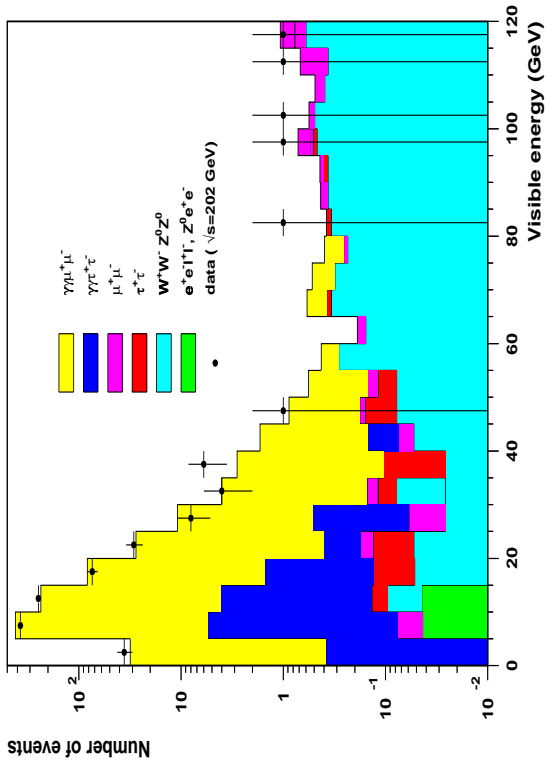
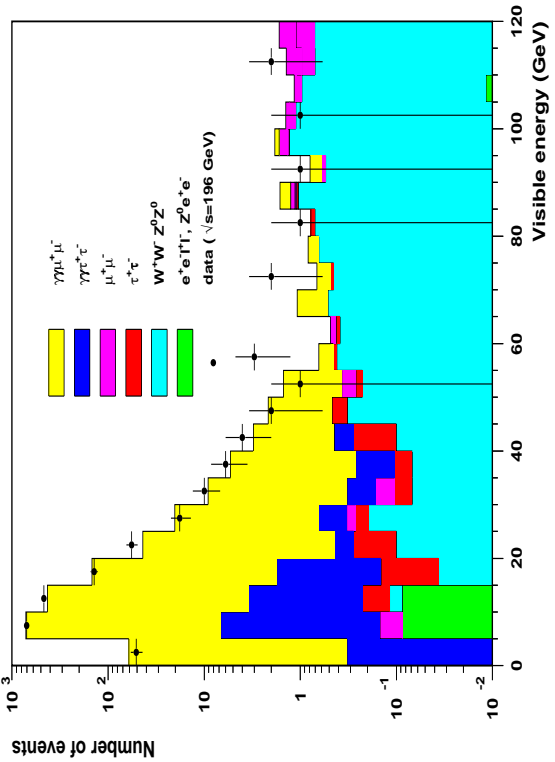


FIG. 6.10 – Comparaison de l'énergie visible entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats à la présélection du canal smuon pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.

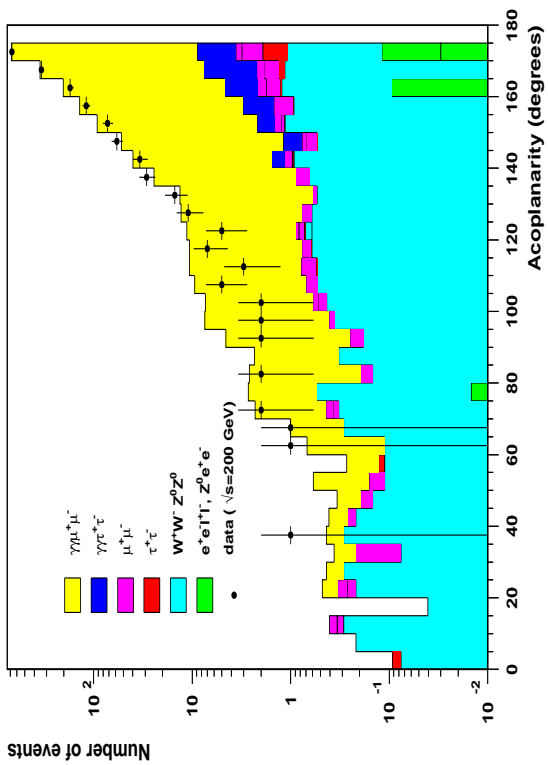
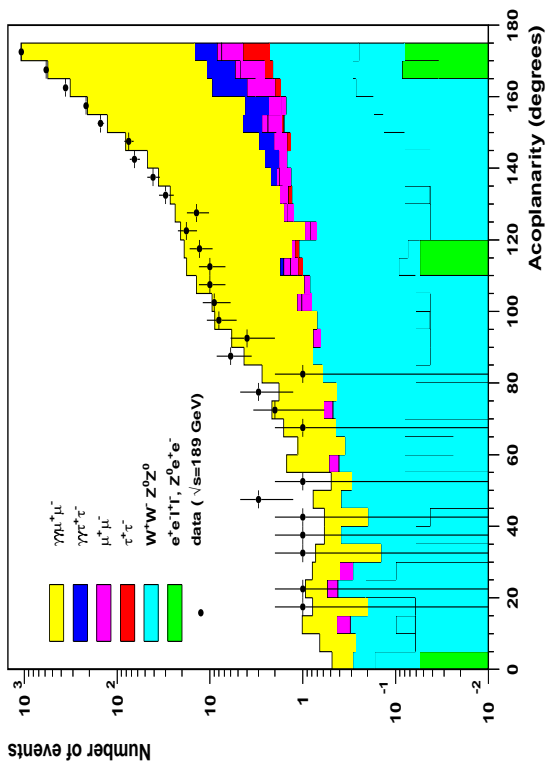
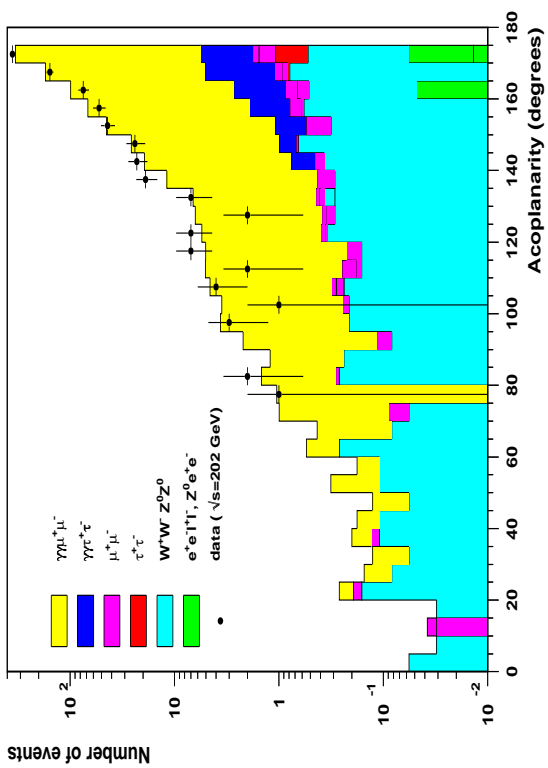
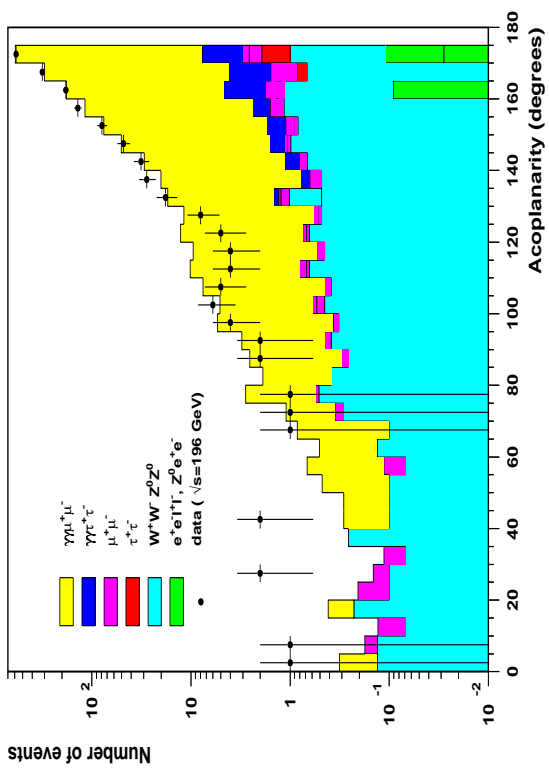


FIG. 6.11 – Comparaison de l'acoplanarité entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats à la présélection du canal $\mu\mu$ pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.

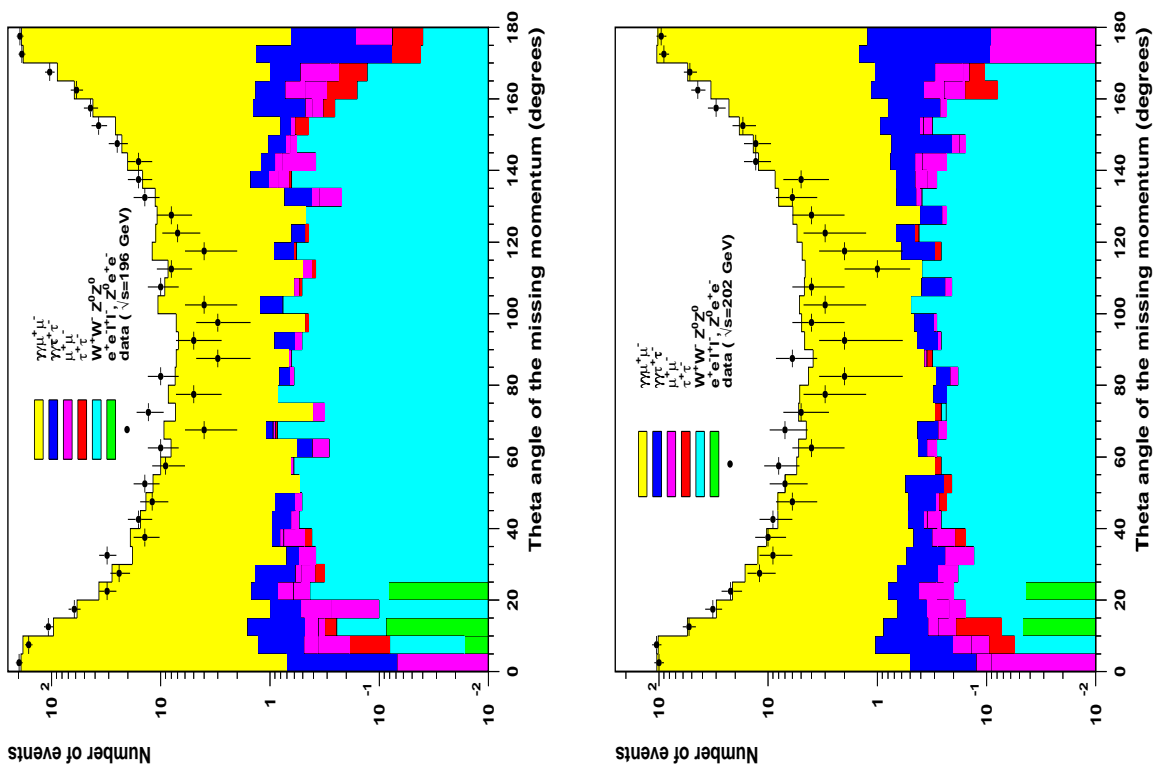


FIG. 6.12 – Comparison de l'angle polaire du muon entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats à la présélection du canal $\mu\mu$ pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.

6.6 Présélection des électrons

Nous avons sélectionné les candidats sélectrons en demandant deux traces correspondant à des particules de charges opposées et ayant une impulsion supérieure à 1 GeV/c. A partir de nos lots de signaux simulés, nous avons estimé la probabilité d'identifier un électron au moins *loose* à 60 % dans DELPHI. En vue d'obtenir des efficacités grandes sur le signal associé aux sélectrons, nous avons relâché nos critères d'identification en demandant que l'une des deux particules soit effectivement un électron identifié au moins comme *loose* et que l'autre particule chargée ne soit pas identifiée comme un muon. Ceci nous permet d'obtenir des efficacités finales de l'ordre de 60 %.

Nous imposons ensuite une coupure sur le moment transverse total P_{\perp} défini comme:

$$P_{\perp}^2 = \left(\sum_i P_{ix} \right)^2 + \left(\sum_i P_{iy} \right)^2$$

(i correspond à l'indice de la particule) à 2 GeV/c. Nous avons également appliqué un certain nombre de contraintes supplémentaires sur l'énergie visible, c'est à dire l'énergie déposée dans le détecteur, en demandant que celle-ci soit inférieure à 120 GeV afin de réduire le nombre d'événements Bhabha. Afin de rejeter les événements Bhabha sur l'avant, nous avons imposé une limite supérieure de 45 GeV sur l'énergie déposée dans le STIC et que l'énergie déposée dans un cône de 30° autour de l'axe du faisceau soit inférieure à 30 % de l'énergie visible. Puisque les échantillons $\gamma\gamma$ que nous avons utilisés sont des lots *biaisés*, nous appliquons une coupure à 4 GeV sur l'énergie transverse définie précédemment. Pour réduire encore les fonds $\gamma\gamma$ et Bhabha, nous avons exigé que l'ouverture angulaire entre les deux particules chargées $\theta_{\ell+\ell^-}$ soit inférieure à 175° . Nous avons ensuite appliqué une coupure sur l'acoplanarité en n'acceptant que les événements pour lesquels elle est inférieure à 175° . Ces deux coupures nous permettent de réduire fortement le fond $\gamma\gamma$. Nous avons imposé que les traces associées aux particules ainsi que le moment manquant pointent dans la région angulaire $\theta \in [15^\circ, 165^\circ]$. Enfin, nous avons conservé les événements avec au plus trois dépôts neutres dans le calorimètre électromagnétique associés à des photons isolés. Toutes ces coupures sont résumées dans le tableau 6.4.

En appliquant ces différents critères de sélection, nous arrivons à un bon accord aussi bien en nombre d'événements que pour les différentes distributions correspondant aux différentes énergies considérées. Les accords en nombre d'événements sont reportés dans le tableau 6.5. On remarquera tout d'abord le nombre important d'événements WW obtenus pour une énergie de 184 GeV comparée au nombre d'événements obtenus aux autres énergies. Enfin comme nous l'avons indiqué précédemment, le fond principal est le fond $\gamma\gamma$, qui représente en moyenne 88 % des processus attendus. L'excès apparent de données pour 189 GeV également visible dans les distributions en énergie visible et en impulsion du lepton est probablement dû à une sous estimation de la section efficace visible du processus deux photons à cette énergie. Celle ci dépend en effet fortement des coupures imposées à la génération des événements. L'accord est également obtenu pour les distributions. Nous l'illustrons par quelques exemples pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV (figures 6.6, 6.6 et 6.6). Nous remarquons que pour 189 GeV, l'excès d'événements dans les données est essentiellement associé aux électrons de faible impulsion (figure 6.6). Il serait possible d'éliminer cet excès en rendant la contrainte sur l'impulsion du deuxième électron plus forte. Toutefois, ceci se traduirait par une dégradation des efficacités finales sur le signal.

Sélection de trace	
Paramètre d'impact dans le plan (r, ϕ)	$IP_{R\phi} \leq 4 \text{ cm}$
Paramètre d'impact en z	$IP_z \leq 4 \text{ cm} \times \sin \theta$
Impulsion minimale	$P \geq 400 \text{ MeV/c}$
Incertitude sur l'impulsion	$\Delta P/P \leq 1$
Energies électromagnétiques	$E_{HPC}, E_{FEMC}, E_{STIC} \geq 500 \text{ MeV}$
Energies hadroniques	$E_{HAC} \geq 750 \text{ MeV}$
Présélection	
Nombre de particules chargées	$= 2$
Produit des deux charges	$= -1$
Nombre d'électrons	≥ 1
Nombre de muons	$= 0$
Critère d'identification des électrons	au moins <i>Loose</i>
Nombre de photons	≤ 3
Impulsion du lepton	$> 1 \text{ GeV/c}$
Impulsion transverse	$P_{\perp} \geq 2 \text{ GeV/c}$
Energie visible	$\leq 120 \text{ GeV}$
Energie dans le STIC	$\leq 45 \text{ GeV}$
Energie transverse	$> 4 \text{ GeV}$
Energie sur l'avant / énergie visible	$\leq 30\%$
Angle du moment manquant	$\theta_{miss} \in [15^{\circ}, 165^{\circ}]$
Angle entre les deux leptons	$\theta_{\ell+\ell-} \leq 175^{\circ}$
Angle polaire du lepton	$\theta_{\ell} \in [15^{\circ}, 165^{\circ}]$
Acoplanarité	$\theta_{acop} \leq 175^{\circ}$

TAB. 6.4 – Critère de sélection des candidats sélectrons pour les différentes énergies.

Energie (GeV)	184	189	192	196	200	202
Luminosité (1/pb)	53,5	157,8	25,9	76,9	84,2	41,1
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	7,26	21,48	1,11	3,32	3,64	1,78
$Z^0\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	1,79	2,96	0,54	1,32	1,46	0,47
W^+W^-	22,19	21,58	4,41	12,39	12,25	5,76
Z^0Z^0	0,34	1,52	*	*	*	*
$Z^0e^+e^-$	0,28	2,81	0,0	1,06	1,07	0,56
$We\nu_e$	0,25	0,52	0,0	0,0	0,0	0,0
$e^+e^-e^+e^-$	0,0	0,10	0,01	0,02	0,01	0,0
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	0,04	0,05	0,01	0,03	0,09	0,04
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	0,0	0,01	0,0	0,0	0,01	0,0
$\gamma\gamma e^+e^-$	330,3	966,1	144,2	428,5	419,9	212,9
$\gamma\gamma\tau^+\tau^-$	16,07	47,81	6,98	20,74	20,32	10,28
Somme des processus	378,6	1064,9	157,3	467,4	458,5	231,8
Données sélectionnées	452	1189	160	441	473	259

TAB. 6.5 – Accord entre les données et les processus issus du Modèle Standard pour les différentes énergies. Le symbole * signifie que le générateur EXCALIBUR a été utilisé et que les événements WW contiennent des événements ZZ .

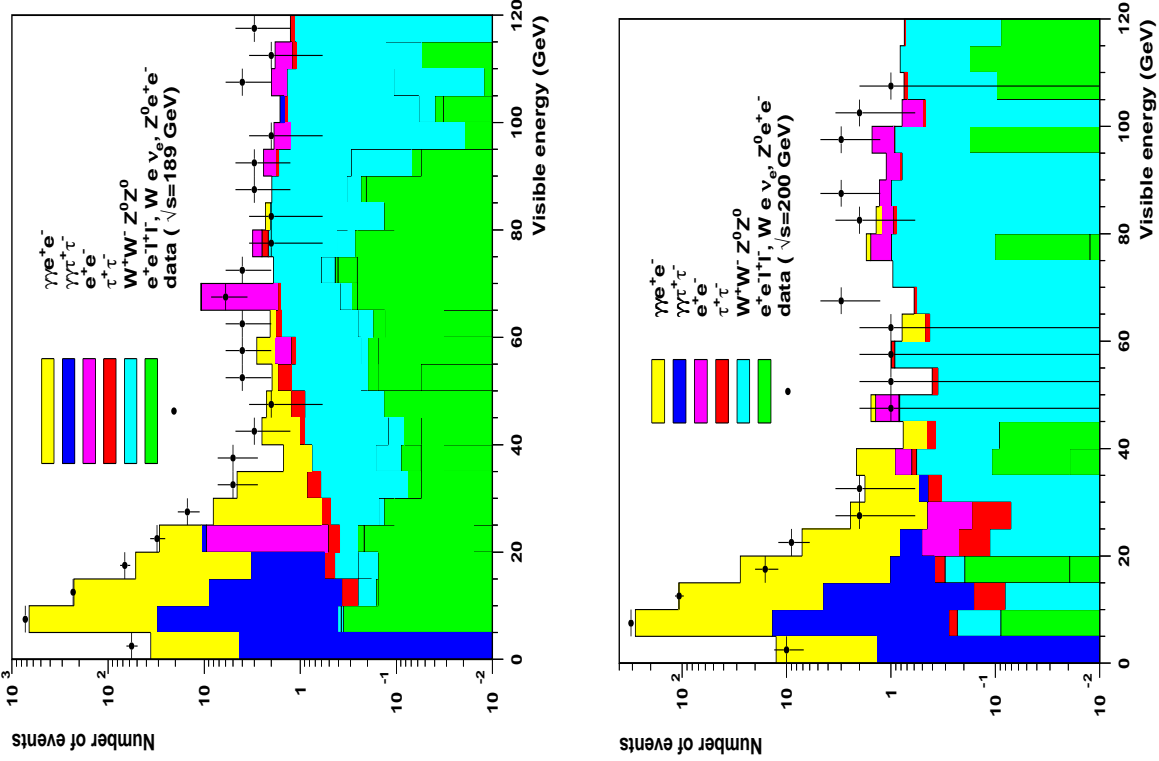
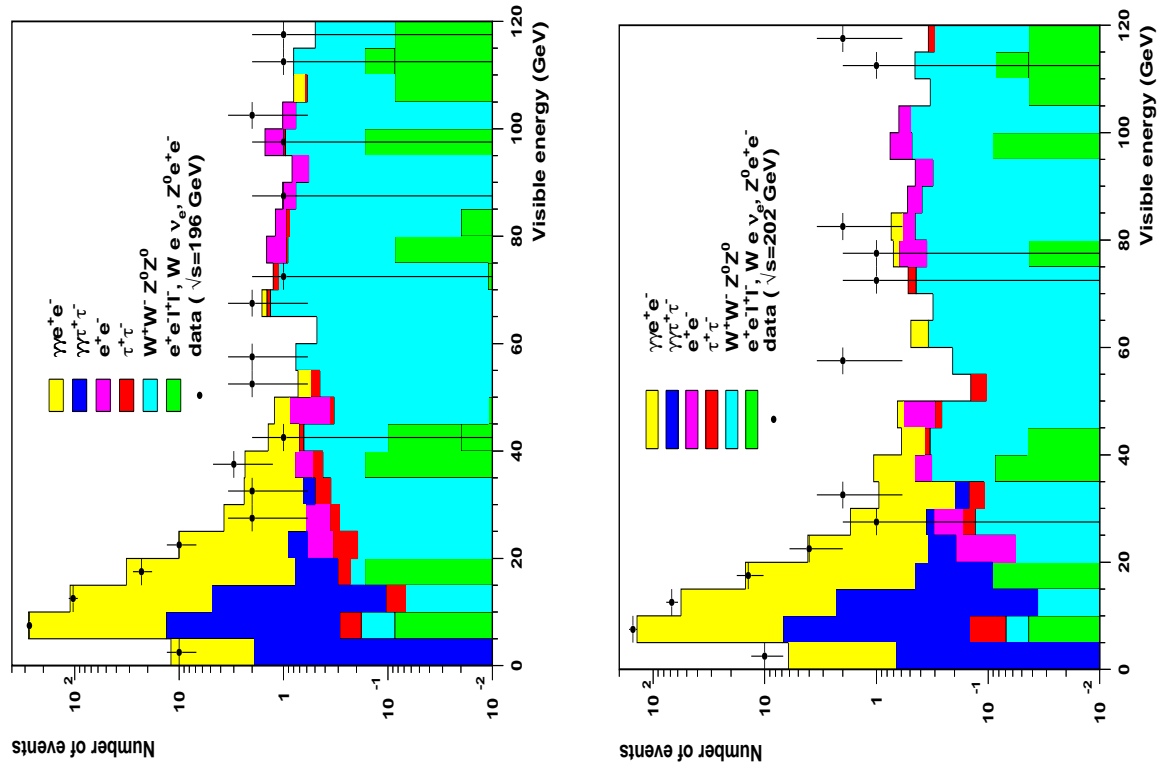


FIG. 6.13 – Comparaison de l'énergie visible entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats sélectrons à la présélection pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.

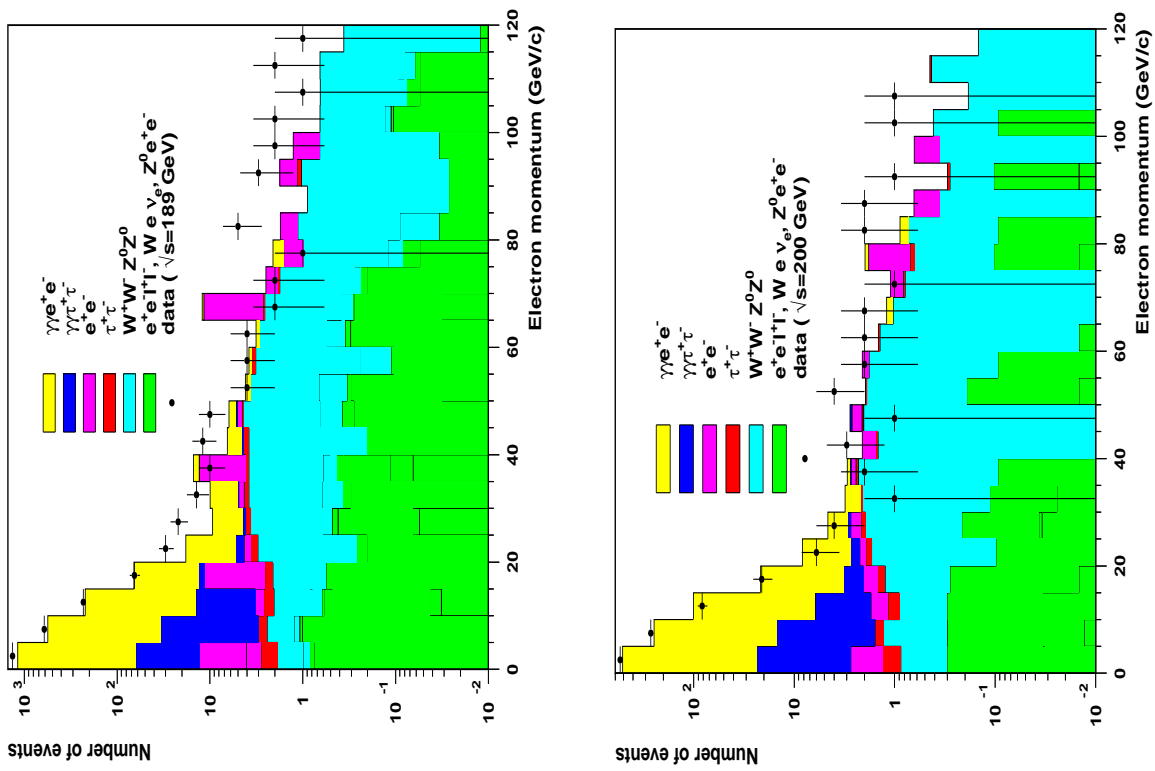
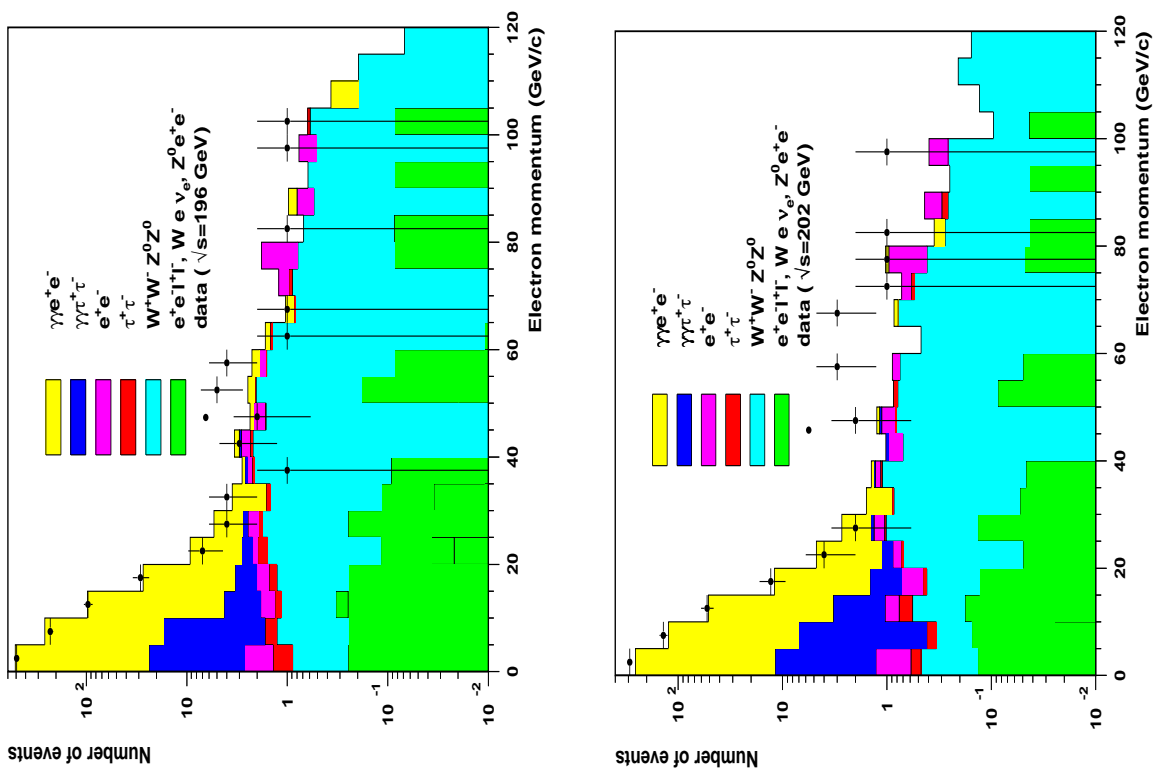


FIG. 6.14 – Comparaison de la distribution du moment de l'électron entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats sélectrons à la présélection pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.

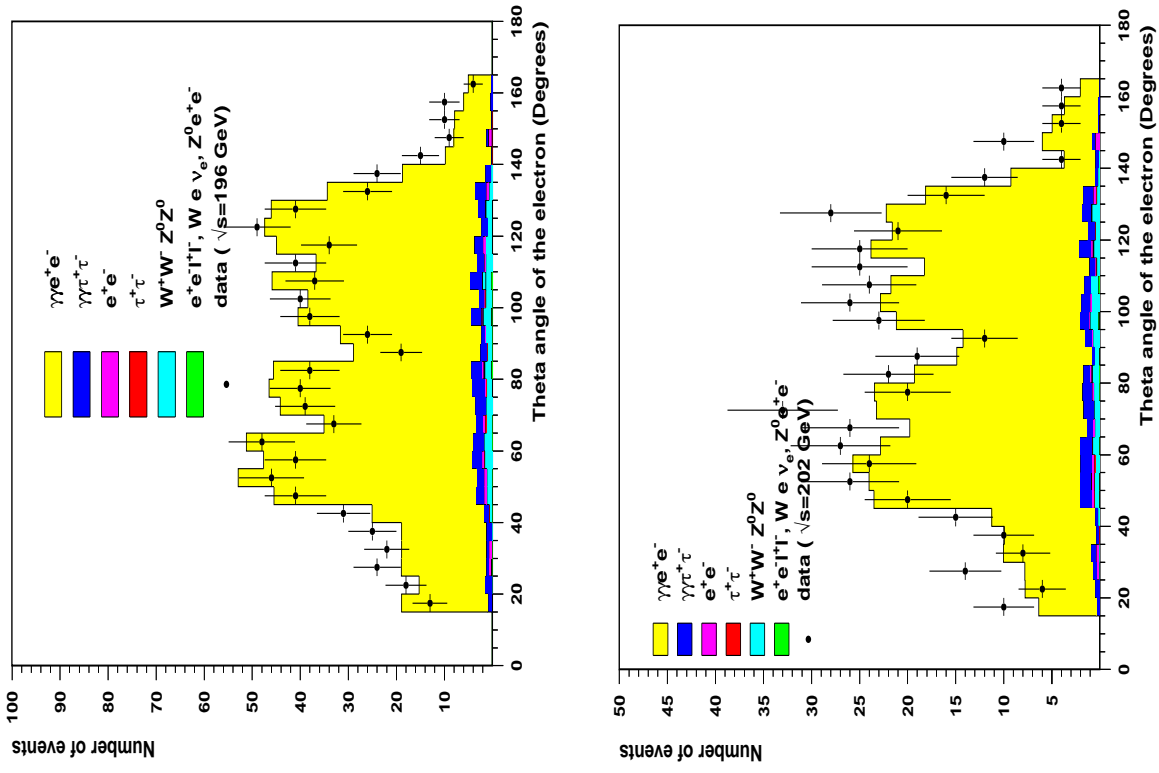
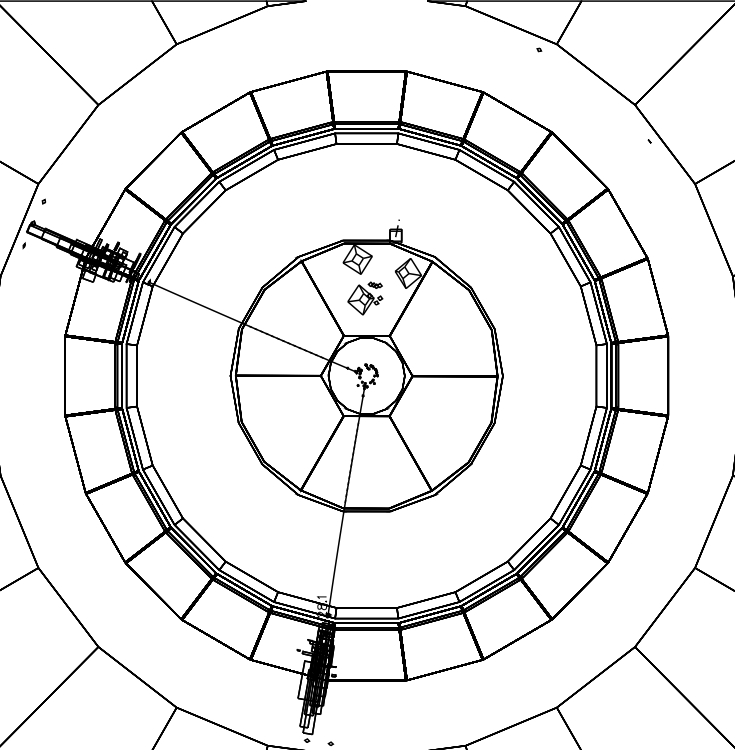


FIG. 6.15 – Comparaison de la distribution de l'angle polaire associé à l'électron entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats sélections à la présélection pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.

DELPHI Run: 103999 Evt: 15955
 Beam: 98.1 GeV Proc: 14-Mar-2000
 DAS: 19-Jul-1999 Scan: 14-Mar-2000
 04:56:08 Tan-DST

TD	TE	TS	TK	TV	ST	PA
0	-84	0	4	0	0	0

Act (0 X 84 X 0 X 4 X 5 X 0 X 4)
 Deact (0 X 0 X 0 X 0 X 0 X 0 X 0)



DELPHI Run: 103796 Evt: 2775
 Beam: 98.1 GeV Proc: 14-Mar-2000
 DAS: 13-Jul-1999 Scan: 14-Mar-2000
 02:42:37 Tan-DST

TD	TE	TS	TK	TV	ST	PA
0	0	0	2	0	0	0

Act (0 X 0 X 0 X 2 X 0 X 0 X 2)
 Deact (0 X 0 X 0 X 0 X 0 X 0 X 0)

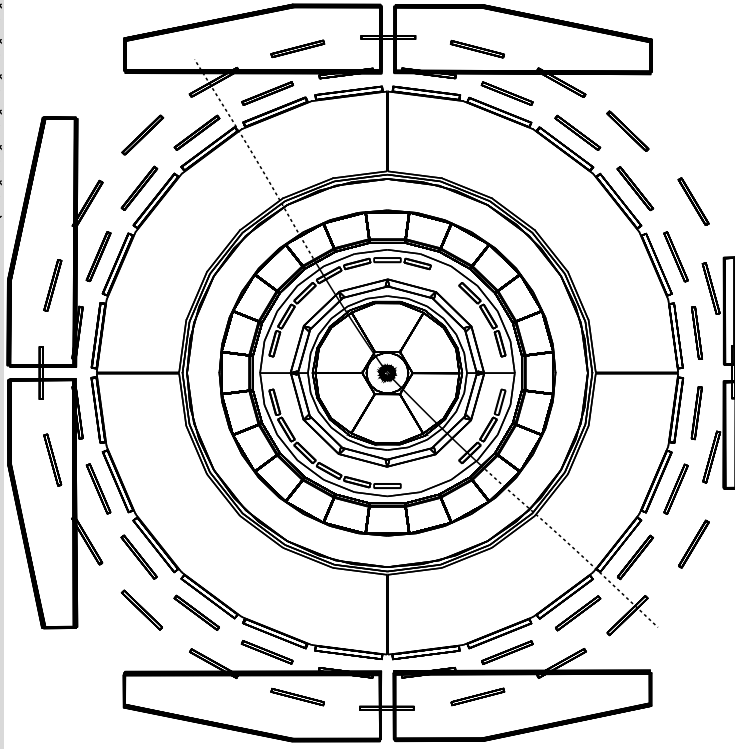


FIG. 6.16 – Un candidat sélectron (figure de gauche) et un candidat smuon (figure de droite) sélectionnés par notre analyse par réseau de neurones.

6.7 Recherche par réseau de neurones

Les énergies atteintes à LEP 200, permettent un nombre important de processus avec les mêmes topologies que le signal, ce qui rend difficile la discrimination de ce dernier des processus issus du modèle standard. Ceci incite par conséquent à faire une sélection plus fine en vue d'isoler le signal recherché des autres processus. Les méthodes d'analyse classiques qui se basent pour la plupart sur une série de coupures séquentielles s'avèrent vite insuffisantes dans le cas des hautes luminosités. Il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes de sélection plus complexes. Parmi ces méthodes, on trouve tout d'abord la méthode multivariable ou méthode discriminante de Fisher [12]. Celle-ci consiste à associer linéairement des variables entre elles pour en former une seule permettant de distinguer le signal des autres processus. Une autre approche se base sur un maximum de vraisemblance [13] qui consiste à construire une variable à partir des distributions de densité de probabilités de chaque variable. Une autre approche, que nous avons utilisée, est basée sur la technique des réseaux neuro-mimétiques ou plus simplement des réseaux de neurones. Cette méthode a déjà été utilisée pour la recherche de nouvelles particules comme le boson de Higgs, l'identification des électrons dans DELPHI ou encore la mesure de la masse du boson W [15].

L'intérêt pour les réseaux de neurones est essentiellement lié au fait que la réponse du réseau étant une fonction non linéaire des variables caractérisant les différents processus ou *classes*, le réseau est capable de trouver dans l'espace des variables la frontière entre les différents processus. Puisque la combinaison des variables sera non linéaire, la frontière sera une hypersurface curviligne, ce qui signifie que le réseau de neurones, prendra en compte les éventuelles corrélations entre les différentes variables. Ceci est le point fort du réseau de neurones. De plus, son utilisation est beaucoup plus souple que les deux autres méthodes. Après avoir exposé brièvement son principe, nous l'appliquons à la recherche de sleptons. Nous nous restreignons volontairement au cas d'un réseau à trois couches pour la description qui suit. L'extension à un réseau avec un nombre de couches cachées plus important est immédiate.

6.7.1 Principe d'un réseau de neurones

Typiquement, un réseau de neurones est constitué de trois couches appelées respectivement *couche d'entrée*, *couche cachée* et *couche de sortie* (figure 6.17). Chacune des trois couches est formée d'un ensemble d'unités appelées noeuds ou encore *neurones* du réseau. Chaque noeud d'une couche interagit uniquement avec les noeuds du niveau précédent et suivant². Dans le cas d'un réseau à trois couches, chaque noeud i de la couche d'entrée est associé à une variable, une impulsion par exemple, de valeur x_i^e (l'indice i est le numéro du neurone et l'indice e signifie entrée comme couche d'entrée). Chaque neurone i passe alors la valeur x_i^e à chacun des neurones de la couche cachée. Donc un noeud de la couche cachée reçoit un ensemble de valeurs $\{x_i^e\}_{i=1, \dots, N_e}$ où N_e est le nombre de noeuds de la couche d'entrée. La valeur de l'entrée de ce noeud de la couche cachée que nous notons x_j^c (c pour *caché*) est définie comme:

$$x_j^c = \sum_{i=1}^{N_e} \omega_{ji}^{ec} x_i^e + \theta_j^c$$

Cette expression montre que l'entrée d'un noeud de la couche cachée est simplement une somme des valeurs des noeuds de la couche d'entrée pondérées par des coefficients ω_{ij}^{ec} initialisés de manière

2. Il existe d'autres topologies de réseaux de neurones pour lesquelles les noeuds sont tous connectés entre eux et à eux-mêmes. On les appelle des réseaux entièrement connectés.

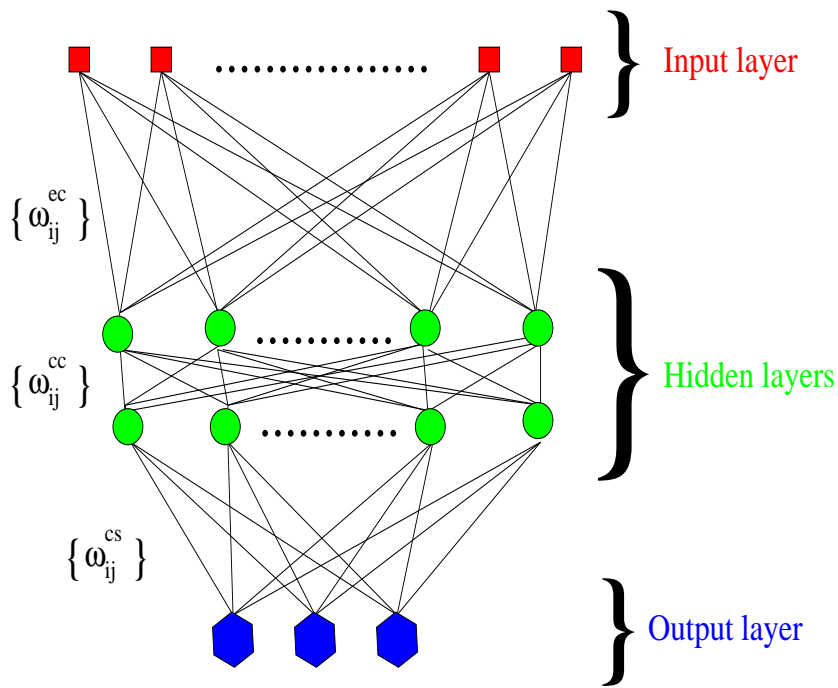


FIG. 6.17 – Représentation schématique d’un réseau de neurones avec propagation sur l’avant. Nous distinguons les trois types de couches: couche d’entrée, couche cachée et couche de sortie. Les fonctions d’activation à chacun des noeuds de la couche cachée et de sortie sont des sigmoïdes.

aléatoire. Les coefficients ω_{ij}^{ec} sont appelés les poids associés aux connexions entre le noeud i de la couche d’entrée et le noeud j de la couche cachée. La constante θ_i^c est appelée *potentiel seuil*. On calcule la réponse (ou la sortie) des noeuds de la couche cachée. Celle-ci est paramétrée par une fonction sigmoïde $y_j^c = \sigma(x_j^c) = 1/(1 + e^{-x_j^c})$ (figure 6.18).

Les valeurs des sorties y_j^c sont utilisées comme entrées de la dernière couche, la couche de sortie du réseau de neurone. Une entrée d’un noeud de la couche de sortie prend la valeur x_k^s où s signifie sortie. Là également la valeur de l’entrée est une combinaison linéaire des sorties des neurones de la couche précédente ($x_k^s = \sum_{j=1}^{N_c} \omega_{kj}^{cs} y_j^c + \theta_k^s$). Eux aussi vont donner une réponse qui sera le résultat final sur lequel nous appliquons notre coupure. La réponse d’un neurone de la couche de sortie, y_k^s , s’écrit $y_k^s = \sigma(x_k^s) = 1/(1 + e^{-x_k^s})$.

L’utilisation d’un réseau de neurones nécessite deux étapes très importantes: une étape d’*apprentissage* et une étape de *validation* dans le but de déterminer les valeurs des différents poids ω_{ij} . Nous illustrons notre propos sur un exemple simple. On veut faire un entraînement du réseau de neurones de telle sorte que sa sortie y^s soit égale à 1 pour le signal que nous cherchons à isoler et à 0 pour un autre processus qui présente des caractéristiques voisines de celles du signal. On choisit un certain nombre de variables discriminantes pour ces deux processus. Leur nombre est N_e , le nombre de noeuds de la couche d’entrée de notre réseau de neurones.

Pendant l’étape d’apprentissage, on “présente” tout d’abord au réseau de neurones un événement de signal ou de bruit de fond. L’ordre n’a aucune importance, l’entraînement est d’autant meilleur que les deux lots sont bien mélangés. A partir de cet événement, on calcule la valeur de la sortie du réseau de neurones y^s avec les différents poids w^{ec} et w^{cs} initialisés de manière aléatoire. On obtient donc une valeur y^s . Elle va bien sûr au départ être différente de la valeur que l’on veut qu’elle ait, c’est-à-dire 1 pour le signal et 0 pour le processus de fond. A partir de la valeur calculée et de la

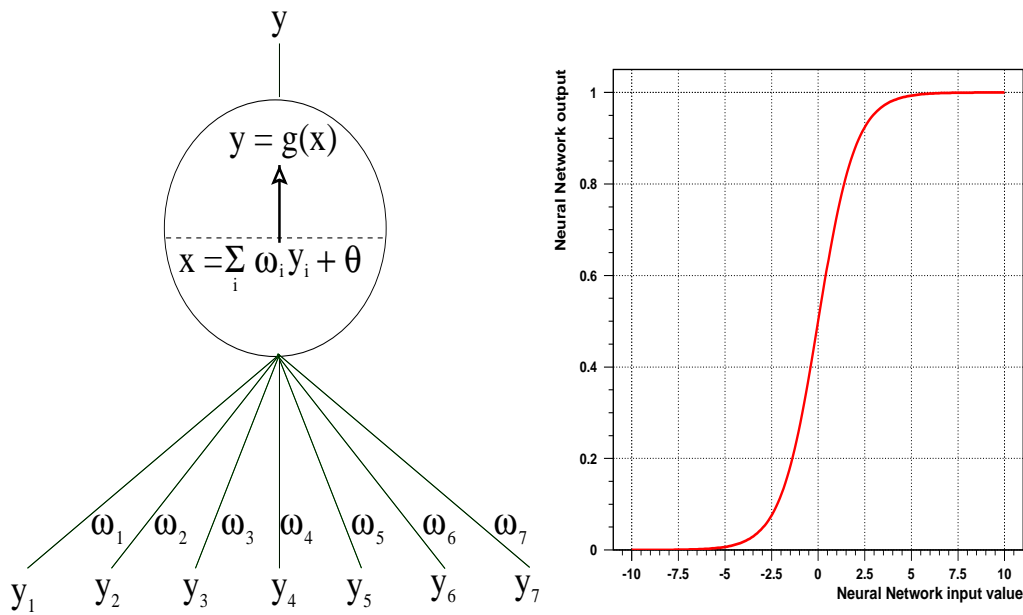


FIG. 6.18 – Représentation schématique d'un neurone et de sa fonction d'activation ici une sigmoïde $g(x) = 1/(1 + e^{-x})$.

valeur que l'on souhaite que le réseau retourne, on réajuste les différents coefficients $\{\omega_{ij}^{ec}\}$ et $\{\omega_{ij}^{cs}\}$, connexions entre les différents neurones. On présente donc un événement $\{x_i^e\}$ au réseau et on veut que la valeur du neurone de sortie j pour le processus auquel correspond cet événement soit \mathcal{Y}_j^s à comparer avec la valeur de sortie y_j^s . On modifie tout d'abord la valeur du coefficient $\{\omega_{ij}^{cs}\}$ entre le neurone i de la couche cachée et le neurone j de la couche de sortie par l'algorithme suivant:

$$\omega_{ij}^{cs} \leftarrow \omega_{ij}^{cs} + \eta z_j^s (\mathcal{Y}_j^s - y_j^s) y_i^c$$

où z_j^s est la dérivée de la fonction sigmoïde $1/(1 + e^{-x})$ par rapport au poids ω_{ij} . Le paramètre η s'appelle *facteur d'apprentissage* ou encore *pas du gradient* puisque coefficient de la dérivée z_j^s . Ce paramètre peut être choisi soit constant, soit variable de manière linéaire. Dans le cas d'un réseau à plusieurs couches, on répète cet algorithme pour les différentes connexions pour les couches successives.

Les connexions entre la première couche cachée et la couche d'entrée doivent être traitées différemment puisque les neurones formant la couche d'entrée n'ont pas de fonction d'activation⁴. Le lien entre le noeud i de la couche d'entrée et le noeud j de la couche cachée, ω_{ij}^{ec} , est redéfini à chaque nouvel événement par

$$\omega_{ij}^{ec} \leftarrow \omega_{ij}^{ec} + z_j^c \left(\sum_{k=1}^{N_s} z_k^s \omega_{jk}^{cs} \right)$$

Cet algorithme s'appelle algorithme de rétropropagation ou *standard back propagation*. On comprend pourquoi on l'a appelé ainsi puisque on propage en quelque sorte l'erreur associée aux neurones de la couche de sortie aux neurones de la couche d'entrée. On fait un certain nombre d'itérations sur les

3. Le calcul de la valeur de sortie d'un réseau de neurones en partant de la couche d'entrée vers la couche de sortie s'appelle en anglais *feed forward*.

4. On peut mettre au point des réseaux de neurones avec une fonction d'activation pour les neurones de la couche d'entrée dans le cas où les variables d'entrée sont des *pulses* (voir référence [16]).

événements signal et bruit et, à chaque nouvel événement présenté au réseau, on remodifie les valeurs des poids. Un passage sur tous les événements s'appelle un *cycle*. Après un nombre de cycles donné, on regarde si l'algorithme précédent converge. Pour cela, on calcule un χ_e^2 (e pour entraînement) en comparant encore une fois la valeur des neurones de sortie que l'on obtient à celle que l'on souhaite avoir sur tous les événements utilisés pour la phase d'entraînement:

$$\chi_e^2 = \sum_N \sum_{j=1}^{N_s} (\mathcal{Y}_j^s - y_j^s)^2$$

où N est le nombre total d'événements utilisés pour l'entraînement. On a donc une première erreur. On arrête l'entraînement lorsque cette quantité devient très petite.

Après un certain nombre de cycles, nous devons contrôler que l'apprentissage que nous faisons subir au réseau n'est pas incohérent. Nous faisons ce que l'on appelle une *validation*. Toutefois pour ne pas *biaser* l'apprentissage, nous devons utiliser un autre lot d'événements signal et bruit de fond. Il est évident qu'il faut faire le test sur des événements qui n'ont pas servi à ajuster les poids. Ces événements sont en quelque sorte des témoins. Cette fois, avec les variables d'entrée, on calcule la sortie du réseau de neurones et on la compare à celle que l'on souhaitait avoir. Là aussi on a une mesure de l'erreur et on définit un autre χ_v^2 (v pour validation) par la même formule que pour l'erreur associée à l'apprentissage χ_e^2 .

On a donc deux mesures: une erreur associée à l'entraînement et une erreur associée à la validation. Ces erreurs varient en fonction du nombre de cycles puisque on redéfinit les poids à chaque entraînement. On arrête l'entraînement lorsqu'on aboutit à un minimum pour l'erreur χ_e^2 et on fait attention que l'erreur χ_v^2 qui va devenir de plus en plus petite avec le nombre de cycles, ne re-diverge pas après un certain nombre de cycles, signe d'un surentraînement. Il faut alors trouver un compromis entre le nombre de cycles pour l'entraînement et le nombre d'événements dans chacun des lots d'entraînement et de validation. C'est cette étape qui est la plus difficile dans le développement d'un réseau de neurones.

A la fin de l'entraînement quand on a trouvé le nombre de cycles optimal, on calcule ce que l'on appelle la *partie d'inertie* de chaque variable, c'est à dire la "force" des connexions qui lui sont associées. On définit le poids d'une variable associée au neurone i de la couche d'entrée comme:

$$S_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_c} |\omega_{ij}^{ec}|}{\sum_{i=1}^{N_e} \sum_{j=1}^{N_c} |\omega_{ij}^{ec}|} \quad (6.1)$$

On a alors un réseau de neurones prêt à être utilisé pour une analyse.

6.7.2 Choix du réseau de neurones et des variables d'entrée

Si nous comparons les contributions des différents processus au nombre total d'événements des processus issus du Modèle Standard pour les deux analyses sélectrons et smuons (tableaux 6.5 et 6.3), nous voyons que les deux fonds les plus dangereux sont indéniablement les fonds $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ et $W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ pour les sélectrons et les fonds $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu \mu^-\bar{\nu}_\mu$ pour les smuons.

Comme nous l'avons dit précédemment, les caractéristiques cinématiques du signal dépendent fortement de la différence de masse entre le slepton et le neutralino. L'étude des distributions pour chaque point de masse dans le plan (masse du slepton-masse du neutralino) nous a permis de définir trois fenêtres de masse: $\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $10 \text{ GeV}/c^2 < \Delta M \leq 30 \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$. Pour chacune de ces fenêtres de masse, nous avons considéré un réseau de neurones dans le but

de discriminer le signal de la fenêtre de masse étudiée des processus $\gamma\gamma$ et W^+W^- . Ce réseau est constitué de trois couches, une couche d'entrée, une couche cachée et une couche de sortie, composées respectivement de treize noeuds pour la couche d'entrée et pour la couche cachée et trois noeuds pour la couche de sortie correspondant respectivement au signal, au fond $\gamma\gamma$ et au fond W^+W^- . Les trois sorties du réseau de neurones y_ℓ^s , $y_{\gamma\gamma}^s$ et y_{WW}^s prennent une valeur comprise entre 0 et 1 puisque calculées avec une sigmoïde. Lors de la phase d'entraînement du réseau de neurone, nous imposons que les trois valeurs soient ($y_\ell^s = 1, y_{\gamma\gamma}^s = 0, y_{WW}^s = 0$) pour un événement signal, ($y_\ell^s = 0, y_{\gamma\gamma}^s = 1, y_{WW}^s = 0$) pour un événement $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$ et ($y_\ell^s = 0, y_{\gamma\gamma}^s = 0, y_{WW}^s = 1$) pour un événement $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu_\ell\ell^-\bar{\nu}_\ell$.

La topologie que nous avons choisie pour le réseau de neurones permet tout d'abord d'obtenir de meilleurs résultats que dans le cas où nous avons une seule connexion. Avec trois noeuds de sortie, il est d'autre part plus facile de voir lequel des différents processus de fond (ici deux) est le plus facile à discriminer du signal. On contrôle ainsi mieux le résultat final. Enfin, d'autres topologies, avec également trois noeuds de sortie mais avec un nombre plus restreint de variables discriminantes, ont été essayées, mais elles n'ont pas permis d'améliorer les résultats obtenus dans le cas avec treize variables. Le choix des treize variables associées aux treize noeuds de la couche d'entrée a été fait en comparant dans chaque cas, sélectionnés puis simulés, les distributions pour le signal et pour les deux processus de fond $\gamma\gamma$ et W^+W^- . Ces variables sont:

- L'énergie totale déposée dans le détecteur, l'énergie transverse et la masse invariante totale associée à l'événement définie comme:

$$M_{vis}^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i P_{ix} \right)^2 - \left(\sum_i P_{iy} \right)^2 - \left(\sum_i P_{iz} \right)^2$$

(i est l'indice de la particule).

- Nous avons également considéré des variables se rapportant uniquement aux deux leptons, le module de chacune des impulsions du lepton et de son antiparticule P_{ℓ^+} et P_{ℓ^-} , les angles polaires θ_{ℓ^+} et θ_{ℓ^-} qui leur sont associés, leurs moments transverses $P_{\perp\ell^+}$ et $P_{\perp\ell^-}$, ainsi que leur masse invariante $M_{\ell^+\ell^-}$ différente de la masse invariante visible définie précédemment puisque nous acceptons des photons susceptibles d'être des photons I.S.R. ou F.S.R.
- Des variables associées au moment manquant: le module de l'impulsion manquante P_{miss} , le moment transverse manquant $P_{\perp miss}$ et l'angle polaire manquant, θ_{miss} .

Les figures 6.19 et 6.20 montrent les distributions des différentes variables d'entrée du réseau de neurones énumérées précédemment pour les sélectionnés pour une énergie de 200 GeV. Pour les simulés, nous avons reporté les distributions correspondant à une énergie de 189 GeV dans le centre de masse (figures 6.21 et 6.22). On remarquera que pour la variable angle polaire du lepton, nous avons, pour des raisons pratiques, cumulé dans un même histogramme les distributions pour le lepton ℓ^+ et le lepton ℓ^- .

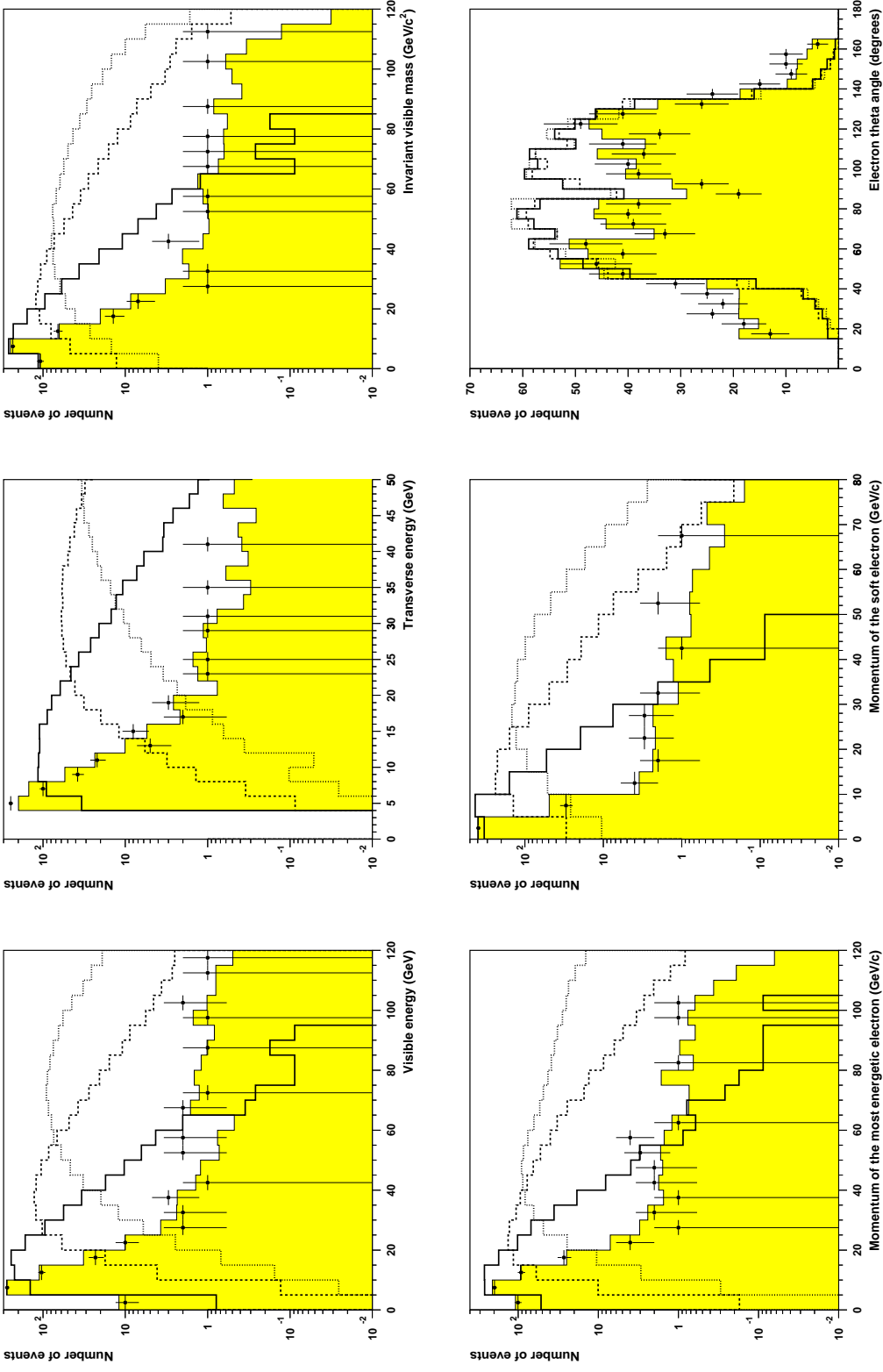


FIG. 6.19 – Distributions des sept premières variables utilisées comme entrées du réseau de neurones pour les processus de fond (coloré), les données (points) et les trois hypothèses de différences de masse pour le signal ici le sélectron ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$ continu, $\Delta M \in [10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$) pour une énergie de 200 GeV dans le centre de masse.

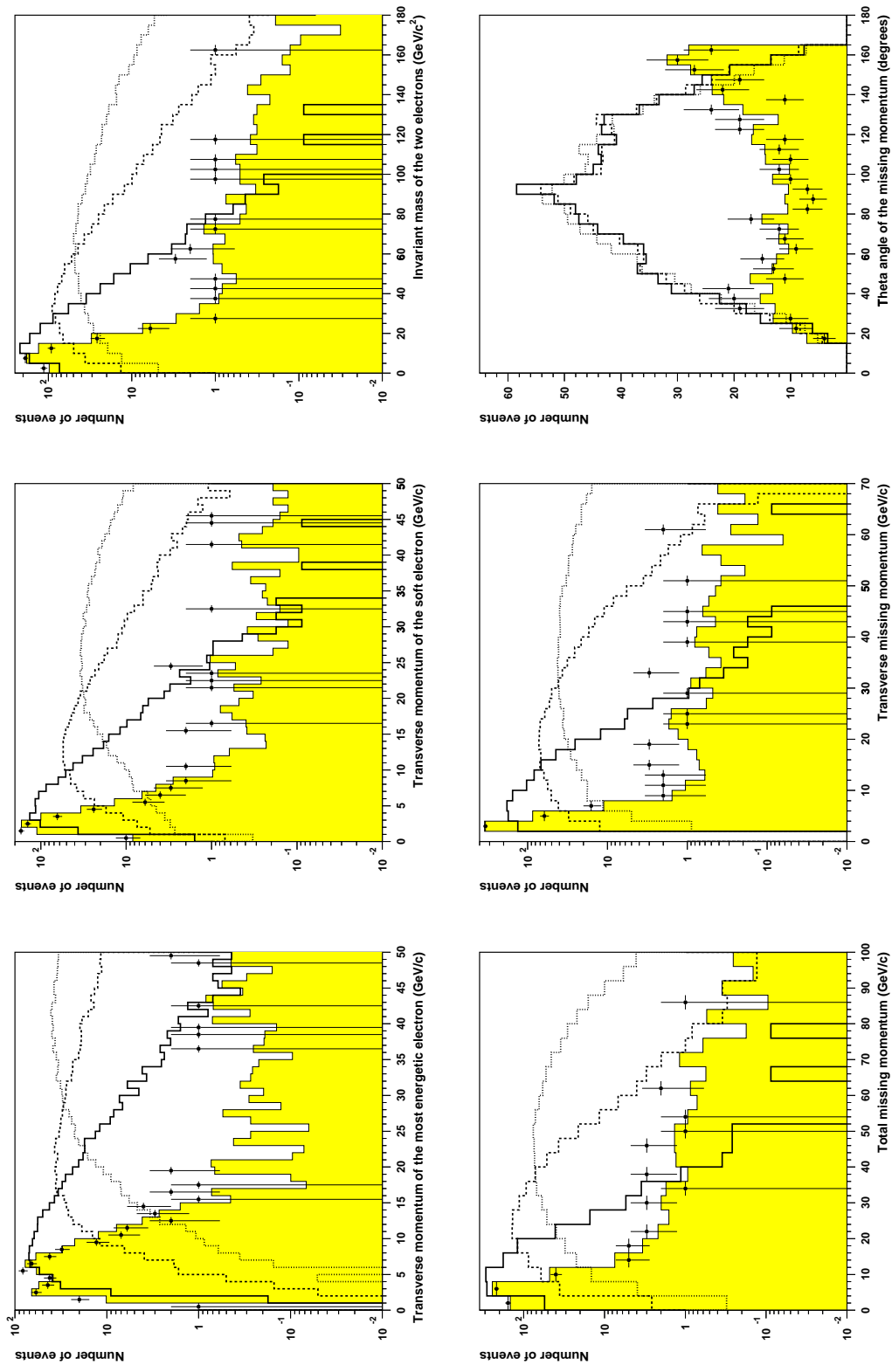


FIG. 6.20 – Distributions des six dernières variables discriminantes utilisées comme entrées du réseau de neurones pour les processus de fond (coloré), les données (points) et les trois hypothèses de masse pour le signal ici le sélectron pour une énergie de 200 GeV dans le centre de masse.

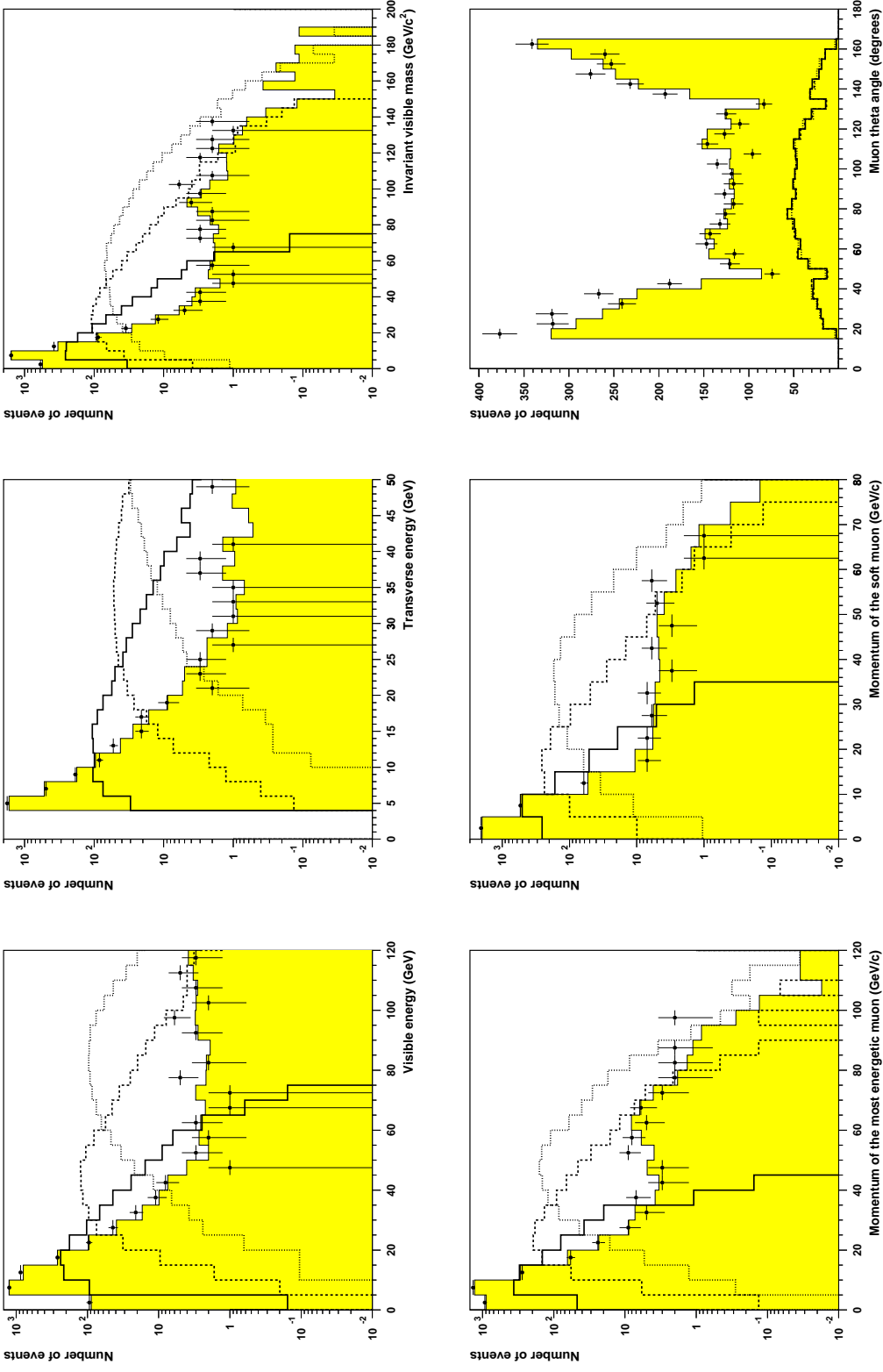


FIG. 6.21 – Distributions des sept premières variables utilisées comme entrées du réseau de neurones pour les processus de fond (coloré), les données (points) et les trois hypothèses de différences de masse pour le signal ici le smuon ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$ continu, $\Delta M \in [10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$) pour une énergie de 189 GeV dans le centre de masse.

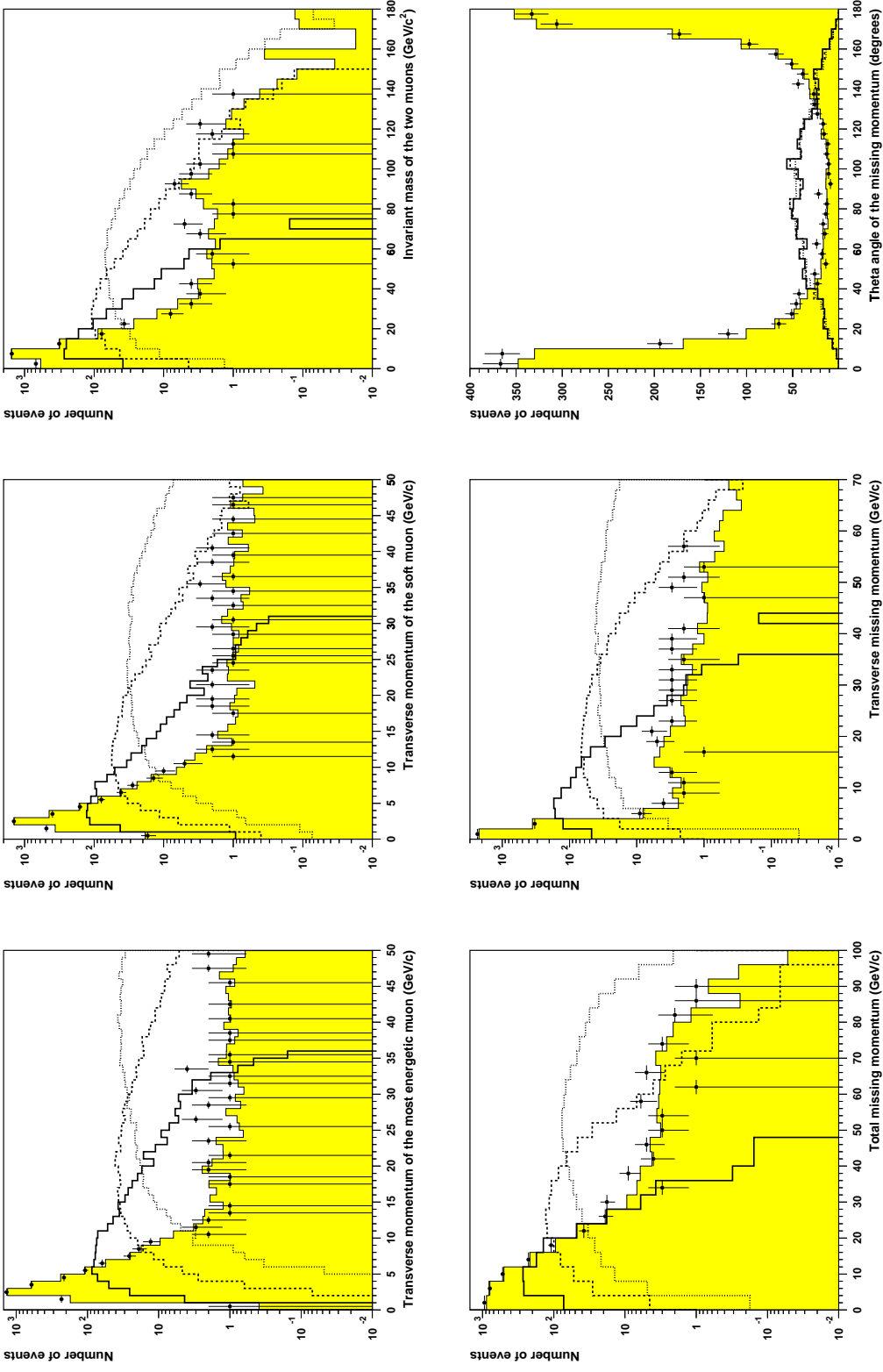


FIG. 6.22 – Distributions des six dernières variables discriminantes utilisées comme entrées du réseau de neurones pour les processus de fond (coloré), les données (points) et les trois hypothèses de différences de masse pour le signal ici le smuon pour une énergie de 189 GeV dans le centre de masse.

6.7.3 Entraînement du réseau de neurones

Ayant choisi les différentes variables pour le réseau de neurones, il nous faut faire son entraînement pour fixer les valeurs des poids $\{\omega_{ij}^{ec}\}_{i=1, N_e; j=1, N_c}$ et $\{\omega_{ij}^{cs}\}_{i=1, N_c; j=1, N_s}$. Nous avons utilisé trois échantillons correspondant au signal, au processus W^+W^- et au fond $\gamma\gamma$ avec des statistiques équivalentes. Il est nécessaire d'utiliser une statistique équivalente pour les différents processus pour une bonne détermination des poids ω^{ec} et ω^{cs} . Si on utilise une statistique trop grande pour le signal par rapport aux deux autres processus, nous biaisons en quelque sorte l'entraînement et ceci se répercute sur les valeurs des différents poids. Ainsi il faut une statistique identique. Toutefois nous avons été limité par la statistique disponible pour les processus issus du Modèle Standard pour les fonds quatre fermions WW et deux photons $\gamma\gamma$. En effet nous devons bien considérer deux lots: un lot pour l'entraînement du réseau de neurones et un lot pour l'analyse proprement dite et pour la validation. Pour les signaux sélectron et smuon, pour chacune des trois fenêtres de masse, puisque nous avons généré 2000 événements tous les 5 GeV/c² dans le plan de masse slepton-neutralino, le problème d'avoir une statistique suffisante ne se pose pas. Par contre pour les processus WW et $\gamma\gamma$ nous sommes limités. Le nombre d'événements maximum pour les deux lots d'entraînement que nous avons pu utiliser est de 3500 événements pour les processus WW et $\gamma\gamma$. Pour chacune des trois fenêtres de masse, nous avons pris un certain nombre d'événements en chaque point $(\tilde{\ell}, \tilde{\chi}_1^0)$ pour avoir un total de 3500 événements. Pour les smuons, pour une énergie de 189 GeV, nous avons pris 320 événements par point de masse pour la première fenêtre de masse ($\Delta M \leq 10$ GeV/c²), 270 événements par point de masse pour la deuxième fenêtre ($\Delta M \in]10, 30]$ GeV/c²) et 170 pour la troisième ($\Delta M > 30$ GeV/c²). A 196 GeV, nous avons respectivement pris 310, 310 et 170 événements par point de masse pour les trois fenêtres de smuons. Pour les sélectrons, la statistique nécessaire était plus importante puisque les électrons sont moins bien identifiés. A 189 et 200 GeV, nous avons utilisé 500, 260 et 110 événements pour chacun des points de masse des trois fenêtres de masse.

Pour la première fenêtre de masse, le nombre de cycles nécessaires pour une minimisation du χ_e^2 est plus important que pour les deux autres fenêtres de masse. Il faut en moyenne 200 cycles avec une validation tous les 10 cycles pour obtenir un bon résultat. Ceci s'explique essentiellement par les caractéristiques particulièrement similaires du signal et du processus deux photons. Pour les fenêtres où $\Delta M > 10$ GeV/c², 40 à 50 cycles avec une validation tous les 5 cycles sont nécessaires pour obtenir une bonne discrimination entre le signal et les deux autres processus. Ceci est résumé dans le tableau 6.6.

Cette phase d'entraînement permet alors de fixer les poids du réseau de neurones. A partir de leurs valeurs, il est possible de déterminer le poids de chacune des treize variables dans la décision finale pour chacune des trois fenêtres de masse considérées ici (voir relation 6.1). La représentation graphique de ces différents poids pour les deux énergies auxquelles nous avons simulé le signal permettent de voir un certain nombre de caractéristiques. Pour les électrons, nous remarquons tout d'abord que pour la première fenêtre de masse $\Delta M \leq 10$ GeV/c² les variables qui ont le plus grand poids dans la décision finale sont l'énergie transverse (17%), le moment manquant (13 à 15%) et enfin le moment transverse manquant dont la contribution est supérieure à 14%. La variable la moins importante pour les deux énergies simulées est l'angle polaire de l'électron.

Ensuite la seconde fenêtre de masse présente les mêmes caractéristiques aux deux énergies, c'est-à-dire une énergie transverse avec un rôle très important par rapport aux autres variables. Là aussi les variables angulaires associées aux deux électrons ont un rôle mineur.

Enfin la troisième fenêtre de masse présente une légère différence entre 189 GeV et 200 GeV. A 189 GeV, la masse invariante des deux électrons représente presque 12% de la décision finale. Sa

Processus	entraînement			validation		
$\tilde{e}^+\tilde{e}^-$	3500			3500		
W^+W^-	3500			3500		
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	3500			3500		
Nombre total de cycles	200	40	50	10	5	5

Processus	entraînement			validation		
$\tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$	3500			3500		
W^+W^-	3500			3500		
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	3500			3500		
Nombre total de cycles	200	40	50	10	5	5

TAB. 6.6 – Nombre d'événements utilisés pour les phases d'entraînement et de validation du réseau de neurones et nombre de cycles optimum pour une bonne discrimination du signal des processus dominants, le fond deux photons et le WW .

contribution à 200 GeV tombe à 7%.

Pour le canal smuons, les variables auxquelles le réseau semble être le plus sensible sont pour les deux énergies 189 et 196 GeV, le moment transverse manquant, le moment manquant, l'énergie transverse et le moment transverse du muon avec la plus grande impulsion. On remarquera ensuite que pour la seconde fenêtre de masse, l'impulsion du deuxième muon voit sa contribution passer de 9% pour une énergie de 189 GeV à 13% pour 196 GeV. Là également les variables angulaires avec une contribution de 2 à 4% dans la décision finale ont un rôle mineur comparé aux autres variables.

En résumé, les variables avec la plus grande contribution sont, pour les sélectrons et les smuons, l'énergie visible, l'énergie transverse, le moment manquant, le moment transverse manquant, le moment et moment transverse du lepton le plus énergétique. Toutes les caractéristiques que nous venons de décrire sont résumées sur les figures 6.23 et 6.24.

La valeur du réseau de neurones associée au signal que nous notons $y_{\tilde{\ell}}^s$ est représentée pour les trois fenêtres de masse entre le slepton et le neutralino, pour les deux énergies pour lesquelles le signal a été simulé (figures 6.25 et 6.26). On remarquera que pour la troisième fenêtre de masse, c'est à dire $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$, bien que l'étape d'entraînement ait été optimisée, la discrimination entre le signal et les bruits de fonds deux photons et WW est plus difficile. Ce résultat est observé pour les deux énergies pour lesquelles le signal a été simulé. Nous avons pensé que ceci pouvait être dû à un surentraînement du réseau de neurones. Toutefois, en diminuant ou en augmentant le nombre de cycles, l'allure de la sortie pour cette fenêtre de masse est encore plus détériorée. Une solution possible serait de mettre plus d'échantillons de signal pour cette troisième fenêtre, toutefois comme nous l'avons fait remarquer précédemment, nous basons ainsi l'analyse.

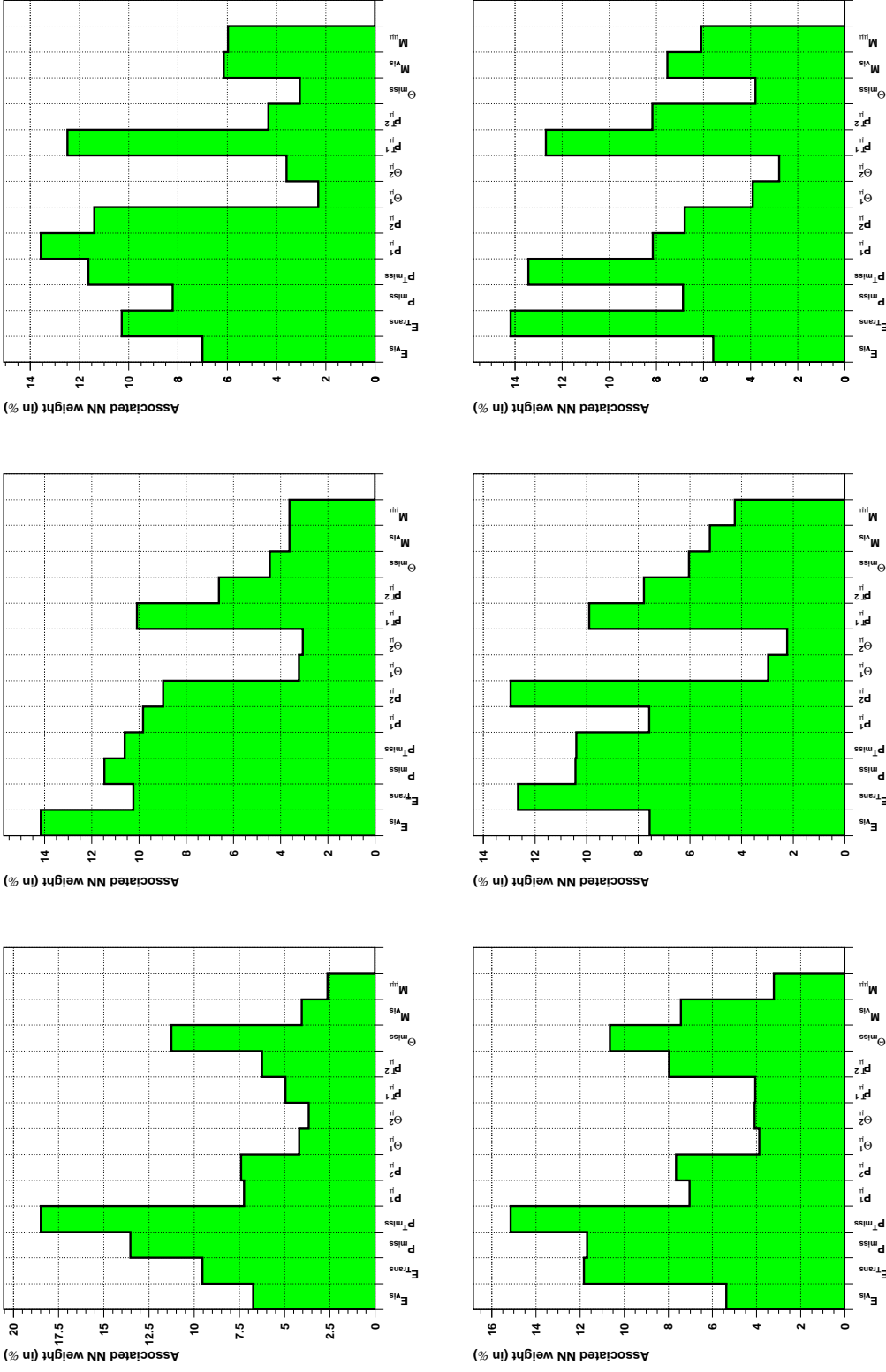


FIG. 6.23 – Poids relatifs des différentes variables du réseau de neurones pour la recherche des smuons pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 196 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).

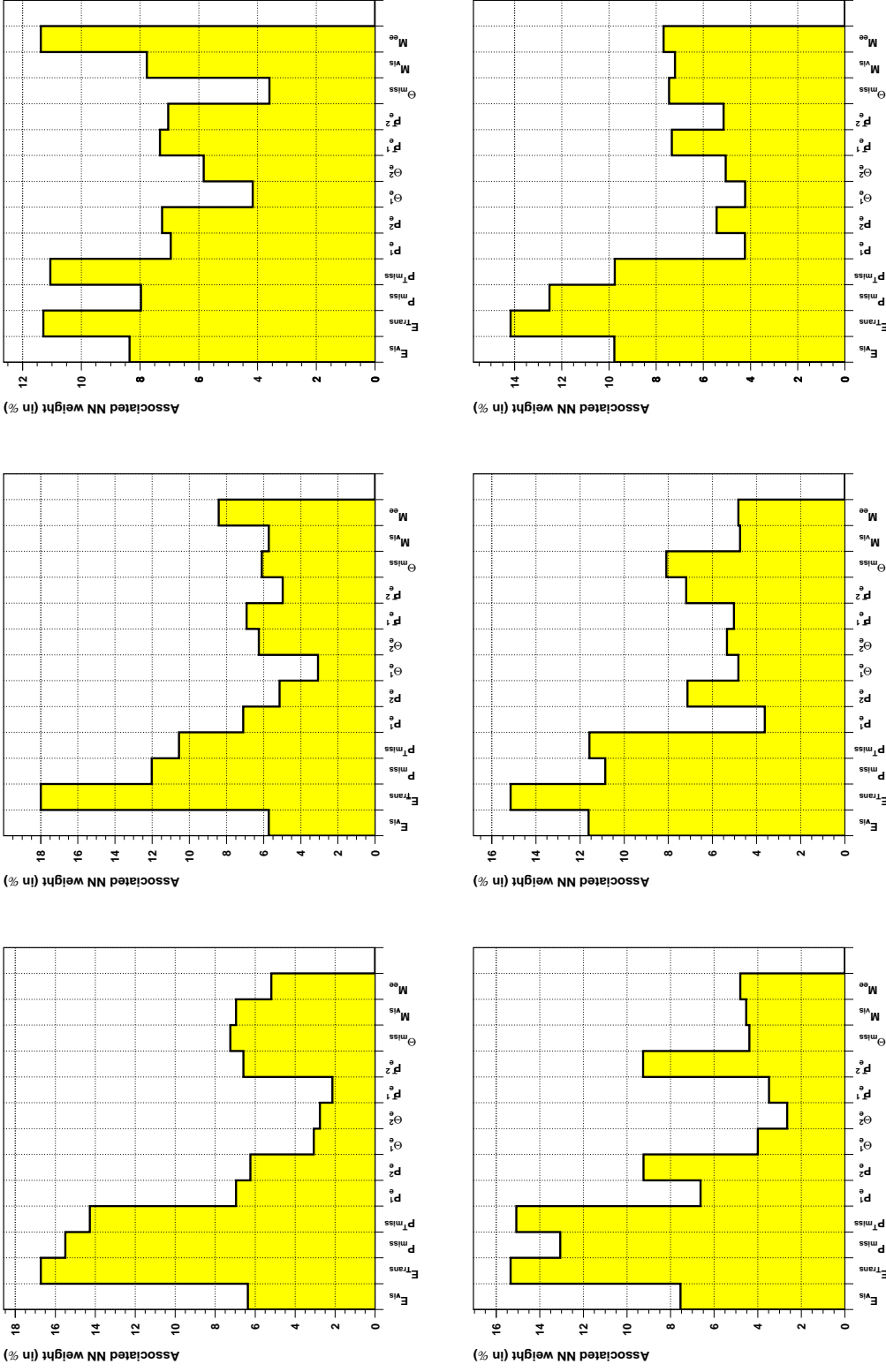


FIG. 6.24 – Poids relatifs dans la décision des différentes variables du réseau de neurones pour la recherche de sélectrons pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).

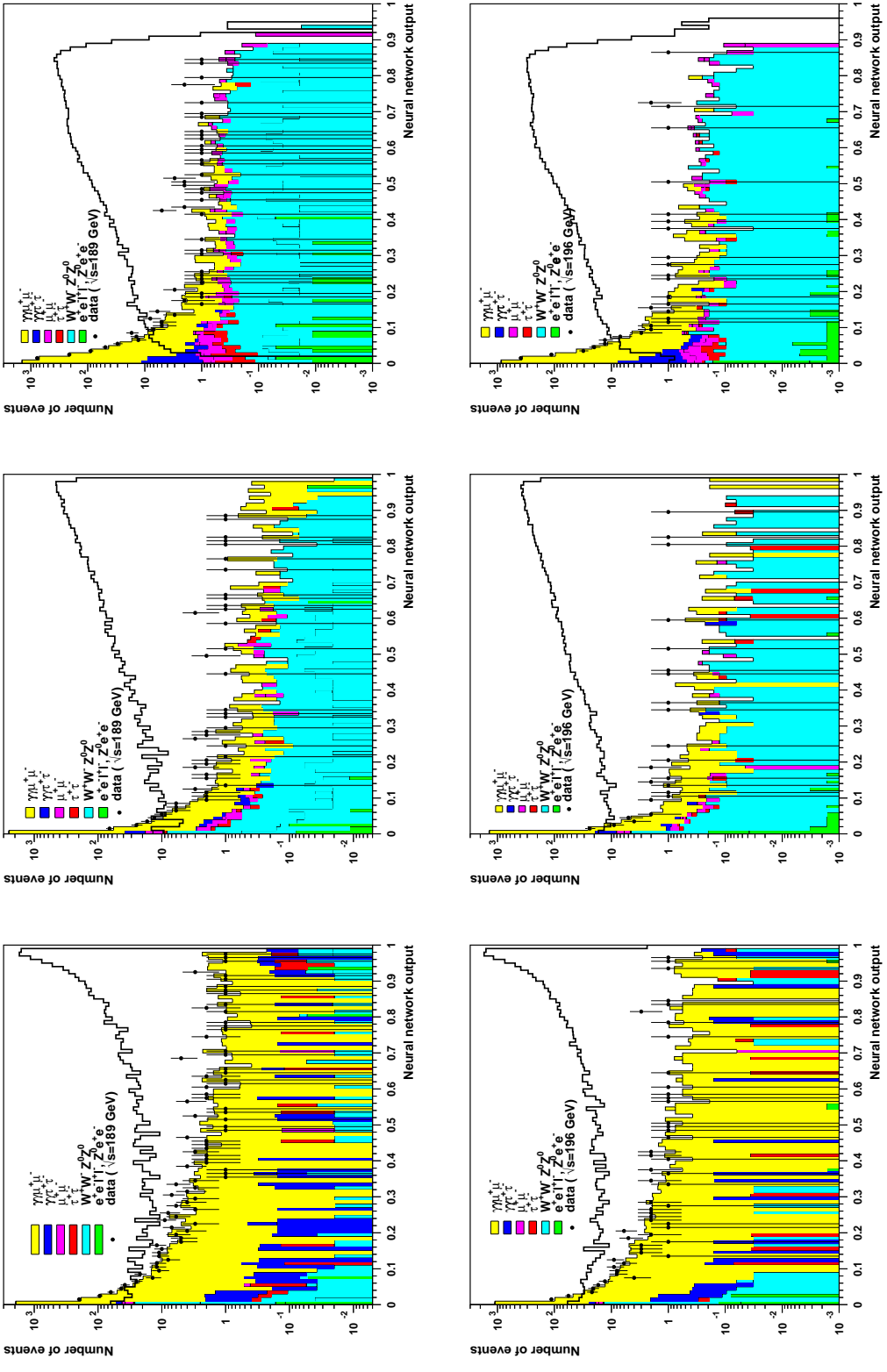


FIG. 6.25 – Valeurs de la sortie du réseau de neurones pour le signal pour la recherche de muons pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 196 GeV (figures du bas) dans le centre de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).

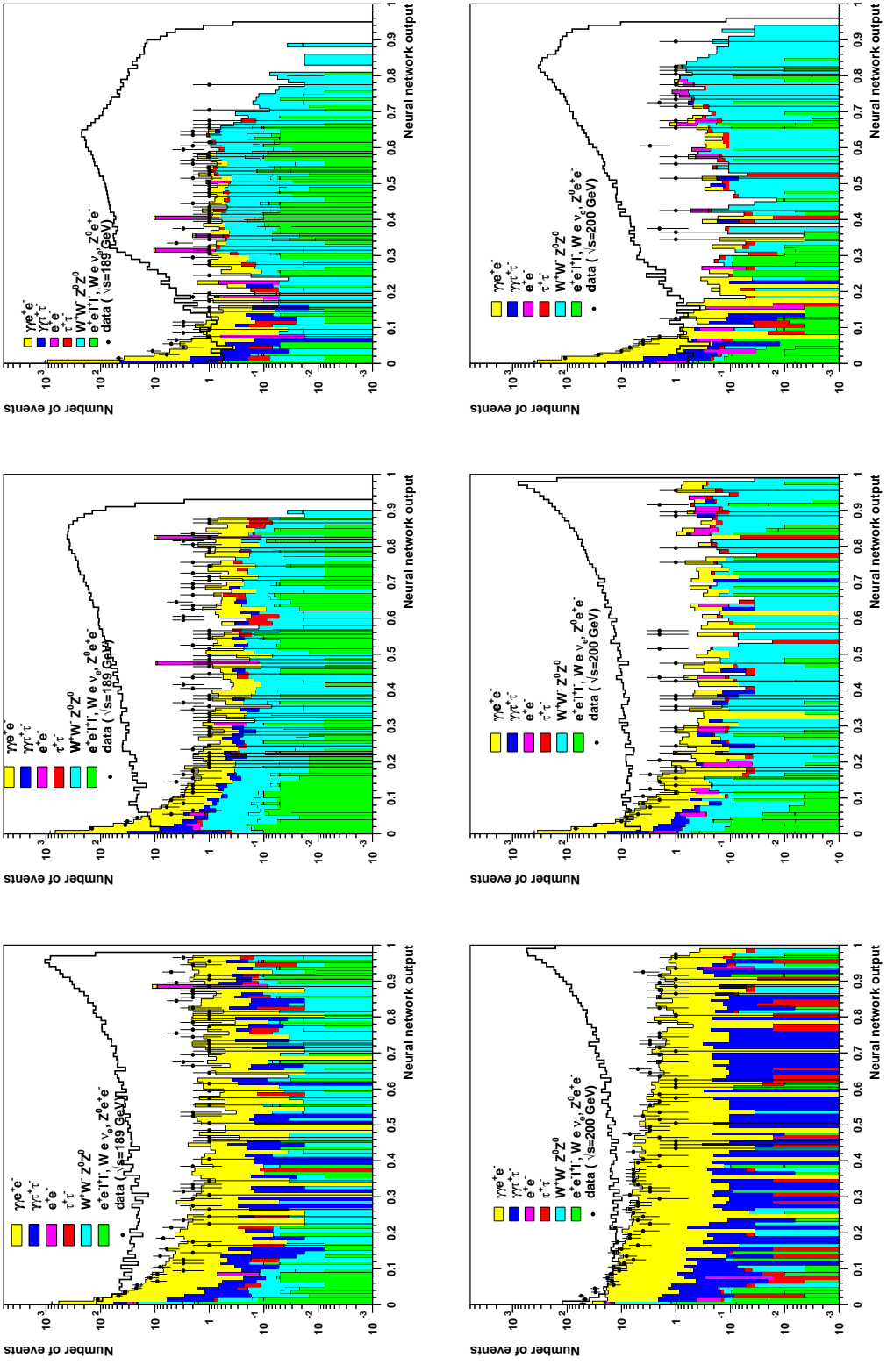


FIG. 6.26 – Valeurs de la sortie du réseau de neurones pour la recherche de sélectrons pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).

6.7.4 Optimisation du réseau de neurones

L'avantage de notre analyse repose sur le fait que le réseau de neurones, une fois entraîné, permet de choisir dans l'espace des variables, qui forment les noeuds de sa couche d'entrée, la coupure optimale afin de maximiser l'efficacité associée au signal étudié. Il reste néanmoins une question importante reliée au choix de la coupure sur la sortie du réseau de neurones associée au signal y_i^s . Pour cela, nous nous sommes basés sur le critère décrit dans la référence [18]. L'optimisation consiste à chercher la valeur de la coupure sur le noeud associé à la sortie du signal y_i^s (voir figures 6.25 et 6.26) qui minimise la quantité:

$$N_{95} = \frac{\mu(y_i^s)}{\epsilon(y_i^s)}$$

où $\epsilon(y_i^s)$ est l'efficacité sur le signal obtenue après coupure et $\mu(y_i^s)$ est la valeur moyenne du nombre d'événements attendu dans le cadre de la statistique de Poisson défini comme [18]:

$$\mu(y_i^s) = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-b(y_i^s)} \frac{b(y_i^s)^n}{n!} \simeq 3 \left(1 + 0,58b(y_i^s) - 0,032b^2(y_i^s) + 0,005b^3(y_i^s) \right)$$

avec $b(y_i^s)$ le nombre moyen d'événements de fond attendu. Pour chacune des trois régions de masse, nous avons fait l'optimisation sur l'efficacité moyenne obtenue pour tous les points de masse ($M_{\tilde{t}}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$) appartenant à cette région. La valeur de la coupure sur le réseau de neurones fixée par ce procédé de minimisation est portée dans le tableau suivant:

Energie	Fenêtre de masse	Valeur de la coupure
189 GeV	$\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$	$y_e^s > 0,95$
	$\Delta M \in]10 \text{ GeV}/c^2, 30 \text{ GeV}/c^2]$	$y_e^s > 0,77$
	$\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$	$y_e^s > 0,69$
196 GeV	$\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$	$y_e^s > 0,96$
	$\Delta M \in]10 \text{ GeV}/c^2, 30 \text{ GeV}/c^2]$	$y_e^s > 0,78$
	$\Delta M < 30 \text{ GeV}/c^2$	$y_e^s > 0,66$

TAB. 6.7 – Valeur de la coupure sur le réseau de neurone pour les smuons pour les deux énergies pour lesquelles le signal a été simulé, 189 et 196 GeV.

Energie	Fenêtre de masse	Valeur de la coupure
189 GeV	$\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$	$y_e^s > 0,92$
	$\Delta M \in]10 \text{ GeV}/c^2, 30 \text{ GeV}/c^2]$	$y_e^s > 0,83$
	$\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$	$y_e^s > 0,66$
200 GeV	$\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$	$y_e^s > 0,97$
	$\Delta M \in]10 \text{ GeV}/c^2, 30 \text{ GeV}/c^2]$	$y_e^s > 0,92$
	$\Delta M < 30 \text{ GeV}/c^2$	$y_e^s > 0,81$

TAB. 6.8 – Valeur de la coupure sur le réseau de neurone pour les sélectrons pour les deux énergies pour lesquelles le signal a été simulé, 189 et 200 GeV.

Les courbes correspondant à la minimisation du N_{95} sont représentées sur les figures 6.29 et 6.30. Les événements restant après coupure sur la sortie associée au signal (y_e^s et y_μ^s) sont un indice sensible de

l'accord entre les données et le Monte Carlo au voisinage et loin de la coupure. Les figures 6.27 et 6.28 montrent cette comparaison entre le nombre d'événements dans les données et le Monte Carlo selon la coupure appliquée à la sortie du réseau de neurones. On constate que pour le smuon, il y a un bon accord sauf pour la première fenêtre de masse pour une énergie de 196 GeV, où il y a des désaccords de presque 100% pour des valeurs de la sortie inférieures à la valeur de la coupure sur la première fenêtre de masse. Pour le canal sélectron (figure 6.28). Ces différences persistent également pour la première fenêtre de masse, mais il y a aussi des différences moins importantes pour les deux autres fenêtres de masse. Ces différences sont certainement dues à une mauvaise estimation de la section efficace visible du processus deux photons qui, rappelons le, constitue de loin notre fond dominant. Il faut toutefois noter que les coupures choisies par la procédure d'optimisation décrite précédemment, est systématiquement choisie dans des régions de très bon accord entre les données et le Monte Carlo.

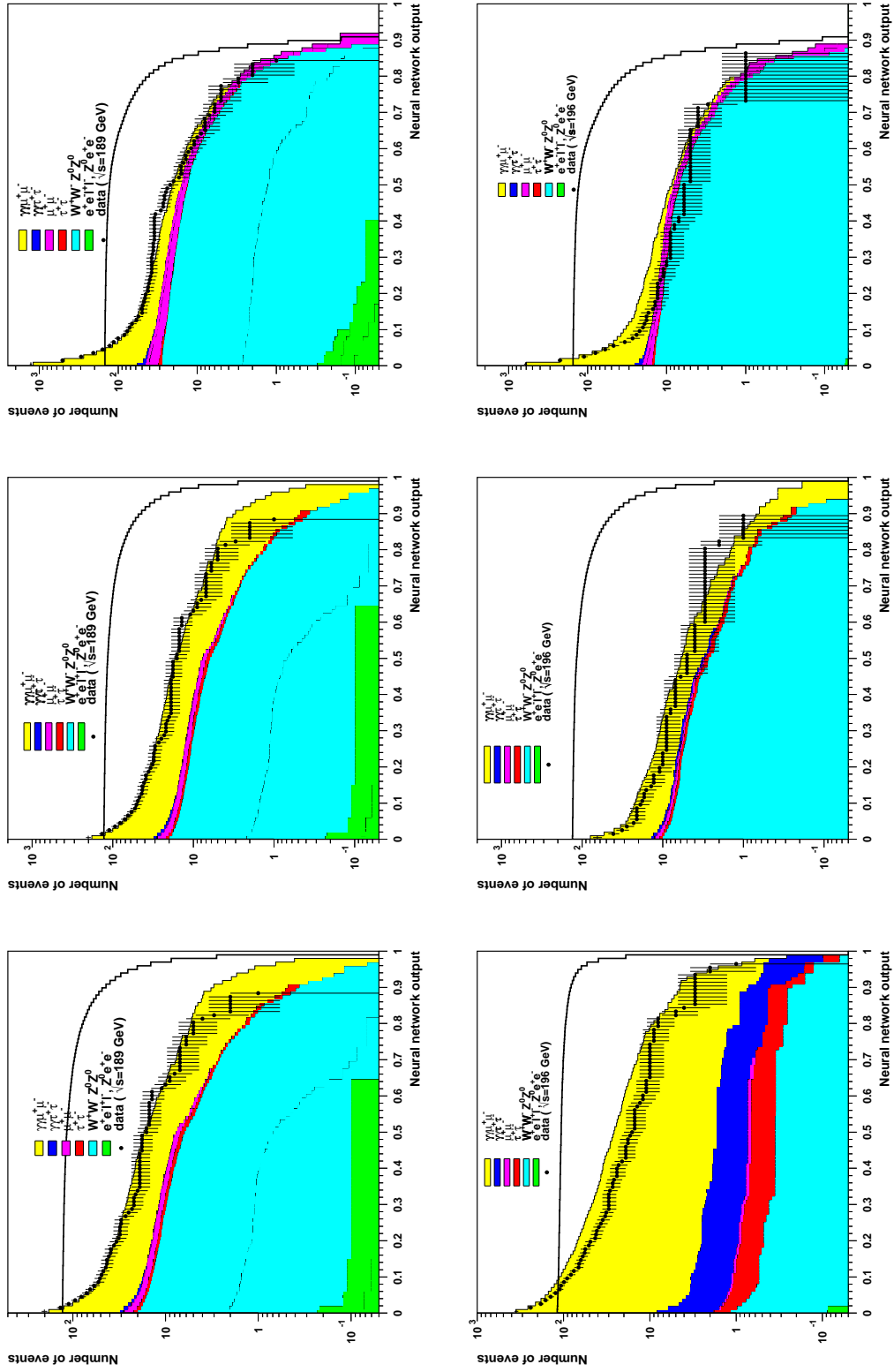


FIG. 6.27 – Comparaison entre le nombre d'événements restant et le nombre d'événements prédits par le Modèle Standard en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10$ GeV/c², $\Delta M \in]10, 30]$ GeV/c² et $\Delta M > 30$ GeV/c²) pour la recherche de smuons .

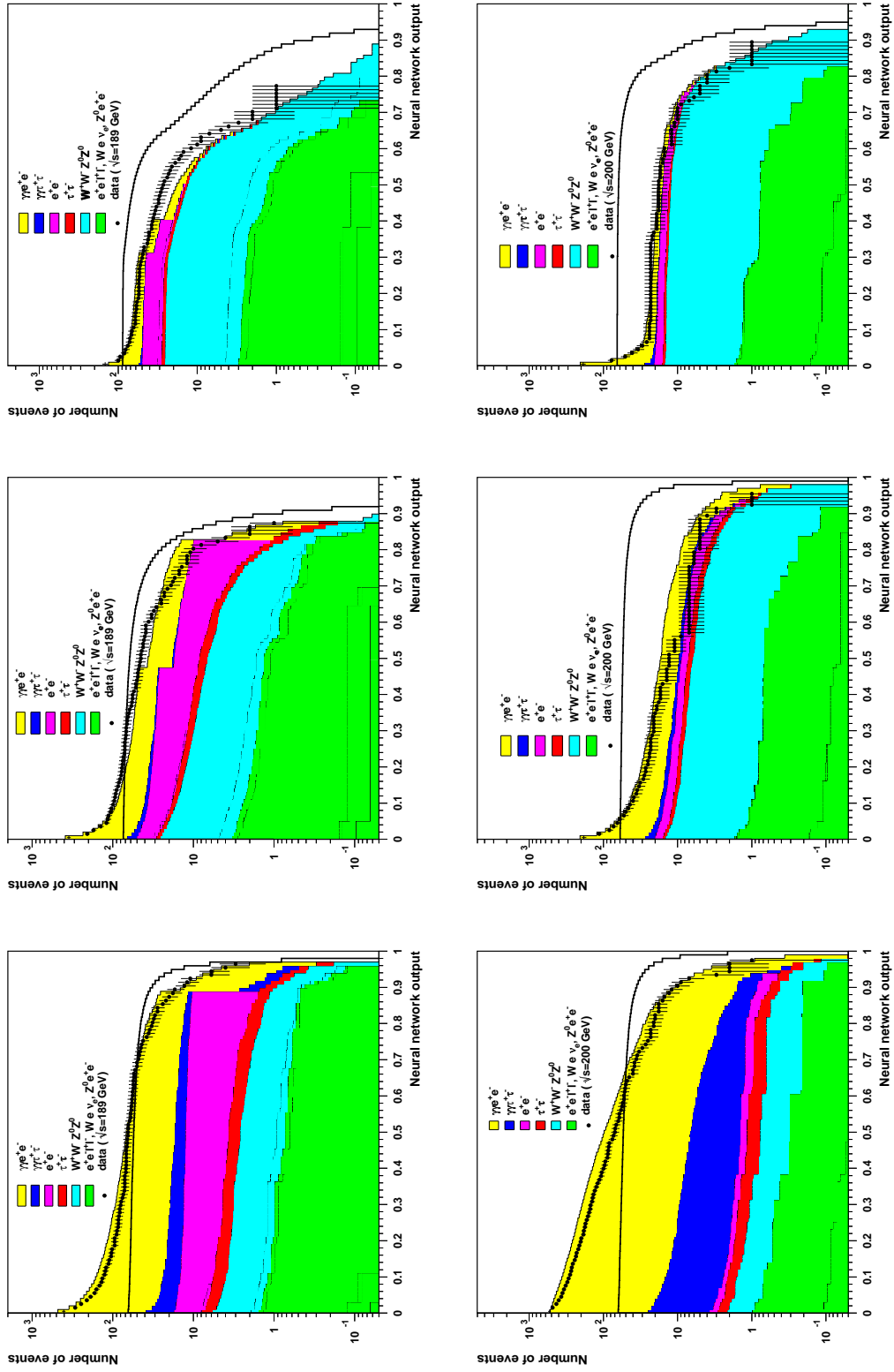


FIG. 6.28 – Comparaison entre le nombre d'événements restant et le nombre d'événements prédits par le Modèle Standard en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$) pour la recherche de sélectrons.

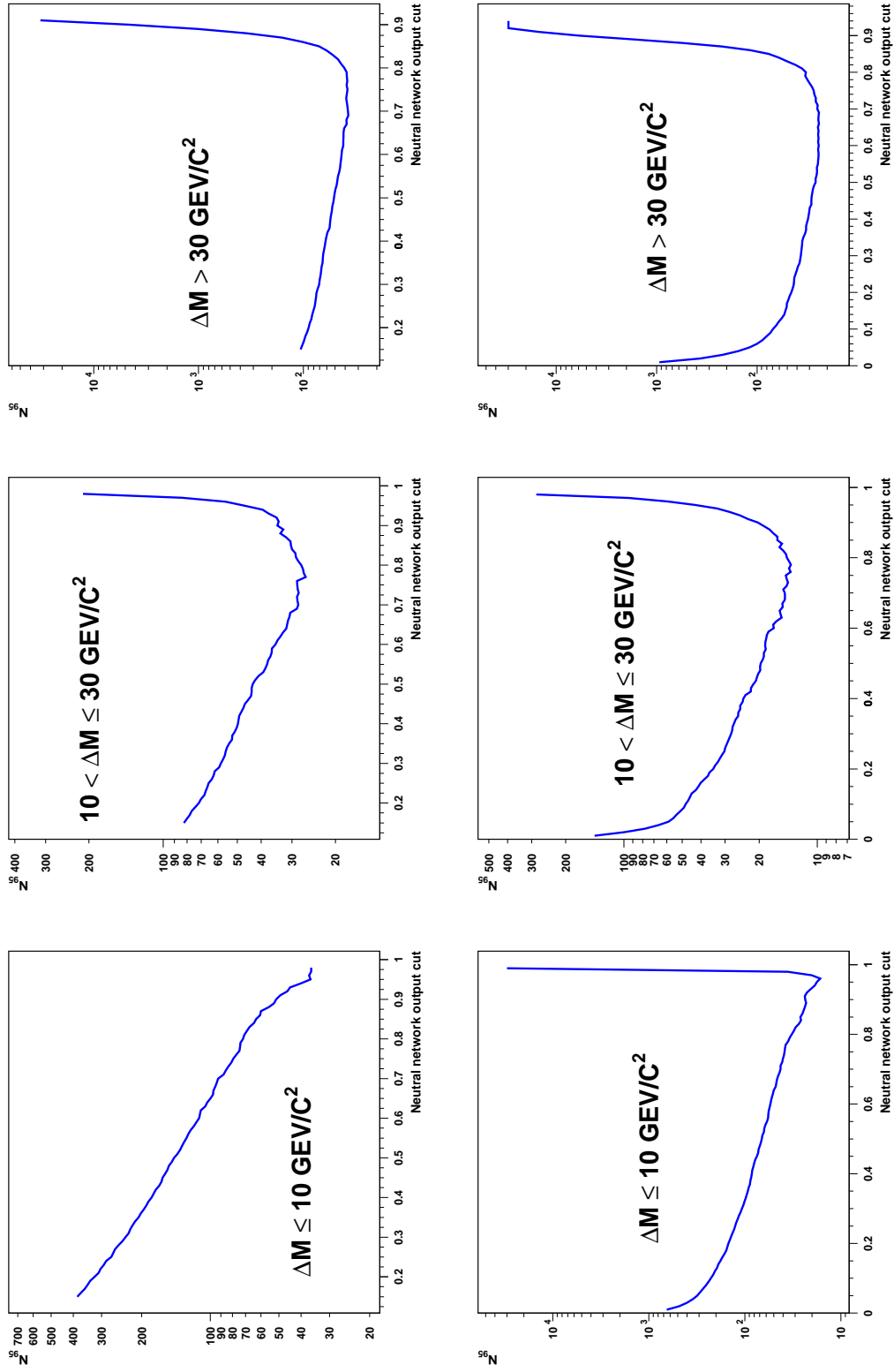


FIG. 6.29 – Optimisation de la coupure sur la sortie associée au signal pour la recherche de smuons pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 196 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30]$ GeV/c^2 et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).

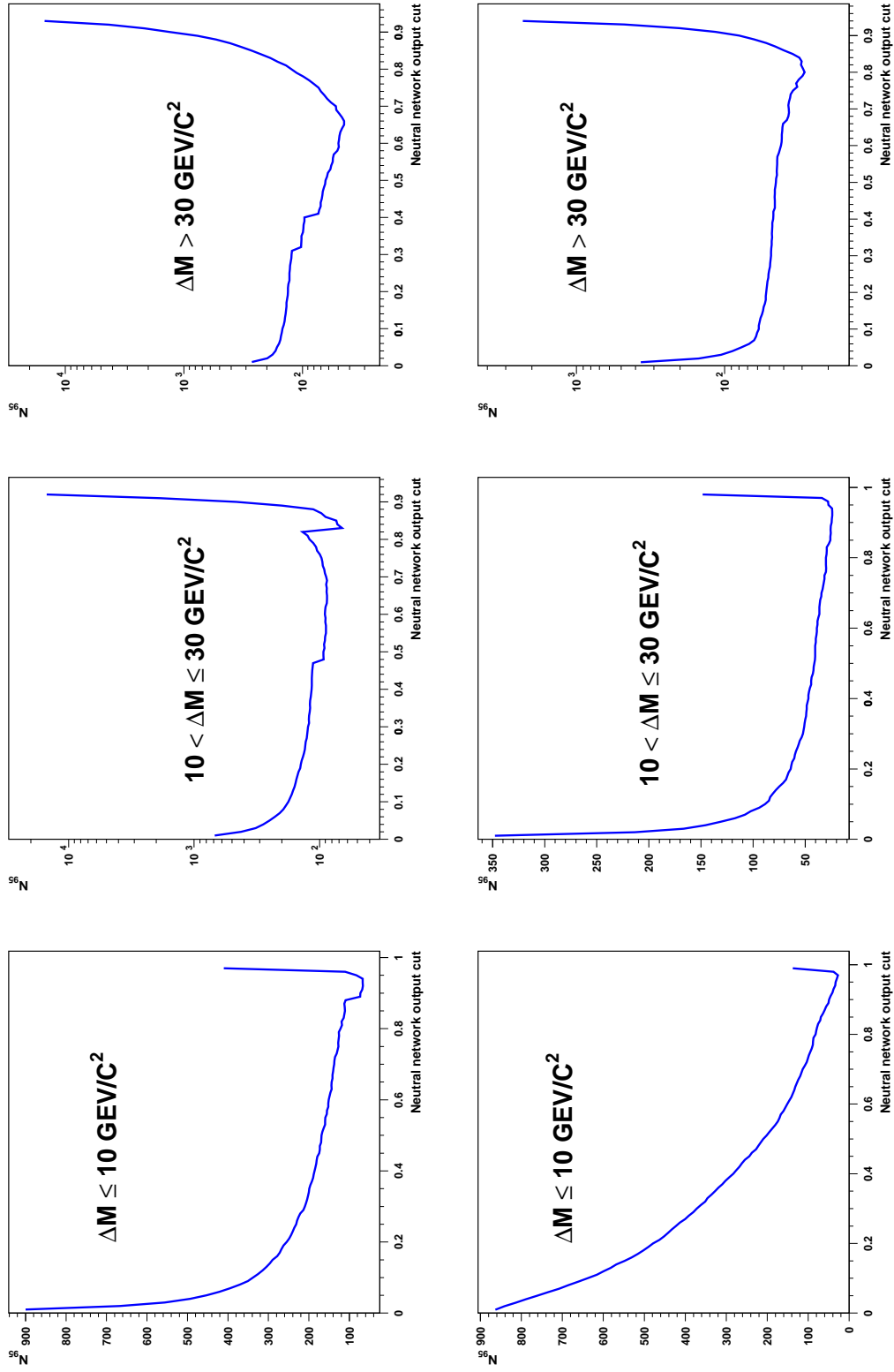


FIG. 6.30 – Optimisation de la coupure sur la sortie associée au signal pour la recherche de sélectrons pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30]$ GeV/c^2 et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).

6.8 Résultats pour la recherche de sleptons

6.8.1 Efficacités sur le signal

En appliquant la coupure sur la sortie du réseau de neurones associée au signal, nous avons obtenu une efficacité tous les $5 \text{ GeV}/c^2$ dans le plan $(M_{\tilde{\ell}}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$. Ensuite nous avons fait une interpolation linéaire dans le plan de masse avec un pas de $1 \text{ GeV}/c^2$. L'évolution de ces efficacités, en fonction des masses des sleptons et du neutralino, est représentée sur la figure 6.31.

Pour les smuons pour des différences de masse inférieures à $10 \text{ GeV}/c^2$, les efficacités obtenues augmentent progressivement avec la différence de masse entre le smuon et le neutralino. Pour des différences de masse proches de $5 \text{ GeV}/c^2$, les efficacités obtenues sont comprises entre 5 et 10 % et ceci quelque soit l'hypothèse de masse du smuon ou du neutralino. Par contre, pour des différences de masse proches de $10 \text{ GeV}/c^2$, les efficacités augmentent avec la masse du smuon. Pour des masses de smuons inférieures à $65 \text{ GeV}/c^2$, les efficacités obtenues sont voisines de 40%. Pour des masses de smuons plus grandes, l'efficacité devient plus importante et atteint une valeur maximale de 85%.

Pour la seconde région de masse $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$, l'efficacité est plus grande puisque nous arrivons dans une région de masse pour laquelle la contamination due au processus deux photons est moins importante. Ainsi les efficacités sur le signal sont meilleures. Dans cette région de masse, les efficacités sur le signal vont augmenter progressivement avec la masse de smuon. Elles passent de 40% pour les petites masses de smuon à 80% pour les grandes. Toutefois, l'efficacité est également fonction de la masse du neutralino.

Enfin la troisième fenêtre de masse est caractérisée par des efficacités moyennes atteignant 60% pour les grandes masses de smuons et de neutralinos. Elles tombent à environ 30% près de la limite cinématique.

La description que nous venons de faire pour l'évolution de l'efficacité sur le signal smuon est également observée pour les sélectrons. Toutefois les efficacités atteintes sont moins grandes. La valeur maximale que nous obtenons est de 56% pour la région de masse pour laquelle la masse du smuon est proche de la limite cinématique et la différence de masse entre le smuon et le neutralino est comprise entre 10 et 40 GeV.

Signalons enfin qu'une autre analyse DELPHI [11], que nous discutons plus loin, utilisant une méthode séquentielle aboutit aux mêmes efficacités que nous pour les smuons pour les trois régions dans le plan de masse smuon-neutralino. Par contre pour les sélectrons, cette analyse aboutit à des efficacités en moyenne supérieures aux nôtres de 10%.

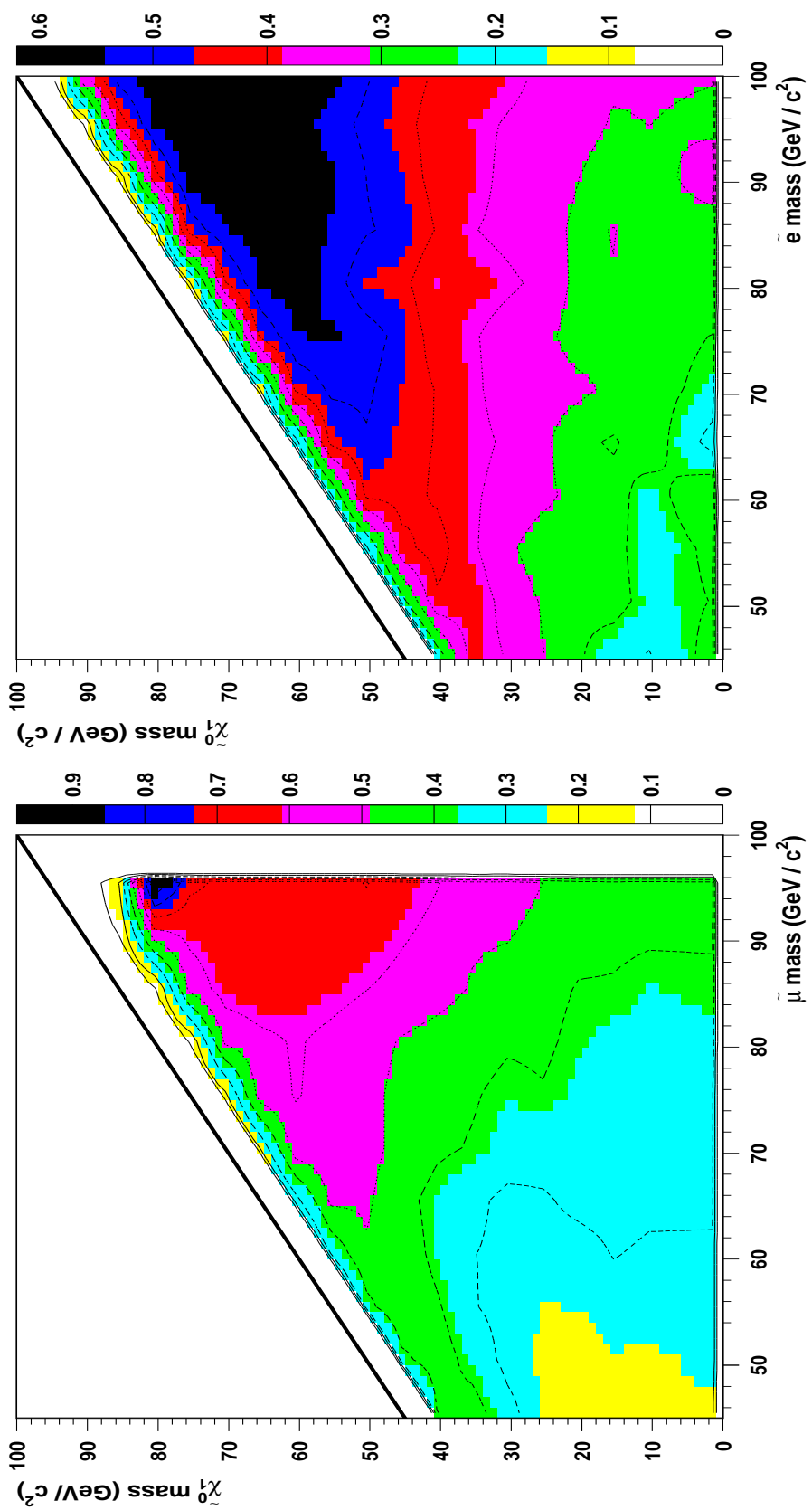


FIG. 6.31 – Efficacités sur le signal pour les smuons (gauche) et les sélectrons (droite) calculées tous les 5 GeV/c^2 puis interpolées linéairement. Les énergies considérées ici sont 196 GeV pour les smuons et 200 GeV pour les sélectrons.

6.8.2 Candidats smuons

L'analyse smuons que nous avons développée nous a permis de sélectionner 32 événements dans les données alors que le Modèle Standard prédit 41,28. La plus grande proportion des événements est due aux événements quatre fermions avec 14,71 événements attendus et le processus deux photons avec 16,14 événements attendus. Là aussi, on peut étudier les distributions des différents événements sélectionnés et voir leur compatibilité avec la cinématique du signal. Ceci est représenté sur la figure 6.32.

Energie (GeV)	184	189	192	196	200	202
Luminosité (1/pb)	53,5	157,8	25,9	76,9	84,2	41,1
$Z^0/\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	0,13	0,12	0,12	0,18	0,25	0,16
$Z^0/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	0,71	1,89	0,15	0,46	0,32	0,24
W^+W^-, Z^0Z^0	2,44	4,92	1,21	2,66	3,13	1,66
$\gamma\gamma\mu^+\mu^-$	1,66	4,86	0,57	1,68	1,57	0,77
$\gamma\gamma\tau^+\tau^-$	0,00	0,00	0,11	0,32	0,11	0,08
Somme des processus	4,94	11,84	2,16	5,32	5,38	2,91
Données sélectionnées	3	8	1	5	5	1

TAB. 6.9 – Candidat smuons après la coupure finale sur la sortie du réseau de neurones.

6.8.3 Candidats sélectrons

Le nombre d'événements restant après l'application de la coupure sur la sortie du réseau associée au signal est reporté dans le tableau 6.10. Nous voyons que le nombre d'événements sélectionné est de 27 alors que le Modèle Standard prédit 34,07 événements si l'on considère tous les processus de fond. La contribution dominante vient du processus quatre fermions, W^+W^- et ZZ , avec 18,79 événements. Le processus deux photons représente 10,68 événements attendus.

Energie (GeV)	184	189	192	196	200	202
Luminosité (1/pb)	53,5	157,8	25,9	76,9	84,2	41,1
e^+e^-	0,0	0,0	0,26	0,0	0,28	0,41
$Z^0\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	0,0	0,36	0,33	0,29	0,24	0,12
W^+W^-, Z^0Z^0	4,15	1,86	1,87	2,70	4,69	2,83
$\gamma\gamma e^+e^-$	0,60	1,76	1,57	1,04	2,61	1,88
$\gamma\gamma\tau^+\tau^-$	0,05	0,15	0,27	0,48	0,11	0,16
Somme des processus	4,94	6,71	4,31	4,51	8,06	5,54
Données sélectionnées	2	5	4	6	6	3

TAB. 6.10 – Candidats sélectrons après la coupure sur le réseau de neurones.

On peut ensuite étudier la compatibilité cinématique des différents événements sélectionnés avec la

cinématique du signal sélectron que nous recherchons. La figure 6.33 montre cette distribution pour les événements sélectionnés pour une énergie de 202 GeV.

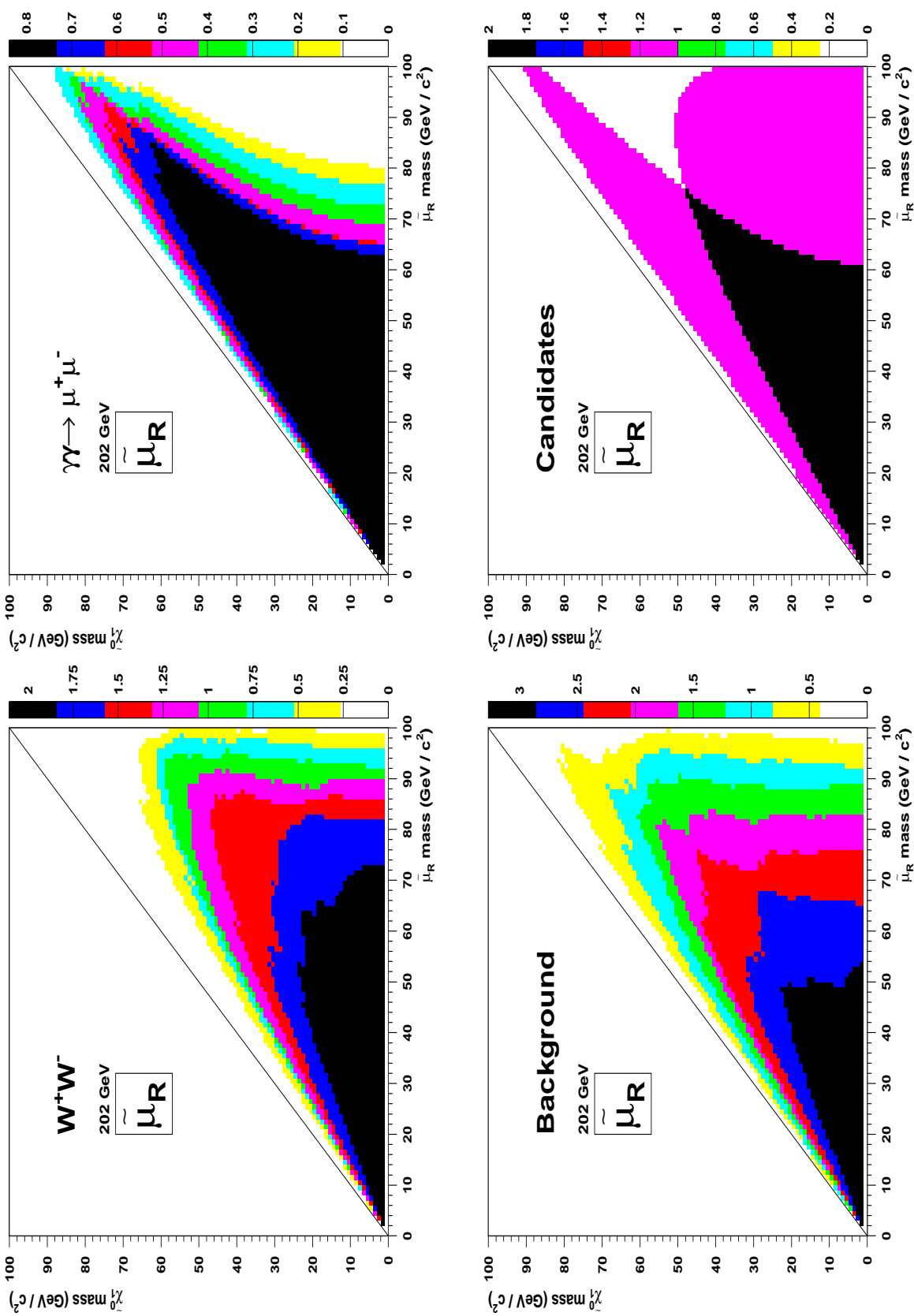


FIG. 6.32 – Compatibilité des événements sélectionnés par le réseau de neurones avec les contraintes cinématiques imposées par le signal pour les $smuons$ pour une énergie de 202 GeV.

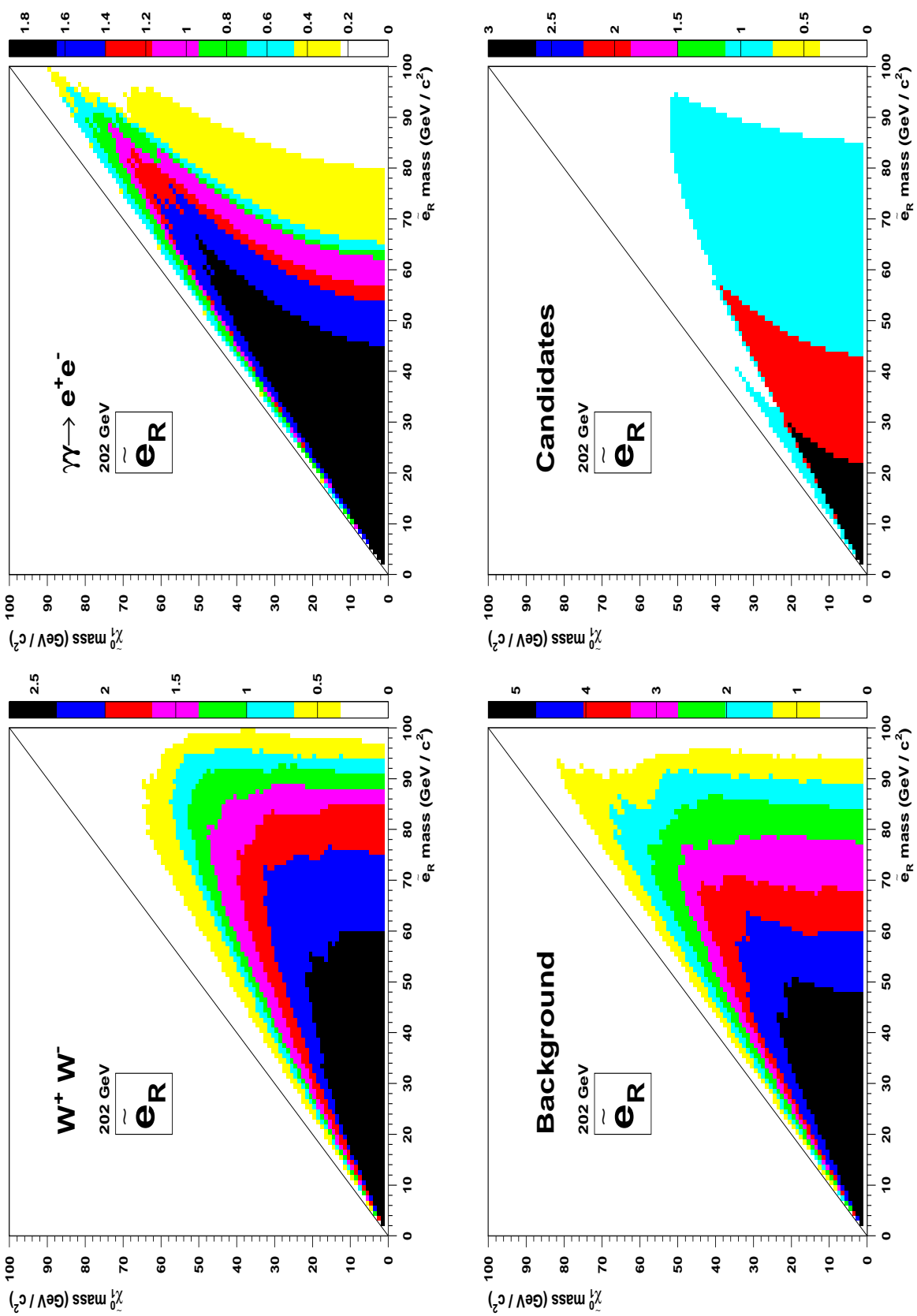


FIG. 6.33 – Compatibilité des événements sélectionnés par le réseau de neurones avec les contraintes cinématiques imposées par le signal pour les sélectrons pour une énergie de 202 GeV.

6.9 Interprétation des résultats

Les analyses effectuées aux différentes énergies n'ont montré aucun excès des données par rapport au nombre d'événements attendu dans le cadre du Modèle Standard. En combinant les résultats obtenus aux différentes énergies avec le programme ALRMC [19] interfacé au programme SUSYGEN [20], nous en avons déduit les régions de masse exclues à 95 % de niveau de confiance. Ces exclusions sont représentées sur la figure 6.34. Celles-ci ont été calculées au point conseillé par le groupe SUSY du LEP [1]: $\mu = -200 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan \beta = 1,5$, point pour lequel nous avons vu que les contributions dues aux autres voies de désintégration des sleptons sont négligeables. Le rapport de branchement associé à la désintégration du slepton en un lepton et un neutralino $BR(\tilde{\ell}_R \rightarrow \ell \tilde{\chi}_1^0) \geq 82\%$ a été pris en compte. L'exclusion en sélectron est meilleure que celle pour les smuons puisque, comme nous l'avons vu, la section efficace de production de deux sélectrons est plus grande que celle de deux smuons. Par ailleurs l'exclusion en smuons est nettement moins bonne pour les grandes différences de masse entre le smuon et le neutralino. Pour cette région de masse, le rapport de branchement en muon neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ n'est plus 100% et les autres voies deviennent accessibles cinématiquement, comme par exemple la désintégration en neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ muon ou en chargino $\tilde{\chi}_1^+$ neutrino ν_μ . Puisque le rapport de branchement est pris en compte pour l'exclusion, la section efficace théorique devient trop petite pour être exclue, d'où une exclusion moins bonne. Enfin nous avons vu que nous avons un excès de Monte Carlo dans les deux cas: sélectron et smuon. Sur la figure 6.34, nous avons représenté les exclusions que nous obtiendrions si le nombre d'événements dans les données était égal au nombre d'événements prédits par le Modèle Standard. Ces limites sont appelées limites attendues. Nous voyons que pour les sélectrons, la différence entre les limites attendues et observées est moins flagrante que pour les smuons.

Des exclusions, nous pouvons déduire une limite inférieure sur la masse du sélectron égale à 89 GeV/c^2 pour une différence de masse supérieure à 5 GeV/c^2 entre le sélectron et le neutralino. Cette limite devient 92 GeV/c^2 si la différence de masse entre le sélectron et le neutralino est supérieure à 7 GeV/c^2 . Pour le smuon, cette exclusion est de 80 GeV/c^2 pour une différence de masse supérieure à 5 GeV/c^2 . La valeur maximale atteinte est 87 GeV/c^2 si la différence de masse est supérieure à 8 GeV/c^2 .

6.10 Comparaison avec l'analyse par maximum de vraisemblance

La recherche de sélectrons et de smuons est également faite dans DELPHI en utilisant une méthode par maximum de vraisemblance [11]. Après avoir décrit le principe de cette analyse, nous en comparons les résultats à ceux donnés par notre analyse pour les énergies de 192, 196, 200 et 202 GeV.

6.10.1 Sélection des événements

Dans l'analyse par maximum de vraisemblance, basée sur le programme TAUPLUS [21] pour la sélection de trace, les événements smuons sont sélectionnés en demandant deux traces de charges opposées ayant une impulsion supérieure à 1 GeV/c . Contrairement à notre analyse, ici il est demandé que seulement une des deux particules soit effectivement identifiée comme un muon au moins *very loose* et que l'autre particule ne soit pas identifiée comme un électron. Après cette étape, les données sont assez bien reproduites. La réduction des événements dûs au processus deux photons nécessite que

l'énergie visible soit supérieure à 15 GeV, l'énergie déposée dans le STIC soit inférieure à 4 GeV et la masse invariante des deux particules chargées supérieure à 4,5 GeV/c². La réduction de la contribution des processus $\mu^+\mu^-$ se fait par une coupure supérieure sur l'énergie visible à 120 GeV. Le nombre de photons est limité à au plus 3 et l'énergie électromagnétique associée aux clusters neutres (les photons) doit être inférieure à 10 GeV. Les événements ayant une acoplanarité supérieure à 175° et un angle entre les deux traces supérieur à 175° sont systématiquement rejetés. Enfin des coupures portant sur l'angle polaire du muon de charge positive θ_+ à 140° et sur l'angle du muon de charge négative inférieure à 40° caractéristiques des désintégrations des bosons W^+ et W^- permettent de réduire fortement la contribution due au processus quatre fermions WW .

Pour la recherche de sélectrons, les événements sont sélectionnés en demandant deux traces de charge opposées et que l'une des deux particules soit effectivement un électron identifié au moins *very loose*. Les événements pour lesquels l'autre particule est identifiée comme un muon sont systématiquement rejetés. En imposant une coupure sur le moment des deux traces à 1 GeV, un bon accord entre les données et les processus du Modèle Standard est obtenu. Pour rejeter ensuite la contribution due au processus deux photons, seuls les événements ayant une énergie totale visible supérieure à 15 GeV sont conservés. L'énergie déposée dans le STIC doit quant à elle être inférieure à 4 GeV. Enfin deux coupures additionnelles permettent de réduire fortement la contribution due au processus deux photons. Celles-ci requièrent une masse invariante visible supérieure à 4,5 GeV et un moment transverse total supérieur à 5 GeV/c. La réduction du fond Bhabha se fait par une coupure sur l'énergie totale déposée dans le détecteur. Celle-ci doit être inférieure à 120 GeV. L'énergie associée à un photon doit être inférieure à 30 GeV. On impose également les mêmes coupures sur l'angle entre les deux traces et l'acoplanarité seulement pour les muons. Ensuite, pour les scénarios pour lesquels la différence de masse entre le slepton et le neutralino est grande, une fonction discriminante est élaborée à partir des variables énergie neutre, acolinéarité, acoplanarité, énergie manquante et de la variable produit charge de la particule par son angle polaire.

6.10.2 Comparaison des candidats

Le nombre de candidats smuons et sélectrons sélectionnés aux différentes énergies, comparé aux prédictions du Modèle Standard est reporté dans le tableau 6.11 pour les deux analyses, par maximum de vraisemblance et la nôtre qui utilise un réseau de neurones.

\sqrt{s}	Luminosité	Sélectrons				Smuons			
		Candidats		Événements attendus		Candidats		Événements attendus	
192	25,9	4	6	4,31	6,9	1	2	2,16	2,3
196	76,9	6	31	4,51	21,2	5	6	5,32	7,2
200	84,2	6	19	8,06	21,3	5	3	5,38	6,6
202	41,1	3	12	5,54	9,9	1	2	2,91	3,3
Total	228,1	19	68	22,42	59,3	12	13	15,77	20,4

TAB. 6.11 – Comparaison entre le nombre de candidats obtenus par les deux analyses indépendantes, la nôtre utilisant un réseau de neurones et celle par maximum de vraisemblance (en gras).

La comparaison entre nombres d'événements montre que pour les smuons, les deux analyses abou-

tissent à des résultats identiques pour les quatre énergies comparées ici, aussi bien pour le nombre d'événements attendu que pour le nombre d'événements observés. Les deux analyses montrent pour les smuons un excès de Monte Carlo. La comparaison des efficacités pour les différents scénarios de masse entre le neutralino et le smuon, montre que celles-ci sont du même ordre de grandeur et les limites auxquelles on aboutit sont équivalentes. Pour les grandes valeurs de ΔM , l'analyse par maximum de vraisemblance aboutit à une limite de $86 \text{ GeV}/c^2$ tandis que nous trouvons $87 \text{ GeV}/c^2$. Pour les petites différences de masse, la région exclue par l'analyse par maximum de vraisemblance est plus importante. Ils excluent un smuon de masse inférieure à $83 \text{ GeV}/c^2$, tandis que nous obtenons une limite inférieure de $80 \text{ GeV}/c^2$. Les limites auxquelles ils aboutissent, meilleures que les nôtres dans cette région sont dues au fait que pour le calcul de l'exclusion en masse, ils ne considèrent que les événements des données et des processus de bruit de fond compatibles cinématiquement avec le signal.

L'étude du tableau 6.11 montre ensuite que pour les sélectrons nous avons beaucoup moins de candidats que ce que l'on obtiendrait en utilisant une analyse par maximum de vraisemblance. Ceci est dû essentiellement au fait qu'à la présélection, nous rejetons systématiquement les événements pour lesquels les particules sont identifiées comme des électrons *very loose*. Nos critères de présélection sont beaucoup plus sévères que les leurs. Ceci se traduit sur les efficacités. Celles-ci sont en moyenne 10% inférieures aux leurs. Toutefois puisque la section efficace théorique des sélectrons est très grande, même avec une efficacité plus faible, nos exclusions sont comparables. Pour les grandes différences de masses entre le sélectron et le neutralino, nous obtenons une limite inférieure sur la masse du sélectron de $92 \text{ GeV}/c^2$ tandis qu'eux améliorent cette limite de $2 \text{ GeV}/c^2$. Pour les différences de masse supérieures à $5 \text{ GeV}/c^2$, notre limite est de $89 \text{ GeV}/c^2$, inférieure à la leur égale à $91 \text{ GeV}/c^2$.

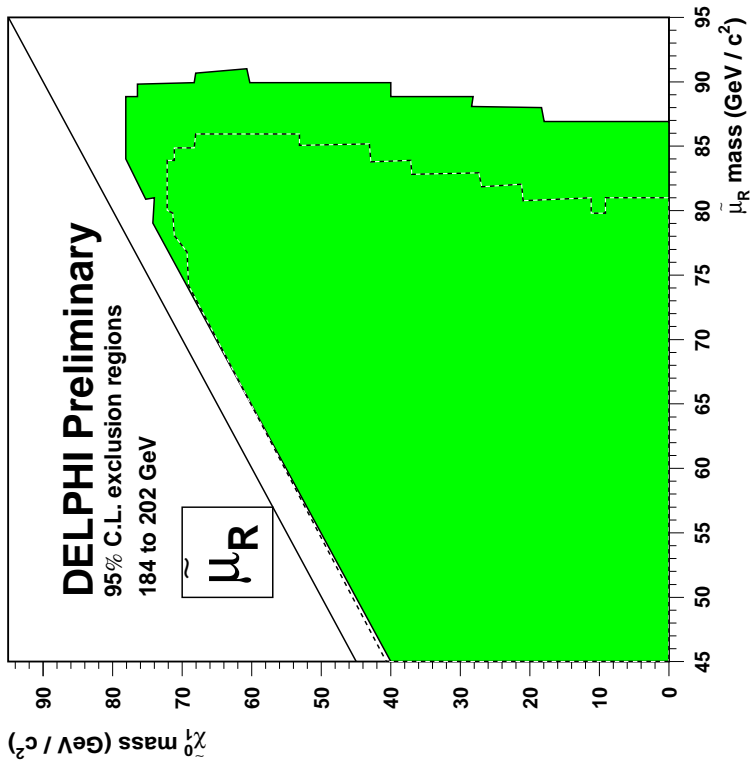
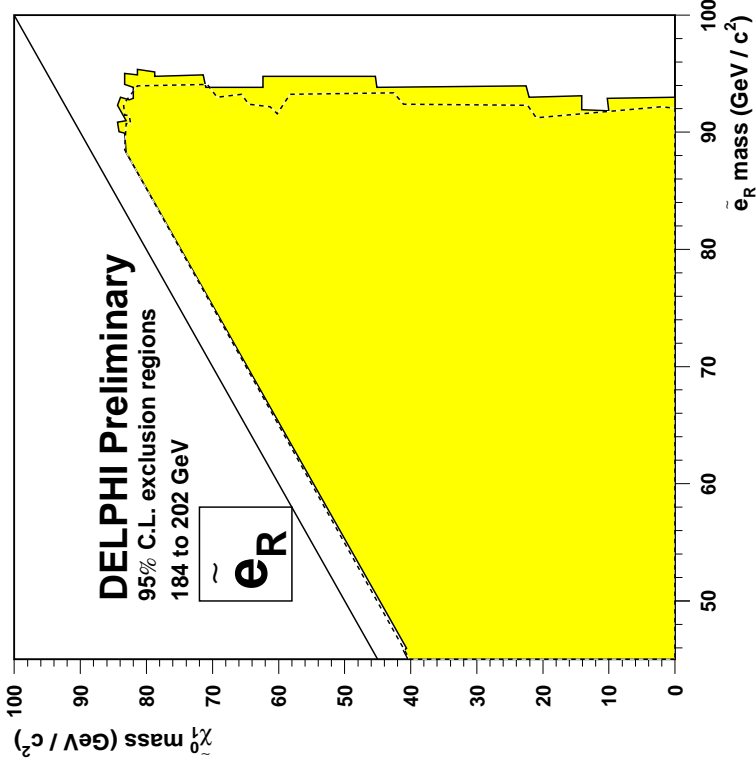


FIG. 6.34 – La figure de gauche montre l'exclusion dans le plan de masse sélectron droit \tilde{e}_R et neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ obtenue en combinant les résultats obtenus aux énergies de 184 à 202 GeV. La courbe en pointillés est l'exclusion obtenue lorsque nous supposons le nombre de données égal au nombre d'événements de fond simulé. La figure de droite montre les mêmes résultats pour le smuon droit $\tilde{\mu}_R$.

6.11 Erreurs systématiques

Nous avons ensuite étudié la stabilité de la limite sur la masse des particules supersymétrique, donnée par l'analyse basée sur un réseau de neurones.

6.11.1 Modélisation du signal: SPYTHIA/SUSYGEN

Le choix du générateur Monte Carlo pour la modélisation du signal et des processus issus du Modèle Standard est très important. Nous avons étudié la variation des efficacités sur le signal en utilisant le programme SPYTHIA [22]. Nous avons pour cela choisi trois points significatifs dans le plan (masse de slepton-masse de neutralino) correspondant aux trois fenêtres de masse. Les efficacités sur le signal, obtenues avec SPYTHIA, sont systématiquement inférieures à celles obtenues avec le générateur SUSYGEN de 1 à 3 %. Il en résulte une variation de la limite en masse sur le sélectron ou le smuon d'au plus 1 GeV/c².

6.11.2 Accord données-Monte Carlo

La seconde source possible d'erreurs systématiques provient d'une mauvaise description des processus issus du Modèle Standard comme les processus de quatre fermions (W^+W^-) ou les processus à deux photons ($\gamma\gamma$). En estimant une erreur systématique de $\pm 5\%$ sur les valeurs utilisées en entrée du réseau de neurones, nous avons aboutit à une variation maximale de la masse du slepton de 2 GeV/c².

6.11.3 Stabilité du réseau de neurones

La troisième source d'erreur systématique provient du réseau de neurones lui même. Nous avons étudié la stabilité de la limite sur la masse du slepton selon la coupure du réseau de neurones. En modifiant de $\pm 5\%$ la valeur de la coupure du réseau de neurones, nous avons observé une variation maximale de la limite sur les deux masses de 3 GeV/c².

6.12 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons recherché dans les événements avec deux électrons ou deux muons dans l'état final, un signal supersymétrique correspondant soit à la production des partenaires supersymétriques des électrons, *les sélectrons* soit à la production des partenaires supersymétriques des muons, *les smuons*. Nous avons supposé que la R-parité est conservée. Après avoir obtenu une bonne description des données aux différentes énergies de 184 à 202 GeV pour les événements dimuons et les événements diélectrons, nous avons développé une analyse basée sur un réseau de neurones à trois couches, une couche d'entrée, une couche cachée et une couche de sortie dans le but de discriminer dans chaque cas, smuon et sélectron, le signal des deux processus dominants: le processus deux

photons et le processus quatre fermions, essentiellement des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. L'étude des caractéristiques cinématiques du signal nous a incité à définir trois régions de masse. Pour la première fenêtre, correspondant à une différence de masse entre le slepton et le neutralino inférieure à $10 \text{ GeV}/c^2$, le signal a les mêmes caractéristiques que le processus deux photons. Dans la région de masse intermédiaire, correspondant au cas où la différence de masse entre le slepton et le neutralino est comprise entre 10 et $30 \text{ GeV}/c^2$, les processus issus du Modèle Standard, qui constituent le bruit de fond, sont le processus deux photons et le fond quatre fermions. Pour la région de masse pour laquelle la différence de masse est supérieure à $30 \text{ GeV}/c^2$, seul le processus quatre fermions constitue notre fond principal. Nous avons vu que le fond le plus difficile à éliminer est le processus quatre fermions que notre réseau de neurones distingue difficilement du signal.

En coupant sur la variable de sortie associée au signal, nous n'avons constaté aucun excès d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Nous avons également vu que pour les électrons, l'analyse est nettement moins performante que pour les muons.

Nous aboutissons finalement à une limite inférieure sur la masse du sélectron égale à $89 \text{ GeV}/c^2$ pour une différence de masse entre le sélectron et le neutralino supérieure à $5 \text{ GeV}/c^2$. Pour le smuon, la limite que nous avons obtenons est de $80 \text{ GeV}/c^2$ pour une différence de masse supérieure à $5 \text{ GeV}/c^2$.

Bibliographie

- [1] LEP2 SUSY Working Group <http://www.cern.ch/lepsusy/susywww/wgsusy.html>.
- [2] *Physics at LEP 2*, CERN 96-10 volume 1.
- [3] S. Jadach, B.F.L. Ward, and Z. Was, *Comp. Phys. Comm.* **79** (1994), 503-522.
- [4] BHWIDE, S. Jadach, W. Plazcek and B.F.L Ward, HEP-PH/9608412.
BABAMC, R. Kleiss,
- [5] T. Sjöstrand, “*High energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*”, CERN TH/7111-93 (1993, rev. 1994).
- [6] F.A. Berends, R. Pittau, R. Kleiss, *Comp. Phys. Comm.* **85** (1995), 437.
- [7] F.A. Berends, R. Kleiss, *Radiative corrections to Bhabha scattering at high energies*, Nucl. Phys. B304 (1988), 712.
- [8] F.A. Berends, P.H. Daverveldt, R. Kleiss, *Monte Carlo Simulation of Two-Photon Processes*, *Comp. Phys. Comm.* **40** (86) 271-284.
- [9] T. Spassoff, N. Smirnov, *SKELANA - Skeleton Analysis Program*.
- [10] F. Cossuti, *Improvements to SKELANA for version2.0*, DELPHI 99-175 PROG 239.
- [11] P. Allport *et al.*, *Search for sleptons using the DELPHI detector at LEP*, DELPHI 99-78 CONF 265.
- [12] P. Lutz, *A la recherche du plasma de quarks et de gluons: les collisions d’ions lourds ultra-relativistes, analyse multidimensionnelle*, école d’été de physique des particules de GIF 1988, Lyon 12-16 septembre 1988.
- [13] P. Allport *et al.*, *Search for sleptons at $\sqrt{s} \leq 202$ GeV*, DELPHI 2000-012 CONF 333.
- [14] Une bonne introduction aux réseaux de neurones peut être trouvée dans :
B. Kröse and P. van der Smagt, University of Amsterdam, *An Introduction to Neural Networks*, 1996.
Signalons également le très bon site où nous avons trouvé un nombre impressionnant d’informations sur les réseaux de neurones:
<http://www1.cern.ch/NeuralNets/nnwInHep.html>.

- [15] La méthode des réseaux de neurones a été appliquée notamment pour la recherche du boson de Higgs, l'identification des électrons ou encore la mesure de la masse du boson W:
K. Hultqvist, R. Jacobsson, K.E. Johansson, *Using a neural network in the search for the Higgs boson*, DELPHI Note 95-61 PHYS 496.
C. Kreuter, *Electron identification using a neural network*, DELPHI NOTE 96-169 PHYS 658.
A. Duperrin, *Measurement of the W Mass in $WW \rightarrow q \bar{q} q \bar{q}$ at 183 GeV with neural network*, DELPHI NOTE 98-150 PHYS 794.
- [16] B. Majorovits, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, *Digital Pulseshape Analysis by Neural Networks for the Heidelberg-Moscow-Double-Beta-Decay-Experiment*, Eur. Phys. J. A6 (1999) 463-469.
- [17] A. Zell et al. SNNS V 4.1 : Stuttgart neural network simulator Report number 6/95. La version 4.2 a été utilisée.
- [18] J.F. Grivaz and F. Le Diberder, *Complementary analyses and acceptance optimization in new particle searches*, LAL-92-37.
- [19] A.L. Read, *Optimal statistical analysis of search results based on the likelihood ratio and its application to the search for the MSM Higgs boson at 161 and 172 GeV*, DELPHI 97-158 PHYS 737.
- [20] S. Katsanevas, S. Melachroinos, in *Physics at LEP2*, CERN 96-01, Vol. 2, p. 328, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner.
S. Katsanevas, P. Morawitz,
SUSYGEN 2.2 - A Monte Carlo Event Generator for MSSM Sparticle Production at $e^+ e^-$ Colliders, Comput.Phys.Commun. 112 (1998) 227-269.
- [21] S. de Brabandère, D. Edsall and M. Dam, *TAUPLUS - A Tau Physics Analysis Package - Version 5.4*, DELPHI 98-15 PROG 229.
- [22] S. Mrenna, *SPYTHIA, A Supersymmetric Extension of PYTHIA 5.7*, Comput.Phys.Commun. 101 (1997) 232-240

Chapitre 7

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons dans un premier temps étudié les conséquences sur les limites actuelles qu'aurait la prise en compte des phases associées aux paramètres introduits dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (MSSM). Nous sommes arrivés au résultat suivant: la prise en compte des contraintes expérimentales reliées au moment dipolaire électrique de l'électron ainsi que la largeur invisible du boson Z^0 permet de conserver les limites actuelles faites en supposant les paramètres introduits dans le MSSM réels.

Ensuite nous avons étudié les effets qu'aurait la prise en compte des corrélations de spin dans les distributions angulaires des particules produits de désintégration des neutralinos et des charginos. Nous avons également étudié les effets dus à la désintégration du lepton tau produit de désintégration du *stau*, son partenaire supersymétrique. Nous avons obtenu comme résultat que l'étude des distributions angulaires ainsi que les distributions en impulsion sont des indicateurs très sensibles des paramètres du MSSM. Nous avons également vu que les effets des corrélations de spin dans les analyses LEP 200 ne sont pas très importants tant que ces analyses sont faites avec des variables suffisamment générales.

Ces deux études ont été finalement incluses dans le programme SUSYGEN utilisé pour la recherche de particules supersymétriques.

Dans une dernière partie nous sommes plus particulièrement concentrés sur la production, à partir d'une interaction e^+e^- dans le détecteur DELPHI, des partenaires supersymétriques des leptons des deux premières générations, *le sélectron* \tilde{e} et *le smuon* $\tilde{\mu}$. Sous l'hypothèse de la conservation de la R-parité, nous avons supposé que les modes de désintégration dominant de ces deux particules scalaires sont $\tilde{e}^\pm \rightarrow e^\pm \tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\mu}^\pm \rightarrow \mu^\pm \tilde{\chi}_1^0$. Le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ s'échappant du détecteur, puisque supposé être la particule supersymétrique la plus légère, les signaux ci-dessus correspondent aux états finaux avec un électron et un positon ou un muon et un anti-muon avec une énergie manquante emportée par les deux neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$.

Nous avons pour cela développé, pour chacun des deux processus précédents, une méthode originale basée sur les réseaux neuromimétiques pour extraire les événements supersymétriques de ceux issus du Modèle Standard ayant la même topologie. L'analyse des données recueillies par le détecteur DELPHI à des énergies de 184, 189, 192, 196, 200 et 202 GeV, soit une luminosité intégrée équivalente de 439,5/pb n'a montré aucun excès d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard, signe que les particules supersymétriques n'ont pas été produites à ces énergies. Néanmoins ce résultat n'est pas négatif, puisque l'absence de particules supersymétriques permet d'exclure un grand nombre de scénarios a priori possibles pour les paramètres supersymétriques et d'imposer des limites sur les masses de ces particules. Ainsi des scénarios avec un sélectron et un smuon plus légers

que $89 \text{ GeV}/c^2$ et $80 \text{ GeV}/c^2$ respectivement pour une différence de masse entre le sélectron ou le smuon et le neutralino supérieure à $5 \text{ GeV}/c^2$ sont exclus avec un niveau de confiance de 95%. Ce résultat est en accord avec une analyse similaire et indépendante dans DELPHI.

La découverte de l'une de ces particules durant la dernière année de prise de données du LEP validerait définitivement les théories supersymétriques qui constituent une étape importante pour arriver à la théorie unificatrice des quatre interactions fondamentales.

Annexe A

Fonctions cinématiques B et Z

L'expression de l'amplitude \mathcal{A} associée à un processus fait dans le cas le plus général intervenir des produits des bispineurs $u_\lambda(p, m)$, des matrices γ_μ et la matrice γ_5 . Il est par conséquent possible d'exprimer ces amplitudes à partir de fonctions plus fondamentales calculables une fois pour toutes, les fonctions B et Z . Dans cette annexe, nous donnons les expressions de ces différentes fonctions.

A.1 Fonctions B

Nous avons défini les fonctions B par:

$$B_{\lambda_1, \lambda_2}^\lambda(p_1, p_2) = \bar{u}_{\lambda_1}(p_1, m_1) P_\lambda u_{\lambda_2}(p_2, m_2).$$

Les expressions de ces fonctions peuvent facilement être calculées en décomposant les différents bispineurs en termes des spineurs ω définis au chapitre 4 et en utilisant les relations remarquables de trace et des projecteurs P_λ . Le calcul des fonctions B fait apparaître un certain nombre de propriétés remarquables pour ces fonctions:

$$\begin{aligned} B_{\lambda, \lambda}^L(p_1, p_2) &= B_{-\lambda, -\lambda}^R(p_1, p_2), \\ B_{\lambda_1, \lambda_2}^\lambda(p_1, p_2) &= -B_{\lambda_1, \lambda_2}^\lambda(p_2, p_1). \end{aligned}$$

A.1.1 Exemple

Nous considérons la fonction $B_{+ -}^L(p_1, p_2)$ définie comme:

$$B_{+ -}^L(p_1, p_2) = \bar{u}_+(p_1, m_1) P_L u_-(p_2, m_2)$$

Comme:

$$u_\lambda(p, m) = \frac{1}{\eta} (\not{p} + m) \omega_{-\lambda}(k_0) \text{ où } \eta = \sqrt{k_0 \cdot p},$$

on obtient:

$$\begin{aligned} B_{+-}^L(p_1, p_2) &= \bar{\omega}_-(k_0) \frac{1}{\eta_1} (\not{p}_1 + m_1) P_L \frac{1}{\eta_2} (\not{p}_2 + m_2) \omega_+(k_0) \\ &= \frac{1}{\eta_1 \eta_2} \text{tr} [\omega_+(k_0) \bar{\omega}_-(k_0) (\not{p}_1 + m_1) P_L (\not{p}_2 + m_2)] \end{aligned}$$

Or:

$$\omega_\lambda(k_0) = \lambda \not{k}_1 \omega_{-\lambda}(k_0)$$

De sorte que $B_{+-}^L(p_1, p_2)$ se met sous la forme:

$$B_{+-}^L(p_1, p_2) = \frac{1}{\eta_1 \eta_2} \text{tr} [\not{k}_1 \omega_-(k_0) \bar{\omega}_-(k_0) (\not{p}_1 + m_1) P_L (\not{p}_2 + m_2)]$$

Puisque:

$$\omega_\lambda(k_0) \bar{\omega}(k_0) = P_\lambda \not{k}_0$$

l'expression précédente de $B_{+-}^L(p_1, p_2)$ devient:

$$\begin{aligned} B_{+-}^L(p_1, p_2) &= \frac{1}{\eta_1 \eta_2} \text{tr} [\not{k}_1 P_L \not{k}_0 (\not{p}_1 + m_1) P_L (\not{p}_2 + m_2)] \\ &= \frac{1}{\eta_1 \eta_2} \text{tr} [\not{k}_1 P_L \not{k}_0 \not{p}_1 \not{p}_2] \end{aligned}$$

où nous avons utilisé les propriétés de trace des matrices γ_μ de Dirac et les relations de projections:

$$P_\lambda P_{\lambda'} = \delta_{\lambda\lambda'} P_\lambda$$

En exprimant P_L , $B_{+-}^L(p_1, p_2)$ devient:

$$B_{+-}^L(p_1, p_2) = \frac{1}{2\eta_1 \eta_2} (\text{tr} [\not{k}_1 \not{k}_0 \not{p}_1] - \text{tr} [\not{k}_1 \gamma_5 \not{k}_0 \not{p}_2])$$

Il ne reste plus alors qu'à se rappeler que:

$$\begin{aligned} \text{tr} [\not{k}_1 \not{k}_0 \not{p}_1] &= 4((k_1 \cdot k_0)(p_1 \cdot p_2) - (k_1 \cdot p_1)(k_0 \cdot p_2) + (k_1 \cdot p_2)(k_0 \cdot p_1)) \\ \text{tr} [\not{k}_1 \gamma_5 \not{k}_0 \not{p}_2] &= -4i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_1^\mu k_0^\nu p_1^\rho p_2^\sigma \end{aligned}$$

où $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur totalement antisymétrique avec $\epsilon_{0123} = -1$.

Comme nous avons choisi $k_0 = (1, 1, 0, 0)$ et $k_1 = (0, 0, 1, 0)$, nous obtenons:

$$\begin{aligned} B_{+-}^L(p_1, p_2) &= \frac{2}{\eta_1 \eta_2} [p_{1y}(E_2 - p_{2x}) - p_{2y}(E_1 - p_{1x}) - ip_{2z}(E_1 - p_{1x}) + ip_{2z}(E_2 - p_{2x})] \\ &= \frac{1}{\eta_1 \eta_2} [(p_{1y} + ip_{1z})\eta_2^2 - (p_{2y} + ip_{2z})\eta_1^2] \\ &= \left[(p_{1y} + ip_{1z}) \frac{\eta_2}{\eta_1} - (p_{2y} + ip_{2z}) \frac{\eta_1}{\eta_2} \right] \end{aligned}$$

A.1.2 Formulaire

Les fonctions B , au nombre de 8, s'expriment comme:

$$\begin{aligned}
 B_{-}^L(p_1, p_2) &= \mu_1 \eta_2 \\
 B_{+}^L(p_1, p_2) &= 0 \\
 B_{+}^L(p_1, p_2) &= (p_{1y} + ip_{1z}) \frac{\eta_2}{\eta_1} - (p_{2y} + ip_{2z}) \frac{\eta_1}{\eta_2} \\
 B_{+}^L(p_1, p_2) &= \eta_1 \mu_2 \\
 B_{-}^R(p_1, p_2) &= \eta_1 \mu_2 \\
 B_{-}^R(p_1, p_2) &= - \left[(p_{1y} - ip_{1z}) \frac{\eta_2}{\eta_1} - (p_{2y} - ip_{2z}) \frac{\eta_1}{\eta_2} \right] \\
 B_{+}^R(p_1, p_2) &= 0 \\
 B_{+}^R(p_1, p_2) &= \mu_1 \eta_2
 \end{aligned}$$

A.2 Fonctions Z

Si le processus étudié fait intervenir une particule vectorielle, l'amplitude invariante associée à ce processus s'écrit comme une fonction quadratique des fonctions Z définies comme:

$$\begin{aligned}
 Z_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{LL}(p_1, p_2, p_3, p_4) &= [\bar{u}(p_1, m_1, \lambda_1) \gamma_\mu P_L u(p_2, m_2, \lambda_2)] [\bar{u}(p_3, m_3, \lambda_3) \gamma^\mu P_L u(p_4, m_4, \lambda_4)], \\
 Z_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{LR}(p_1, p_2, p_3, p_4) &= [\bar{u}(p_1, m_1, \lambda_1) \gamma_\mu P_L u(p_2, m_2, \lambda_2)] [\bar{u}(p_3, m_3, \lambda_3) \gamma^\mu P_R u(p_4, m_4, \lambda_4)], \\
 Z_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{RL}(p_1, p_2, p_3, p_4) &= [\bar{u}(p_1, m_1, \lambda_1) \gamma_\mu P_R u(p_2, m_2, \lambda_2)] [\bar{u}(p_3, m_3, \lambda_3) \gamma^\mu P_L u(p_4, m_4, \lambda_4)], \\
 Z_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{RR}(p_1, p_2, p_3, p_4) &= [\bar{u}(p_1, m_1, \lambda_1) \gamma_\mu P_R u(p_2, m_2, \lambda_2)] [\bar{u}(p_3, m_3, \lambda_3) \gamma^\mu P_R u(p_4, m_4, \lambda_4)].
 \end{aligned}$$

Pour simplifier nous notons:

$$Z_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{\lambda, \lambda'} \equiv Z_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{\lambda, \lambda'}(p_1, p_2, p_3, p_4)$$

Elles vérifient les relations remarquables:

$$\begin{aligned}
 Z_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{LL}(p_1, p_2, p_3, p_4) &= Z_{-\lambda_1, -\lambda_2, -\lambda_3, -\lambda_4}^{RR}(p_1, p_2, p_3, p_4), \\
 Z_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{LR}(p_1, p_2, p_3, p_4) &= Z_{-\lambda_1, -\lambda_2, -\lambda_3, -\lambda_4}^{RL}(p_1, p_2, p_3, p_4),
 \end{aligned}$$

Le calcul des expressions des fonctions Z est nettement plus difficile si on le compare à celui des fonctions B (voir section précédente). Il est nécessaire ici d'introduire des identités remarquables

appelées identités de Chisholm:

$$\begin{aligned}
[\bar{\alpha}_{\lambda_1}(p_1)\gamma^\mu\alpha_{\lambda_2}(p_2)]\gamma_\mu &= 2\delta_{\lambda_1\lambda_2} [\alpha_{\lambda_2}(p_2)\bar{\alpha}_{\lambda_1}(p_1) + \alpha_{-\lambda_1}(p_1)\bar{\alpha}_{-\lambda_2}(p_2)] \\
[\bar{\alpha}_{\lambda_1}(p_1)\gamma^\mu\omega_{\lambda_2}(k)]\gamma_\mu &= 2\delta_{\lambda_1\lambda_2} [\omega_{\lambda_2}(k)\bar{\alpha}_{\lambda_1}(p_1) - \alpha_{-\lambda_1}(p_1)\bar{\omega}_{-\lambda_2}(k)] \\
[\bar{\omega}_{\lambda_1}(k)\gamma^\mu\alpha_{\lambda_2}(p_2)]\gamma_\mu &= 2\delta_{\lambda_1\lambda_2} [\alpha_{\lambda_2}(p_2)\bar{\omega}_{\lambda_1}(k) - \alpha_{-\lambda_2}(p_2)\bar{\omega}_{-\lambda_1}(k)]
\end{aligned} \tag{A.1}$$

Ces identités font apparaître le bispineur $\alpha_\lambda(p)$ associé à la particule de masse nulle et de quadriimpulsion p^μ . Celui-ci est défini à partir de $u_\lambda(p, m)$ par:

$$\alpha_\lambda(p) = \frac{1}{\eta} \not{p} \omega_{-\lambda}(k_0) \tag{A.2}$$

A.2.1 Formulaire des fonctions Z

Les expressions des fonctions Z en fonction des fonctions cinématiques μ et η sont:

$$\begin{aligned}
Z_{+,+,+,+}^{LL} &= 0 & Z_{+,+,+,+}^{LR} &= 2\mu_1\mu_2\eta_3\eta_4 \\
Z_{-,+,+,+}^{LL} &= 0 & Z_{-,+,+,+}^{LR} &= 2\mu_2\eta_3 B_{-+}^R(p_1, p_4) \\
Z_{+,-,+,+}^{LL} &= 0 & Z_{+,-,+,+}^{LR} &= 2\mu_1\eta_4 B_{+-}^L(p_3, p_2) \\
Z_{+,+,-,+}^{LL} &= 0 & Z_{+,+,-,+}^{LR} &= 0 \\
Z_{+,+,-,-}^{LL} &= 0 & Z_{+,+,-,-}^{LR} &= 0 \\
Z_{-,-,+,+}^{LL} &= 2\eta_1\eta_2\mu_3\mu_4 & Z_{-,-,+,+}^{LR} &= 2B_{-+}^R(p_1, p_4)B_{+-}^L(p_3, p_2) \\
Z_{-,+,-,+}^{LL} &= 0 & Z_{-,+,-,+}^{LR} &= 0 \\
Z_{-,+,-,-}^{LL} &= -2\eta_1\mu_2\mu_3\eta_4 & Z_{-,+,-,-}^{LR} &= 2\eta_1\mu_2\eta_3\mu_4 \\
Z_{+,-,-,+}^{LL} &= -2\mu_1\eta_2\eta_3\mu_4 & Z_{+,-,-,+}^{LR} &= 2\mu_1\mu_3\eta_2\eta_4 \\
Z_{+,-,-,-}^{LL} &= 0 & Z_{+,-,-,-}^{LR} &= 0 \\
Z_{+,+,-,-}^{LL} &= 2\mu_1\mu_2\eta_3\eta_4 & Z_{+,+,-,-}^{LR} &= 0 \\
Z_{-,-,-,+}^{LL} &= 2\mu_4\eta_2 B_{-+}^R(p_3, p_1) & Z_{-,-,-,+}^{LR} &= 2\eta_2\mu_3 B_{-+}^R(p_1, p_4) \\
Z_{-,-,-,-}^{LL} &= 2\eta_1\mu_3 B_{+-}^L(p_2, p_4) & Z_{-,-,-,-}^{LR} &= 2\eta_1\mu_4 B_{+-}^L(p_3, p_2) \\
Z_{+,-,-,-}^{LL} &= 2\mu_2\eta_4 B_{-+}^R(p_1, p_3) & Z_{+,-,-,-}^{LR} &= 0 \\
Z_{+,-,-,-}^{LL} &= 2\mu_1\eta_3 B_{+-}^L(p_4, p_2) & Z_{+,-,-,-}^{LR} &= 0 \\
Z_{-,-,-,-}^{LL} &= 2B_{-+}^R(p_3, p_1)B_{+-}^L(p_2, p_4) & Z_{-,-,-,-}^{LR} &= 2\eta_1\eta_2\mu_3\mu_4
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Z_{+,+,+,+}^{RL} &= 2\eta_1\eta_2\mu_3\mu_4 & Z_{+,+,+,+}^{RR} &= 2B_{+-}^L(p_3, p_2)B_{-+}^R(p_2, p_4) \\
Z_{-,+,+,+}^{RL} &= 0 & Z_{-,+,+,+}^{RR} &= 2\mu_1\eta_3B_{-+}^R(p_4, p_2) \\
Z_{+,-,+,+}^{RL} &= 0 & Z_{+,-,+,+}^{RR} &= 2\mu_2\eta_4B_{+-}^L(p_1, p_3) \\
Z_{+,+,-,+}^{RL} &= 2\eta_1\mu_4B_{-+}^R(p_3, p_2) & Z_{+,+,-,+}^{RR} &= 2\eta_1\mu_3B_{-+}^R(p_2, p_4) \\
Z_{+,+,-,-}^{RL} &= 2\mu_3\eta_2B_{+-}^L(p_1, p_4) & Z_{+,+,-,-}^{RR} &= 2\eta_2\mu_4B_{+-}^L(p_3, p_1) \\
Z_{-,-,+,+}^{RL} &= 0 & Z_{-,-,+,+}^{RR} &= 2\mu_1\mu_2\eta_3\eta_4 \\
Z_{-,+,-,+}^{RL} &= 0 & Z_{-,+,-,+}^{RR} &= 0 \\
Z_{-,-,+,-}^{RL} &= 2\mu_1\eta_2\mu_3\eta_4 & Z_{-,-,+,-}^{RR} &= -2\mu_1\eta_2\eta_3\mu_4 \\
Z_{+,-,-,+}^{RL} &= 2\eta_1\mu_2\eta_3\mu_4 & Z_{+,-,-,+}^{RR} &= -2\eta_1\mu_2\mu_3\eta_4 \\
Z_{+,-,+,-}^{RL} &= 0 & Z_{+,-,+,-}^{RR} &= 0 \\
Z_{+,+,-,-}^{RL} &= 2B_{+-}^L(p_1, p_4)B_{-+}^R(p_3, p_2) & Z_{+,+,-,-}^{RR} &= 2\eta_1\eta_2\mu_3\mu_4 \\
Z_{-,-,-,+}^{RL} &= 0 & Z_{-,-,-,+}^{RR} &= 0 \\
Z_{-,-,+,-}^{RL} &= 0 & Z_{-,-,+,-}^{RR} &= 0 \\
Z_{+,-,-,-}^{RL} &= 2\mu_1\eta_4B_{-+}^R(p_3, p_2) & Z_{+,-,-,-}^{RR} &= 0 \\
Z_{+,-,-,-}^{RL} &= 2\mu_2\eta_3B_{+-}^L(p_1, p_4) & Z_{+,-,-,-}^{RR} &= 0 \\
Z_{-,-,-,-}^{RL} &= 2\mu_1\mu_2\eta_3\eta_4 & Z_{-,-,-,-}^{RR} &= 0
\end{aligned}$$

Annexe B

Factorisation d'un espace des phases et intégration Monte Carlo

B.1 Introduction

Dans cette annexe, nous établissons les expressions des facteurs d'espace des phases en termes d'invariants cinématiques. Cette décomposition est fondamentale pour l'intégration Monte Carlo qui suit.

Nous établissons successivement les expressions des espaces des phases dans le cas où l'état final est formé de deux, quatre ou six particules.

Dans ce qui suit, nous adoptons la notation suivante:

- p_i désigne l'impulsion de la particule numérotée i ,
- E_i désigne l'énergie de cette particule,
- s_{ij} et s_{ijk} sont les invariants relativistes,
- $d\Phi$ est l'espace des phases associé
- Ω_i est l'angle solide associé à la particule i .

Nous utilisons ensuite le résultat suivant pour la factorisation d'un espace des phases à deux particules i et j . Dans leur centre de masse, on peut établir que:

$$\begin{aligned} d\Phi(s_{ij}; p_i, p_j) &= (2\pi)^4 \delta^4(s_{ij} - p_i - p_j) \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E_j} \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \frac{p_i}{4s_{ij}} d\Omega_i \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

avec:

$$p_i = \frac{\lambda(q_{ij}^2, m_i^2, m_j^2)}{2q_{ij}} \equiv \frac{\sqrt{q_{ij}^4 - m_i^4 - m_j^4 - 2(q_{ij}^2 m_i^2 - q_{ij}^2 m_j^2 - m_i^2 m_j^2)}}{2q_{ij}} \quad (\text{B.2})$$

B.2 Espace des phases

B.2.1 Etat à quatre particules

La factorisation de l'espace des phases à quatre corps va différer sensiblement selon la topologie. Nous considérons ici les deux diagrammes pour la production de l'état final à quatre particules (figure B.1).

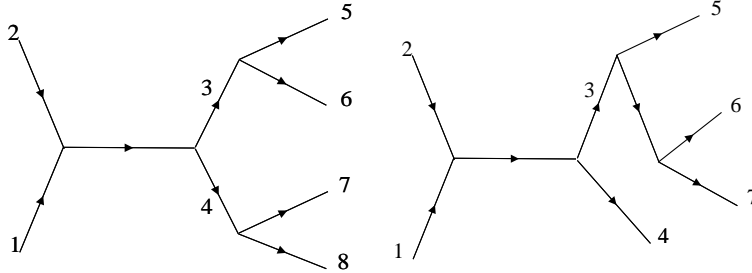


FIG. B.1 – Deux exemples de topologie avec un état final à 4 particules. La paramétrisation de l'espace des phases sera différente selon le processus.

Factorisons l'espace des phases associé au diagramme de gauche. Celui-ci s'exprime comme:

$$\begin{aligned} d\Phi(s; p_5, p_6, p_7, p_8) &= (2\pi)^4 \delta^4(s - \sum_i p_i) \prod_{f=5}^8 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \\ &= (2\pi)^3 ds_{56} (2\pi)^3 ds_{78} d\Phi(s; q_{56}, q_{78}) d\Phi(s_{56}; p_5, p_6) d\Phi(s_{78}; p_7, p_8) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

En utilisant les expressions établies précédemment pour les éléments d'espace de phase à deux corps, nous obtenons après simplification:

$$\begin{aligned} d\Phi(s; p_5, p_6, p_7, p_8) &= (2\pi)^3 ds_{56} ds_{78} \times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{p_{56}}{4\sqrt{s}} d\Omega_{56} \delta(s - p_{56}) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{p_5}{4\sqrt{s_{56}}} d\Omega_5 \delta(s_{56} - p_5) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{p_7}{4\sqrt{s_{78}}} d\Omega_7 \delta(s_{78} - p_7) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

En substituant les différentes impulsions à l'aide des fonctions cinématiques λ définies comme

$$\lambda(x, y, z) = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx}, \quad (\text{B.5})$$

on obtient:

$$\begin{aligned} d\Phi(s; p_5, p_6, p_7, p_8) &= (2\pi)^3 ds_{56} ds_{78} \times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s, s_{56}, s_{78})}{8s} d\Omega_{56} \delta(s - p_{56}) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s_{56}, m_5^2, m_6^2)}{8s_{56}} d\Omega_5 \delta(s_{56} - p_5) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s_{78}, m_7^2, m_8^2)}{8s_{78}} d\Omega_7 \delta(s_{78} - p_7) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

De la même façon on procède pour le second diagramme:

$$\begin{aligned} d\Phi(s; p_5, p_6, p_7, p_8) &= (2\pi)^4 \delta^4(s - \sum_i p_i) \prod_{f=5}^8 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \\ &= (2\pi)^3 ds_{567} d\Phi(s; q_{567}, p_4) d\Phi(s_{567}; p_5, p_6, p_7) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

En utilisant la décomposition de l'espace des phases en trois corps suivante:

$$d\Phi(s_{567}; p_5, p_6, p_7) = (2\pi)^3 ds_{67} d\Phi(s_{567}; p_5, q_{67}) d\Phi(s_{67}; p_6, p_7) \quad (\text{B.8})$$

on obtient:

$$\begin{aligned} d\Phi(s; p_5, p_6, p_7, p_8) &= (2\pi)^3 ds_{567} (2\pi)^3 ds_{67} \\ &\times d\Phi(s; q_{567}, p_4) d\Phi(s_{567}; p_5, q_{67}) d\Phi(s_{67}; p_6, p_7) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

En utilisant les expressions des éléments à deux corps, on aboutit à:

$$\begin{aligned} d\Phi(s; p_5, p_6, p_7, p_8) &= (2\pi)^3 ds_{567} (2\pi)^3 ds_{67} \times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s, m_3^2, s_{567})}{8s} d\Omega_{567} \delta(s - p_{567}) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s_{567}, m_5^2, s_{67})}{8s_{567}} d\Omega_5 \delta(s_{567} - p_5) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s_{67}, m_6^2, m_7^2)}{8s_{67}} d\Omega_6 \delta(s_{67} - p_6) \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

B.2.2 Etat à six particules

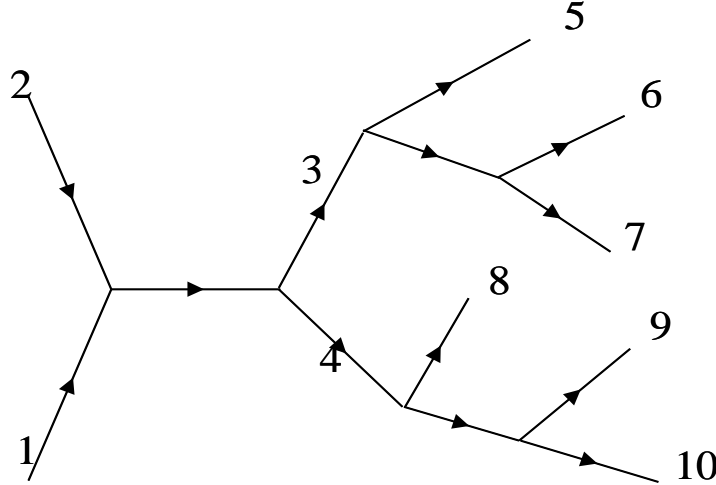


FIG. B.2 – Un exemple de topologie avec un état final à 6 particules.

L'espace des phases associé au diagramme de la figure B.2 peut s'écrire comme un produit d'espaces des phases à deux corps:

$$\begin{aligned} d\Phi(s; p_5, p_6, p_7, p_8, p_9, p_{10}) &= (2\pi)^4 \delta^4(s - \sum_i p_i) \prod_{f=5}^{10} \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \\ &= (2\pi)^3 ds_{567} d\Phi(s_{567}; p_5, p_6, p_7) d\Phi(s; q_{567}, p_8, p_9, p_{10}) \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

avec $s_{567} = q_{567}^2 = (p_5 + p_6 + p_7)^2$.

L'étape suivante consiste alors à exprimer l'élément d'espace des phases $d\Phi(s_{567}; p_5, p_6, p_7)$ de manière à faire apparaître les invariants présentant des singularités pour l'intégration Monte Carlo. On pourra ainsi générer des nombres aléatoires suivant leur distribution. On établit très facilement le résultat:

$$d\Phi(s_{567}; p_5, p_6, p_7) = (2\pi)^3 ds_{67} d\Phi(s_{67}; p_6, p_7) d\Phi(s_{567}; q_{67}, p_5) \quad (\text{B.12})$$

De la même manière, on montre que:

$$d\Phi(s; q_{567}, p_8, p_9, p_{10}) = (2\pi)^3 ds_{8910} d\Phi(s_{8910}; p_8, p_9, p_{10}) d\Phi(s; q_{567}, q_{8910}) \quad (\text{B.13})$$

L'élément d'espace des phases $d\Phi(s_{8910}; p_8, p_9, p_{10})$ s'écrit:

$$d\Phi(s_{8910}; p_8, p_9, p_{10}) = (2\pi)^3 ds_{910} d\Phi(s_{910}; p_9, p_{10}) d\Phi(s_{8910}; p_8, q_{910}) \quad (\text{B.14})$$

Avec la relation B.1, la simplification est immédiate:

$$\begin{aligned} d\Phi(s; p_5, p_6, p_7, p_8, p_9, p_{10}) &= (2\pi)^3 ds_{567} (2\pi)^3 ds_{67} (2\pi)^3 ds_{8910} (2\pi)^3 ds_{910} \\ &\times d\Phi(s; q_{567}, q_{8910}) d\Phi(s_{567}; p_5, q_{67}) d\Phi(s_{67}; p_6, p_7) \\ &\times d\Phi(s_{8910}; p_8, q_{910}) d\Phi(s_{910}; p_9, p_{10}) \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

Ainsi l'élément d'espace des phases peut se réécrire comme:

$$\begin{aligned} d\Phi(s; p_5, p_6, p_7, p_8, p_9, p_{10}) &= (2\pi)^3 ds_{567} (2\pi)^3 ds_{67} (2\pi)^3 ds_{8910} (2\pi)^3 ds_{910} \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s, s_{567}, s_{8910})}{8s} d\Omega_{567} \delta(s - p_{567}) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s_{567}, m_5^2, s_{67})}{8s_{567}} d\Omega_5 \delta(s_{567} - p_5) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s_{8910}, m_8^2, s_{910})}{8s_{8910}} d\Omega_8 \delta(s_{8910} - p_8) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s_{567}, m_5^2, m_{67}^2)}{8s_{567}} d\Omega_5 \delta(s_{567} - p_5) \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\lambda(s_{910}, m_9^2, m_{10}^2)}{8s_{910}} d\Omega_9 \delta(s_{910} - p_9) \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

B.3 Intégration Monte Carlo

B.3.1 Le principe

Ayant exprimé l'élément d'espace des phases en termes des invariants cinématiques, il nous faut maintenant calculer la section efficace. Pour cela nous devons calculer dans le cas à N corps par exemple calculer une intégrale dépendant de $3N - 4$ variables indépendantes. Pour effectuer cette intégration, il est généralement conseillé, si l'espace des phases dépasse 3 particules d'utiliser une méthode numérique appropriée, la méthode de Monte Carlo.

Le principe de la méthode Monte Carlo est simple. Nous l'illustrons sur un exemple simple.

Supposons que nous ayons à calculer la valeur de l'intégrale

$$\sigma(s) = \int_0^{\sqrt{s}/2} dE \int_{-1}^{+1} d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d^3\sigma}{dE d\phi d \cos \theta} \quad (\text{B.17})$$

La méthode Monte Carlo consiste à échantillonner l'espace $(E, \cos \theta, \phi)$ accessible en volumes élémentaires ΔV :

$$\Delta V = \frac{(E_{max} - E_{min})(\cos \theta_{max} - \cos \theta_{min})(\phi_{max} - \phi_{min})}{N} \quad (\text{B.18})$$

où N est le nombre de points nécessaires pour l'intégration Monte Carlo. On obtient donc

$$\begin{aligned} \sigma(s) &\sim \Delta V \sum_{i=1}^N \frac{d^3 \sigma}{dE d\phi d \cos \theta}(E_i, \phi_i, \cos \theta_i) \\ &\sim 2\pi \sqrt{s} \sum_{i=1}^N \frac{d^3 \sigma}{dE d\phi d \cos \theta}(E_i, \phi_i, \cos \theta_i) \end{aligned}$$

Pour chacun des N points, on tire de manière aléatoire les énergies E_i , et les angles θ_i, ϕ_i de l'évènement. L'erreur Monte Carlo associée à cette intégration se calcule comme

$$(\Delta \sigma)^2 = \frac{1}{N-1} \left[\frac{1}{N^2} \left(\sum_i \frac{d^3 \sigma}{dE d\phi d \cos \theta}(E_i, \phi_i, \cos \theta_i) \right)^2 - \frac{1}{N} \sum_i \left(\frac{d^3 \sigma}{dE d\phi d \cos \theta}(E_i, \phi_i, \cos \theta_i) \right)^2 \right]$$

B.3.2 Application au processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$

Dans le cas du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ avec désintégration du $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+e^- \tilde{\chi}_1^0$, le calcul de la section efficace demande l'intégration sur 8(= 3 × 4 - 4) variables.

$$\sigma(s) = \int ds_{567} \int ds_{67} \int d\Omega_{567} \int d\Omega_{67} \int d\Omega_6 \frac{d^8 \sigma}{ds_{567} d_{67} d\Omega_{567} d\Omega_{67} d\Omega_6} \quad (\text{B.19})$$

Comme nous faisons l'approximation de largeur nulle, l'intégration sur la variable s_{567} est inutile. On doit donc intégrer sur 7 variables. La méthode Monte Carlo est appropriée.

L'intégration sur les variables angulaires ne pose aucun problème. Seule la masse invariante s_{67} nécessite un traitement particulier

$$\sigma = \int ds_{67} \frac{d\sigma}{ds_{67}} \quad (\text{B.20})$$

Comme la distribution de la variable s_{67} est une fonction de type Breit et Wigner, on doit pour le calcul de la section efficace générer des nombres aléatoires suivant cette distribution pour avoir un résultat bon pour l'intégration.

Pour générer suivant une fonction de type Breit et Wigner, on fait la transformation connue suivante

$$s_{67} = m_{67}^2 + m_{67} \Gamma_{67} \tan^2 x \quad (\text{B.21})$$

où x est une variable aléatoire dont la distribution est uniforme entre ses valeurs minimales et maximales obtenues à partir de celles de s_{67} .

B.4 Conclusion

Dans cette annexe nous avons établi les expressions des espaces de phases à quatre et à six corps que nous avons dû calculer pour pouvoir étudier les variations des sections efficaces des processus supersymétriques. Nous avons également abordé les méthodes Monte Carlo pour l'intégration

numérique et la génération. Il faut toutefois signaler qu'il existe des outils dédiés tout spécialement à l'intégration comme VEGAS, VAMPS ou RAMBO. Tous utilisent des approches légèrement différentes pour obtenir une convergence de l'intégrale numérique en un nombre d'itérations minimal.

Liste des tableaux

2.1	Champs de matière introduits dans le Modèle Standard. $i=1,2,3$ est l'indice de génération et a est l'indice de couleur.	6
2.2	Etats de masse associés aux différents bosons de jauge et au boson de Higgs dans le Modèle Standard. Les champs associés aux 8 gluons n'acquièrent pas de masse puisque la symétrie de couleur est exacte. Le photon quant à lui est bien de masse nulle puisque l'interaction électromagnétique a une portée infinie. Expérimentalement $v = \sqrt{2}\eta$ vaut 246 GeV, et le seul paramètre libre est λ	9
2.3	Rôle du champ auxiliaire $F(x)$. Il permet de respecter la condition $n_B = n_F$	19
2.4	Contenu en champs de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard .	20
3.1	Valeurs des paramètres utilisés pour l'étude des effets des phases. Par ν_e nous désignons la masse du sneutrino.	52
3.2	Fenêtres de masse de l'analyse pour la recherche de charginos à 189 GeV [12].	53
4.1	variations relatives de $d\sigma/d\cos\theta$ avec corrélations de spin par rapport au cas sans, pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$, pour \sqrt{s} égale à 200 GeV et 350 GeV (entre parenthèses). On remarquera que les distributions angulaires sont plus sensibles au caractère jaugino du neutralino.	80
4.2	Evolution de l'asymétrie avant-arrière de l'électron pour les différents scénarios étudiés. Avec signifie avec corrélations de spin, sans signifie sans corrélations de spin.	81
4.3	Variations relatives de $d\sigma/d\cos\theta$ avec corrélations de spin, pour $\theta = 0^\circ$ et 180° , par rapport au cas sans, pour des énergies de collision de 200 GeV et 350 GeV (entre parenthèses). On remarquera que les distributions angulaires sont plus sensibles au caractère jaugino du neutralino et du chargino.	89
4.4	Evolution de l'asymétrie avant-arrière de l'électron pour les différents scénarios étudiés. Avec signifie avec corrélations de spin, "sans" signifie sans corrélations de spin.	90

4.5	Valeur de la polarisation du lepton tau selon la nature du neutralino et l'angle de mélange des staus. On remarquera l'inversion due au caractère higgsino du neutralino.	99
5.1	Luminosités intégrées recueillies par l'expérience DELPHI et utilisées pour la recherche des partenaires supersymétriques des électrons et des muons.	111
5.2	Efficacités et contaminations associées aux différentes classes d'identification des électrons [1].	121
5.3	Efficacités et contaminations associées aux différentes classes d'identification des muons [1].	122
6.1	Section efficace (en pb) des différents processus de bruit de fond. La dernière colonne indique le signal qu'ils contaminent. Les colonnes vides signifient que le processus n'a pas été simulé à l'énergie correspondante.	138
6.2	Sélection de trace et critères de sélection des candidats smuons pour les différentes énergies de collision.	142
6.3	Accord entre les données et les processus issus du Modèle Standard pour les différentes énergies. Le symbole * signifie que le générateur EXCALIBUR a été utilisé et que les événements WW contiennent des événements ZZ .	142
6.4	Critère de sélection des candidats sélectrons pour les différentes énergies.	147
6.5	Accord entre les données et les processus issus du Modèle Standard pour les différentes énergies. Le symbole * signifie que le générateur EXCALIBUR a été utilisé et que les événements WW contiennent des événements ZZ .	147
6.6	Nombre d'événements utilisés pour les phases d'entraînement et de validation du réseau de neurones et nombre de cycles optimum pour une bonne discrimination du signal des processus dominants, le fond deux photons et le WW .	162
6.7	Valeur de la coupure sur le réseau de neurone pour les smuons pour les deux énergies pour lesquelles le signal a été simulé, 189 et 196 GeV.	167
6.8	Valeur de la coupure sur le réseau de neurone pour les sélectrons pour les deux énergies pour lesquelles le signal a été simulé, 189 et 200 GeV.	167
6.9	Candidat smuons après la coupure finale sur la sortie du réseau de neurones.	175
6.10	Candidats sélectrons après la coupure sur le réseau de neurones.	175
6.11	Comparaison entre le nombre de candidats obtenus par les deux analyses indépendantes, la nôtre utilisant un réseau de neurones et celle par maximum de vraisemblance (en gras).	180

Table des figures

2.1	Valeur de la masse du Higgs la plus probable en fonction du χ^2 associé à l'ajustement des différentes variables indépendantes du Modèle Standard [3].	10
2.2	Les mesures de précision LEP données à Moriond montrent combien les valeurs des différents paramètres du Modèle Standard sont bien connus [3].	11
2.3	Evolution des constantes de couplage. Les mesures de précision LEP montrent clairement qu'au second ordre de la théorie des perturbations, les constantes de couplage 2.18 ne s'unifient pas.	13
2.4	Contribution à la masse du boson de Higgs. Ces contributions sont à l'origine du problème dit de fine tuning.	14
2.5	Contribution à la masse de l'électron due à l'échange d'un photon.	16
2.6	Contribution à la masse du Higgs de champs de fermions scalaires partenaires supersymétriques des fermions.	16
2.7	Dans le cadre d'une théorie GUT supersymétrique, Les mesures de précision LEP montrent clairement qu'au second ordre de la théorie des perturbations, les constantes de couplage s'unifient.	24
2.8	Courbes de masse des neutralinos et des charginos avec hypothèse de grande unification. On remarquera notamment la dégénérescence en masse entre les charginos et les neutralinos pour les grandes valeurs du paramètre $ \mu $	30
3.1	Au premier ordre de la théorie des perturbations, les particules supersymétriques contribuent au moment dipolaire électrique (edm). Ceci induit une dépendance de l'edm des phases introduites par le MSSM.	37
3.2	Evolution du moment dipolaire électrique associé à l'électron divisé par la valeur de la limite supérieure expérimentale $d_e^{exp} < 4,3 \times 10^{-27}$ e cm dans le plan (ϕ_μ, μ)	39
3.3	Evolution du moment dipolaire électrique associé à l'électron divisé par la valeur de la limite supérieure expérimentale $d_e^{exp} < 4,3 \times 10^{-27}$ e cm en fonction de la phase ϕ_μ pour différents scénarios de $ \mu $	40

3.4	Evolution des masses de jauginos en fonction de la phase ϕ_μ . Il ne semble pas y avoir de dépendance de la masse du neutralino χ_1^0 en ϕ_μ . La figure du bas, quant à elle, montre que la phase de μ introduit une levée de dégénérescence entre le chargino et le neutralino.	43
3.5	Evolution des masses de jauginos en fonction de la phase ϕ_μ . La figure du haut montre que la hiérarchie de masse entre neutralino et chargino est rétablie pour une phase donnée. La figure du bas montre que pour les grandes valeurs de $\tan \beta$ il n'y a aucune dépendance des masses en ϕ_μ	44
3.6	Evolution de la masse des différents jauginos en fonction de ϕ_μ . Les masses des χ_1^+ et χ_1^0 augmentent toutes les deux sans que la hiérarchie de masse ne soit renversée.	45
3.7	Evolution de la masse des différents jauginos en fonction de ϕ_μ . On voit une dégénérescence entre χ_1^+ et χ_1^0 pour μ imaginaire. Ceci est dû à un réarrangement des différents neutralinos.	45
3.8	Diagrammes associés à la production de charginos et de neutralinos. L'échange d'un photon est bien évidemment impossible pour les neutralinos, puisqu'ils n'ont pas de charge. Pour les charginos, le canal t, ici l'échange d'un sneutrino, est un canal d'interférence destructrice.	46
3.9	Contours de section efficace de production de charginos dans le plan (M_2, μ) pour $\tan \beta = 1.5$, une masse de sneutrino de 70 GeV et pour $\phi_\mu = 0, \pi/2, 3\pi/4, \pi$. La section efficace est exprimée en pb	48
3.10	Evolution de la section efficace de production d'une paire de charginos en fonction du paramètre ϕ_μ pour différents scénarios de masse pour le sneutrino. Pour ce jeu de paramètres il ne semble y avoir aucune dépendance de la section efficace de la phase ϕ_μ	49
3.11	Evolution de la section efficace de production d'une paire de charginos en fonction du paramètre ϕ_μ pour différents scénarios de masse pour le sneutrino. La section efficace décroît jusqu'à s'annuler quand il n'y a plus suffisamment d'espace des phases.	49
3.12	Evolution de la section efficace de production d'une paire de charginos en fonction du paramètre ϕ_μ . Le minimum de la section efficace de production de charginos est obtenu pour $\phi_\mu \neq \pi$ pour des petites masses de sneutrino.	50
3.13	Evolution du rapport de branchement associé à la désintégration du chargino en neutralino électron neutrino en fonction de ϕ_μ pour $\tan \beta = 1.5$, $M_2 = 60$ GeV, $ \mu = 140$ GeV et pour deux scénarios de masse de sneutrino.	51
3.14	Jeu de paramètres M_2 et μ exclus, sous l'hypothèse μ réel. On remarquera la symétrie de la courbe d'exclusion pour les grandes valeurs de $\tan \beta$. Le pas utilisé pour M_2 et $ \mu $ est de 5 GeV/ c^2	54
3.15	Régions exclues dans le plan (M_2, μ) pour $\tan \beta$ grand.	56

3.16	Exclusion pour $\tan \beta$ petit et une masse de sneutrino grande.	56
3.17	Régions exclues dans le plan (M_2, μ) pour les petites valeurs de $\tan \beta$ et des sneutrinos légers.	57
3.18	Valeur du moment dipolaire électrique pour les points de l'espace des paramètres (M_2, μ) pour lesquels l'exclusion est remise en cause par les phases. Le moment dipolaire électrique est ici normalisé à la valeur expérimentale.	59
3.19	Valeur minimale du paramètre $\text{Im}A_e/m_e$ nécessaire pour l'annulation de l'edm pour deux scénarios de masse de sélectron.	60
3.20	La courbe de gauche montre l'évolution de la masse du neutralino χ_1^0 en fonction des deux phases associées à M_1 et à μ . Nous avons supposé ici les valeurs suivantes pour les paramètres de masse: $M_2 = 100\text{GeV}/c^2$, $ \mu = 50\text{GeV}/c^2$ et $\tan \beta = 1$. Nous conservons la relation entre M_1 et M_2 en module. La courbe de droite montre l'évolution de la section efficace de production de deux neutralinos.	61
3.21	Contribution des neutralinos pour l'exclusion dans le plan (μ, M_2) [16].	61
4.1	Diagramme de Feynman à six corps. Pour le calcul de la section efficace associée à ce processus, on a trois écoles: le calcul sans aucune simplification, la factorisation au niveau des section efficaces et la factorisation au niveau des amplitudes.	65
4.2	Diagrammes de Feynman associés à la production et à la désintégration de deux sélectrons avec hypothèse de conservation de la R-Parité.	70
4.3	Diagrammes de production $\chi_2^0 \chi_1^0$. Bien évidemment, puisque le neutralino n'est pas chargé, il n'y a pas d'échange de photon.	74
4.4	Modes de désintégration du neutralino χ_2^0 avec hypothèse de conservation de la R-Parité.	75
4.5	Evolution de la section efficace de production de $\chi_1^0 \chi_2^0$ en fonction de la polarisation des deux faisceaux de positons et d'électrons pour une énergie dans le centre de masse de 350 GeV. Nous avons fixé les différents paramètres de brisure douce aux valeurs suivantes: $M_2 = 200\text{GeV}/c^2$, $\mu = -100\text{GeV}/c^2$ et $\tan \beta = 1, 5$	77
4.6	Couplages électron-sélectron-neutralino selon la nature du neutralino et la polarisation de l'électron.	78
4.7	La figure de gauche montre l'état final associé au processus $\chi_2^0 \chi_1^0$. La figure de droite montre l'évolution de la section efficace différentielle avec l'angle de l'électron final avec (trait continu) et sans (trait pointillé) corrélations de spin pour deux hypothèses de masse des sfermions à l'échelle GUT.	79
4.8	Distribution angulaire de l'électron pour les différents scénarios de masse de sfermions m_0	82

4.9	Distribution angulaire de l'électron pour les différents scénarios de masse de sfermions m_0 pour une énergie de 350 GeV.	83
4.10	Variations de l'asymétrie avant-arrière pour les différents scénarios et pour une énergie de 350 GeV.	84
4.11	Diagrammes de production $\chi_1^+ \chi_1^-$	85
4.12	Modes de désintégration du chargino χ_1^+ avec hypothèse de conservation de la R-parité.	86
4.13	Evolution de la section efficace de production de $\chi_1^+ \chi_1^-$ en fonction de la polarisation des deux faisceaux de positons et d'électrons pour une énergie dans le centre de masse de 350 GeV. Nous avons fixé les différents paramètres de brisure douce aux valeurs suivantes: $M_2 = 200 \text{ GeV}/c^2$, $\mu = -100 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan \beta = 1,5$	88
4.14	Distribution angulaire de l'électron pour les différents scénarios pour des énergies de collision valant 200 et 350 GeV.	91
4.15	Distribution angulaire de l'électron pour les différents scénarios pour des énergies de collision valant 200 et 350 GeV.	92
4.16	Dépendance de la section efficace de production du stau le plus léger selon l'angle de mélange θ_τ . La courbe de droite montre les différentes sections efficaces polarisées, σ_{LR} et σ_{RL} . On remarquera la symétrie en $\theta_\tau = \pi/2$	94
4.17	Processus de production et de désintégration du stau le plus léger avec hypothèse de conservation de la R-parité. Le stau se désintègre ici en une paire $\tau \chi_1^0$. Le neutralino stable n'est pas détecté, par contre le tau se désintègre dans le détecteur. Le canal le plus intéressant est $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi$	95
4.18	Évolution de la polarisation du lepton τ en fonction des paramètres $\tan \beta$ et $t\theta_\tau$. Ici nous supposons $M_2 = 500 \text{ GeV}/c^2$ et $\mu = -63 \text{ GeV}/c^2$	96
4.19	Simulation à l'aide du programme DELSIM pour une énergie dans le centre de masse de 300 GeV d'un événement $e^+ e^- \rightarrow \tau_1^+ \tau_1^-$ avec la désintégration $\tau_1 \rightarrow \tau \chi_1^0$. Le τ se désintègre quant à lui en pion π et neutrino ν_τ avec un rapport de branchement de 11%. Les différents détecteurs représentés ici (figure de gauche) sont le détecteur de vertex (VD), la chambre à projection temporelle (TPC), le calorimètre électromagnétique (HPC) et le calorimètre hadronique (HCAL). On remarquera que la gerbe hadronique commence au niveau du HPC. La figure de droite montre le même événement dans le plan xOz.	97
4.20	Distribution en impulsion des pions au niveau génération comparée à celle prédite par la P.D.F. normalisée au nombre d'événements total, ici 5000, pour les différents scénarios et pour les deux valeurs extrêmes de l'angle de mélange θ_τ	100

4.21	Comparaison des distributions en impulsion des pions pour les deux hypothèses sur la valeur de l'angle de mélange des staus θ_τ , 0 et $\pi/2$, pour les trois modèles. La figure de droite montre les P.D.F. associées.	101
4.22	Comparaison des distributions des produits de désintégration des taus pour le scénario (A) avec et sans corrélations de spin.	103
4.23	Comparaison des distributions des produits de désintégration des taus pour le scénario (B) avec et sans corrélations de spin.	104
4.24	Distributions en énergie visible, en angle azimutal associé au moment manquant, en moment manquant et en moment transverse pour le scénario (B) avec et sans corrélations de spin et pour les deux valeurs extrêmes de l'angle de mélange des staus.	105
5.1	Schéma de la chaîne d'injection du collisionneur e^+e^- du LEP. Les faisceaux d'électrons et de positons entrent en collision en quatre points où sont situées les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.	110
5.2	Schéma du détecteur DELPHI (vue partielle éclatée).	112
5.3	Schéma de la chambre à projection temporelle du détecteur DELPHI	114
5.4	Perte d'énergie en fonction de l'impulsion dans la TPC pour différentes particules. Ces distributions ajustées par la formule de Bethe et Bloch (dE/dx) permettent une identification de la particule.	115
5.5	Vue des chambres à muons du détecteur DELPHI dans le plan (x, y) (figure de gauche) et en z (figure de droite).	116
5.6	Énergie déposée dans le calorimètre hadronique par les muons et les hadrons pour une énergie de collision de 200 GeV dans le centre de masse.	119
5.7	La figure de gauche montre le rapport de l'impulsion et de l'énergie de l'électron pour une énergie de collision de 200 GeV. La figure de droite montre la fraction de l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique central par ces électrons. . .	121
5.8	Fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique par les muons.	122
5.9	Identification des muons selon différents critères. Dans notre analyse, nous avons systématiquement rejeté les événements pour lesquels le muon identifié est "very loose". L'échelle verticale représente le nombre de muons.	123
6.1	Processus de production et de désintégration des sélectrons et des smuons droits par l'échange d'un photon ou d'un boson Z^0 . Pour le sélectron le canal correspondant à l'échange de l'un des quatre neutralinos va contribuer à la section efficace totale. . .	127

6.2	Figures du haut: évolution des sections efficaces de production de sleptons en fonction de leur masse. Figures du bas: évolution des rapports de branchement associés à la désintégration du sélectron en un électron et un neutralino χ_1^0 en fonction de la masse du neutralino, et évolution de la nature du neutralino au point de l'espace des paramètres MSSM fixé par le groupe de travail LEP [1].	129
6.3	Contours des valeurs minimales (figure de gauche) et maximales (figure de droite) de l'impulsion emportée par le lepton final (électron ou muon) dans le plan (masse de slepton, masse de neutralino) pour une énergie de 200 GeV dans le centre de masse. .	130
6.4	Distribution des variables caractéristiques du signal $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour une énergie de 196 GeV dans le centre de masse.	132
6.5	Distribution des variables caractéristiques du signal $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour une énergie de 196 GeV dans le centre de masse et pour les trois fenêtres de masse ΔM	133
6.6	Sections efficaces de Born des différents processus issus du Modèle Standard en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les courbes sont anotées avec l'état final produit. Pour les processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-Z, e\nu_e W, \nu_e\bar{\nu}_e Z$ seule la contribution due au canal t est représentée [2].	134
6.7	Diagramme de Feynman associé au processus de fond dominant: le processus deux photons $\gamma\gamma$	137
6.8	Distribution des variables caractérisant certains des principaux bruits de fond intervenant dans la recherche de sleptons.	139
6.9	Diagrammes de Feynman associés aux principaux processus quatre fermions du Modèle Standard constituant un bruit de fond pour la recherche de sleptons.	140
6.10	Comparaison de l'énergie visible entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats à la présélection du canal <u>smuon</u> pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.	143
6.11	Comparaison de l'acoplanarité entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats à la présélection du canal <u>smuon</u> pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.	144
6.12	Comparaison du l'angle polaire du muon entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats à la présélection du canal <u>smuon</u> pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.	145
6.13	Comparaison de l'énergie visible entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats <u>sélectrons</u> à la présélection pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.	148

6.14	Comparaison de la distribution du moment de l'électron entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats <u>sélectrons</u> à la présélection pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.	149
6.15	Comparaison de la distribution de l'angle polaire associé à l'électron entre les prédictions du Modèle Standard et les candidats <u>sélectrons</u> à la présélection pour les énergies de 189, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse.	150
6.16	Un candidat sélectron (figure de gauche) et un candidat smuon (figure de droite) sélectionnés par notre analyse par réseau de neurones.	151
6.17	Représentation schématique d'un réseau de neurones avec propagation sur l'avant. Nous distinguons les trois types de couches: couche d'entrée, couche cachée et couche de sortie. Les fonctions d'activation à chacun des noeuds de la couche cachée et de sortie sont des sigmoïdes.	153
6.18	Représentation schématique d'un neurone et de sa fonction d'activation ici une sigmoïde $g(x) = 1/(1 + e^{-x})$	154
6.19	Distributions des sept premières variables utilisées comme entrées du réseau de neurones pour les processus de fond (coloré), les données (points) et les trois hypothèses de différences de masse pour le signal ici le <u>sélectron</u> ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$ continu, $\Delta M \in [10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$) pour une énergie de 200 GeV dans le centre de masse.	157
6.20	Distributions des six dernières variables discriminantes utilisées comme entrées du réseau de neurones pour les processus de fond (coloré), les données (points) et les trois hypothèses de différences de masse pour le signal ici le <u>sélectron</u> pour une énergie de 200 GeV dans le centre de masse.	158
6.21	Distributions des sept premières variables utilisées comme entrées du réseau de neurones pour les processus de fond (coloré), les données (points) et les trois hypothèses de différences de masse pour le signal ici le <u>smuon</u> ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$ continu, $\Delta M \in [10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$) pour une énergie de 189 GeV dans le centre de masse.	159
6.22	Distributions des six dernières variables discriminantes utilisées comme entrées du réseau de neurones pour les processus de fond (coloré), les données (points) et les trois hypothèses de différences de masse pour le signal ici le <u>smuon</u> pour une énergie de 189 GeV dans le centre de masse.	160
6.23	Poids relatifs des différentes variables du réseau de neurones pour la recherche des <u>smuons</u> pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 196 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).	163

6.24 Poids relatifs dans la décision des différentes variables du réseau de neurones pour la recherche de <u>sélectrons</u> pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).	164
6.25 Valeurs de la sortie du réseau de neurones pour le signal pour la recherche de <u>smuons</u> pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 196 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).	165
6.26 Valeurs de la sortie du réseau de neurones pour la recherche de <u>sélectrons</u> pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).	166
6.27 Comparaison entre le nombre d'événements restant et le nombre d'événements prédits par le Modèle Standard en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$) pour la recherche de <u>smuons</u>	169
6.28 Comparaison entre le nombre d'événements restant et le nombre d'événements prédits par le Modèle Standard en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$) pour la recherche de <u>sélectrons</u>	170
6.29 Optimisation de la coupure sur la sortie associée au signal pour la recherche de <u>smuons</u> pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 196 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).	171
6.30 Optimisation de la coupure sur la sortie associée au signal pour la recherche de <u>sélectrons</u> pour une énergie de 189 GeV (figures du haut) et pour une énergie de 200 GeV (figures du bas) dans le centre de masse, pour les trois fenêtres de masse ($\Delta M \leq 10 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta M \in]10, 30] \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta M > 30 \text{ GeV}/c^2$).	172
6.31 Efficacités sur le signal pour les smuons (gauche) et les sélectrons (droite) calculées tous les $5 \text{ GeV}/c^2$ puis interpolées linéairement. Les énergies considérées ici sont 196 GeV pour les smuons et 200 GeV pour les les sélectrons.	174
6.32 Compatibilité des événements sélectionnés par le réseau de neurones avec les contraintes cinématiques imposées par le signal pour les <u>smuons</u> pour une énergie de 202 GeV.	177

6.33	Compatibilité des événements sélectionnés par le réseau de neurones avec les contraintes cinématiques imposées par le signal pour les <u>sélectrons</u> pour une énergie de 202 GeV.	178
6.34	La figure de gauche montre l'exclusion dans le plan de masse sélectron droit e_R et neutralino χ_1^0 obtenue en combinant les résultats obtenus aux énergies de 184 à 202 GeV. La courbe en pointillés est l'exclusion obtenue lorsque nous supposons le nombre de données égal au nombre d'événements de fond simulé. La figure de droite montre les mêmes résultats pour le smuon droit μ_R	182
B.1	Deux exemples de topologie avec un état final à 4 particules. La paramétrisation de l'espace des phases sera différente selon le processus.	196
B.2	Un exemple de topologie avec un état final à 6 particules.	197