



Recherche de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP et réalisation d'un calorimètre plomb - fibres scintillantes pour améliorer son herméticité électromagnétique

Abdelkrim Boucham

► To cite this version:

Abdelkrim Boucham. Recherche de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP et réalisation d'un calorimètre plomb - fibres scintillantes pour améliorer son herméticité électromagnétique. Physique [physics]. université Paris 6, 1996. Français. ⟨NNT : 1996PA066056⟩. ⟨tel-04185828⟩

HAL Id: tel-04185828

<https://theses.hal.science/tel-04185828v1>

Submitted on 23 Aug 2023

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

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



Distributed under a Creative Commons CC BY 4.0 - Attribution - International License

THESE de DOCTORAT de l'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité :

Physique des particules

présentée par

Abdelkrim BOUCHAM

pour obtenir le titre DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

***Recherche de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP et
réalisation d'un calorimètre plomb - fibres scintillantes
pour améliorer son herméticité électromagnétique***

préparée et soutenue au :

Laboratoire d'Annecy-le-vieux de physique des particules

le 29 avril 1996

devant le jury composé de :

Mr Jacques CHAUEAU

Mr Robert ZITOUN

Mr Stavros KATSANEVAS

Mr Yannis KARYOTAKIS

Mr Jean-François GRIVAZ

Mr Egidio LONGO

Président

Rapporteur

Rapporteur

Directeur de thèse

LAPP-T-96/02

Table des matières

Introduction	5
I Une physique au-delà du modèle standard : la supersymétrie	7
I.1 Le modèle standard : modèle de basse énergie	8
I.1.1 Le cadre théorique de la physique des hautes énergies	8
I.1.2 Qu'est-ce-qu'une théorie effective?	11
I.1.3 Les éléments du modèle standard	12
I.1.4 Le problème de la hiérarchie	17
I.2 La supersymétrie	22
I.2.1 La supersymétrie à partir d'un exemple simple : l'oscillateur harmonique supersymétrique	22
I.2.2 La supersymétrie en physique des particules	23
I.3 L'extension supersymétrique du modèle standard	26
I.3.1 Le contenu en particules	26
I.3.2 Les interactions	29
I.3.3 La brisure de la supersymétrie	34
I.3.4 La brisure de la symétrie électrofaible dans le MSSM	38
I.3.5 Les masses des partenaires supersymétriques	42
I.3.6 Résumé	48
I.4 Le secteur neutralinos du MSSM	49
I.4.1 Les masses des neutralinos	49
I.4.2 Les couplages des neutralinos	53
II L'expérience L3 au LEP	59
II.1 Le collisionneur LEP	59
II.2 Le détecteur L3	60
II.2.1 Introduction	60
II.2.2 Le détecteur de micro-vertex en silicium (SMD)	61
II.2.3 Le détecteur central	62
II.2.4 Le calorimètre électromagnétique (ECAL)	63
II.2.5 Les compteurs à scintillation	67
II.2.6 Le calorimètre hadronique (HCAL)	68
II.2.7 Le filtre à muons	69
II.2.8 Les chambres à muons	69
II.2.9 La mesure de la luminosité	70
II.2.10 Le système de déclenchement	70

III La sélection des événements	75
III.1 Sélection d'un état final à deux électrons	76
III.1.1 Mesure et sélection de dépôts électromagnétiques	76
III.1.2 Sélection de particules chargées	81
III.1.3 Résumé : sélection des électrons dans l'expérience L3	88
III.2 Signal et Bruits de fond	89
III.2.1 Le Signal	89
III.2.2 Les bruits de fond	89
III.3 Les générateurs d'événements et la simulation de l'expérience L3	91
III.3.1 Les événements Monte-Carlo pour le fond	91
III.3.2 Les événements Monte-Carlo pour le signal	92
III.4 Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$	95
III.4.1 Sélection sur critères énergétiques	95
III.4.2 Sélection topologique	99
III.4.3 Efficacités de la sélection complète	104
III.4.4 Comparaison entre les acceptances de la simulation complète et celles de la simulation rapide	106
III.4.5 Efficacités de sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0$	108
III.4.6 Conclusion	108
III.5 Résultats de la recherche de neutralinos dans le canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$	109
III.5.1 Luminosité intégrée des données analysées	109
III.5.2 Résultats	109
III.6 Quelle est la prédiction du Monte-Carlo?	111
III.6.1 Utilisation d'une simulation rapide pour l'étude du fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$	111
III.6.2 Sensibilité aux coupures du fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(e^+e^-)$	113
III.6.3 Conclusion	113
III.7 La recherche de neutralinos dans les autres canaux de désintégration du χ_2^0	114
III.7.1 La sélection des événements dans les autres canaux fermioniques	114
III.7.2 Sélection des événements neutralinos dans le canal $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0\gamma$	115
III.7.3 Efficacités de sélection et résultats de la recherche de neu- tralinos dans les canaux $q\bar{q} \cancel{E}$, $\mu^+\mu^- \cancel{E}$ et $\gamma \cancel{E}$	116
IV Interprétation des résultats	119
IV.1 Statistique de Poisson et obtention de limites	120
IV.1.1 La statistique de Poisson	120
IV.1.2 Obtention de limites lorsque le fond prédit est nul	120
IV.1.3 Obtention de limites en présence de fond	120
IV.1.4 Obtention de limites par combinaison de plusieurs canaux de recherche	122
IV.2 Interprétation hors MSSM	123
IV.2.1 Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0) \cdot Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+e^-)$	123
IV.2.2 Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0)$	125
IV.2.3 Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0)$	126
IV.3 Interprétation dans le cadre du MSSM	129
IV.3.1 L'espace des paramètres du MSSM	129
IV.3.2 Exclusion de domaines de l'espace $(M, \mu, \tan \beta)$ avec la recherche directe de neutralinos	130

IV.3.3 Exclusion de domaines de l'espace ($M, \mu, \tan \beta$) avec les mesures de Γ_Z et Γ_Z^{inv} à LEP 1	132
IV.3.4 Détermination de limites inférieures sur les masses des neutralinos	139
IV.4 Discussion des hypothèses	142
IV.4.1 Le rôle de $m_{\tilde{e}}$	142
IV.4.2 Limites sur les masses des neutralinos si $ \mu > 200$ GeV	144
IV.4.3 Le rôle de la largeur du χ_2^0 en $\chi_1^0 h^0/A^0$	144
V SPACAL : un calorimètre pour augmenter l'herméticité électromagnétique de L3	149
V.1 Motivations pour une instrumentation complé- mentaire du calorimètre électromagnétique	150
V.1.1 Description de la zone non instrumentée	150
V.1.2 Problèmes liés à une herméticité imparfaite	150
V.1.3 Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ avec le photon pointant dans la zone non instrumentée du calorimètre électromagnétique	151
V.1.4 Etude des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\vec{p}$ avec $\vec{p}$ pointant entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique	155
V.1.5 Etude du bruit dans le calorimètre hadronique	159
V.1.6 Conclusion	160
V.2 La conception du détecteur	162
V.2.1 Les contraintes liées à l'installation d'un détecteur dans la région non instrumentée	162
V.2.2 Le choix du détecteur	163
V.2.3 Simulation du détecteur	166
V.3 Les prototypes de SPACAL : test en faisceau, résultats et comparaison avec la simulation	169
V.3.1 Le test en faisceau des prototypes de SPACAL	169
V.3.2 Les résultats du test en faisceau des prototypes	171
V.3.3 Comparaison des résultats du faisceau test avec une simulation	176
V.4 Le calorimètre SPACAL final et son implantation dans le détecteur L3	178
V.4.1 Le module final de SPACAL	178
V.4.2 Test en faisceau du détecteur final (avril-mai 95)	180
V.4.3 L'électronique de sortie	183
V.4.4 La structure porteuse	184
V.4.5 Conclusion	184
Conclusions et perspectives	187

Introduction

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire est en deux volets : le premier s'appuie sur l'analyse des données enregistrées par l'expérience L3 au LEP jusqu'en 1995, à une énergie dans le centre de masse proche du pôle du Z^0 et le second sur le développement d'un calorimètre dont l'objectif est de compléter l'herméticité électromagnétique du détecteur L3.

Bien que le modèle standard ait été conforté par l'ensemble des recherches menées au LEP, il ne peut cependant prétendre être la théorie ultime de la physique des particules. De nombreuses extensions ont été construites et parmi elles, c'est la supersymétrie (SUSY) qui a suscité le plus d'intérêt, tant du point de vue théorique qu'expérimental.

Dans le premier chapitre, après avoir précisé les motivations pour une extension du modèle standard, je décrirai le cadre de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM) en particulier le secteur neutralinos car c'est celui que nous explorerons dans notre travail d'analyse. Les neutralinos sont en effet parmi les plus légères des particules supersymétriques et peuvent donc être produits au LEP. De plus, leur taux de production est fortement dépendant du modèle et peut être suffisamment bas pour espérer observer avec l'importante statistique dont on dispose désormais ce qui n'a pu l'être aux débuts du LEP.

Dans le second chapitre, l'expérience L3 est décrite dans son ensemble ainsi que les différents sous-détecteurs qui la composent. Le calorimètre électromagnétique ainsi que le détecteur de traces sont décrits plus en détails car ils sont au cœur de notre analyse.

Cette analyse, centrée sur la recherche d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \cancel{e}$ est décrite dans le troisième chapitre ainsi que les résultats obtenus à LEP 1. Les recherches de neutralinos dans les autres canaux ($q\bar{q}$, $\mu^+\mu^-$ ou γ avec de l'énergie manquante) ont aussi été menées par l'expérience L3 et seront décrites succinctement ainsi que leurs résultats.

La combinaison des résultats obtenus dans les différents canaux de recherche est interprétée dans le quatrième chapitre. D'abord dans un cadre général, ce qui permet d'obtenir des limites sur divers rapports de branchement puis dans le cadre du MSSM afin d'exclure certaines zones de l'espace des paramètres ce qui permet d'accéder à des limites inférieures sur les masses des neutralinos.

Les recherches de particules supersymétriques font intervenir la mesure de l'énergie manquante, elle-même liée à l'herméticité du détecteur. Or, le calorimètre électromagnétique de L3 présente deux zones non instrumentées, entre le tonneau et les bouchons, de 5° d'ouverture en θ et 360° en ϕ . Le cinquième chapitre est consacré à la réalisation d'un calorimètre plomb - fibres scintillantes qui a été installé durant l'arrêt 95-96 du LEP afin d'améliorer l'herméticité du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3 et donc sa sensibilité aux événements avec énergie manquante.

Chapitre I

Une physique au-delà du modèle standard : la supersymétrie

Introduction

Ce chapitre s'articule en quatre parties :

- **Le modèle standard et ses limites** : dans un premier temps, je rappellerai les éléments essentiels du modèle standard en montrant qu'ils peuvent être compris comme étant les reliquats à basse énergie d'une théorie plus fondamentale décrivant la physique aux très hautes énergies. Je préciserai ensuite les limites du modèle standard en insistant sur le problème le plus quantitatif : celui de la hiérarchie de masse.
- **La supersymétrie** : ces limites indiquent l'existence d'une théorie plus fondamentale. Je décrirai alors le cadre général de la solution qui s'est révélée être à la fois la plus cohérente et la plus riche : la supersymétrie.
- **Le MSSM** : cette partie sera plus phénoménologique et présentera l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM).
- **Les neutralinos** : dans cette dernière section je détaillerai le secteur neutralinos du MSSM qui nous concernera plus particulièrement dans notre analyse.

I.1 Le modèle standard : modèle de basse énergie

Dans cette section, je retracerai les grandes lignes de la démarche qui mène au modèle standard en indiquant comment les éléments du modèle standard peuvent être compris comme ceux d'un modèle de basse énergie.

I.1.1 Le cadre théorique de la physique des hautes énergies

La théorie quantique des champs

La physique des hautes énergies est à la fois quantique (la constante de Planck h étant l'unité naturelle d'action) et relativiste (le facteur γ entrant dans la transformation de Lorentz étant très supérieur à 1).

Dans le cadre de la mécanique quantique, le temps n'est qu'un paramètre des équations (il n'y a pas d'observable temps) alors que la position est un opérateur. Par contre, en relativité, temps et espace sont tous les deux des observables physiques (ils apparaissent sur un même plan lorsqu'on opère une transformation de Lorentz). La théorie décrivant la physique des hautes énergies doit résoudre cette contradiction : temps et espace sont tous les deux des paramètres des équations, c'est en cela que la théorie est une théorie des champs. Elle est relativiste si les équations sont covariantes (les objets de la théorie se transforment comme des scalaires, des vecteurs, des tenseurs... lors d'un changement de référentiel) et elle est quantique si les prédictions se font en terme de probabilité de transition d'un état initial vers un état final. Cette théorie permet alors qu'un état quantique soit décrit par un nombre de particules variable (les expériences de physique des particules prouvent que ce nombre n'est pas conservé).

Les objets de base de la théorie seront donc des opérateurs $O((\vec{x}, t) \equiv x^\mu)$ construits à partir d'opérateurs de création et d'annihilation et agissant sur des états dont le nombre et le type de particules peut changer au cours du temps, l'évolution étant régie par les $O(x^\mu)$.

Les champs élémentaires de la théorie

Les différents opérateurs seront construits à partir de:

- champs scalaires $\phi(x^\nu)$ qui ne se transforment pas lors d'un changement de référentiel (plus précisément qui se transforment sous le groupe constitué par l'identité). Ces champs correspondent à un degré de liberté (un seul type d'opérateurs de création et d'annihilation) et donc à un seul type de particules : les bosons scalaires.
- champs vectoriels $A^\mu(x^\nu)$ dont les quatre composantes sont des champs scalaires, ils se transforment sous le groupe de Poincaré comme des quadrvecteurs. Trois des quatre composantes sont physiques, ils décrivent donc des particules de spin 1. Lorsque le boson est de masse nulle, l'une des trois composantes n'évolue pas et le champ décrit alors seulement deux degrés de liberté.
- champs tensoriels $T^{\alpha,\beta,\dots}(x^\nu)$ dont les composantes sont des produits de composantes de champs vectoriels et qui permettent de décrire des particules de spin supérieur à 1 (ces champs ne nous concerneront pas pour la suite).
- champs spinoriels $\psi(x^\mu)$: les matrices de Pauli sont des matrices (2,2) dont les relations de commutation sont celles des générateurs des transformations de Lorentz. Il existe

donc des objets à deux composantes (les champs de spineurs) qui ne se transforment pas comme les objets précédents sous Lorentz. La dégénérescence associée à ce doublet est levée par l'application de l'opérateur d'hélicité. Ces objets permettent donc de prendre en compte les spin demi-entier, déjà connus par la mécanique quantique, introduits de façon *ad hoc* pour décrire l'expérience de Stern et Gerlach mais dont l'origine se trouve dans la relativité. Les spineurs à quatre composantes (ou bispineurs) décrivent quatre degrés de liberté associés à une particule de spin $\frac{1}{2}$ et à son antiparticule. Un spineur décrivant un fermion qui est sa propre antiparticule n'aura donc que deux composantes.

Description lagrangienne

Suivant la description lagrangienne de l'électrodynamique classique, on construit un lagrangien $\mathcal{L} = \sum_i O_i(x^\mu)$ dont les opérateurs $O_i(x^\mu)$ s'expriment à partir des champs décrits précédemment. L'action est définie par :

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi_i, \psi_j, A_k^\mu)$$

Les équations du mouvement (qui donnent les champs qui décrivent effectivement l'évolution) sont obtenues à partir du principe de moindre action. Pour chaque degré de liberté présent dans le lagrangien on détermine l'extremum de l'action et on obtient ainsi l'équation du mouvement du degré de liberté correspondant (équation d'Euler-Lagrange) :

$$\partial_\mu \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \partial_\mu \phi} - \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \phi} = 0$$

Les termes quadratiques dans les champs décrivent les particules libres (terme cinétique et éventuellement un terme de masse). Tous les termes d'ordre supérieur décrivent les interactions entre les particules correspondant aux champs apparaissant dans l'opérateur d'interaction (*i.e.* un état initial constitué de ces particules *peut* évoluer).

Une symétrie du lagrangien est définie par un groupe de transformations G opérant sur un des champs du lagrangien et laissant inchangée l'action et donc l'équation du mouvement (il suffit en fait que le lagrangien soit changé au plus d'une quadridivergence). A chaque symétrie du lagrangien est associé un quadri-courant conservé obtenu en appliquant le théorème de Noether. Intégrant sur la partie spatiale la coordonnée temporelle du quadricourant, on obtient une grandeur physique ne dépendant que du temps. Si le courant est conservé, cette grandeur est constante : à chaque symétrie du lagrangien est donc associée une grandeur physique conservée. Ce lagrangien peut alors être fixé pour décrire correctement les expériences de hautes énergies et doit donc inclure le spectre des particules observées (partie du lagrangien quadratique dans les champs). De plus, les opérateurs doivent reproduire les interactions observées qui sont caractérisées par des lois de conservation, l'opérateur concerné devant alors présenter la symétrie correspondant à la grandeur conservée.

Les théories de jauge

La matière étant formée de fermions, on commence par écrire le lagrangien libre décrivant ces particules, les termes les plus simples étant du type :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (\text{I.1})$$

où m est la masse du fermion, $\psi = \begin{pmatrix} \chi \\ \phi \end{pmatrix}$ un bispineur décrivant deux types de fermions, γ^μ les matrices de Dirac et $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ le spineur adjoint. Ce lagrangien présente une symétrie globale correspondant à un changement de phase :

$$\psi \rightarrow e^{-i\lambda} \psi \quad (\text{I.2})$$

car $\bar{\psi}$ se transforme avec une phase opposée liée à la conjugaison hermitique. Le courant conservé est :

$$J_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$$

Lorsque l'on calcule la quantité conservée associée à cette invariance en utilisant le développement des champs en opérateurs de création et d'annihilation, elle s'avère simplement être égale à la différence entre le nombre de particules que décrit le spineur χ et celles décrites par le spineur ϕ . On peut donc utiliser ce lagrangien pour étudier un système constitué de deux types de fermions tels que lorsqu'un fermion de type χ est créé un fermion de type ϕ est aussi créé ce qui correspond, par exemple, à un système composé d'électrons et de positons, la grandeur conservée étant alors la charge totale. Cependant, la charge doit être conservée *localement* car si un électron est créé (avec une incertitude Δt sur l'instant de création) le positon ne peut être créé à une distance supérieure à $\Delta x \approx c \Delta t$ sans violer la relativité. Pour que la charge soit conservée localement, la phase λ apparaissant dans (I.2) doit pouvoir changer arbitrairement avec la position, ce qui correspond à la transformation :

$$\psi \rightarrow e^{-ie\lambda(x^\mu)} \psi \quad (\text{I.3})$$

où le e apparaissant dans l'exposant est une constante dont la signification apparaît plus bas. Cette conservation locale de la charge ne peut être maintenue qu'en introduisant dans le lagrangien un champ vectoriel A_μ et un opérateur d'interaction :

$$- e A_\mu \bar{\psi} \gamma_\mu \psi \quad (\text{I.4})$$

avec la *transformation de jauge* du champ A_μ :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \lambda$$

cette transformation ainsi que la forme de l'opérateur d'interaction sont fixées en sorte qu'elles annulent le terme en $e \bar{\psi} \gamma_\mu (\partial^\mu) \lambda \psi$ apparaissant lors de la transformation de jauge dès lors que celle-ci n'est plus globale. On peut aussi intégrer le terme compensateur dans l'opérateur de dérivation ∂_μ qui devient :

$$D_\mu = \partial_\mu + ie A_\mu$$

D_μ est appelée dérivée covariante car elle se comporte comme le champ lui-même lors d'une transformation de jauge. Donc, pour assurer la conservation locale de la charge il est indispensable d'introduire un boson de jauge de spin 1 correspondant au champ A_μ et interagissant avec les fermions selon le couplage (I.4) (e est donc la constante de couplage) et qui peut être identifié avec le photon. En effet, le type d'interaction est celui qui est effectivement observé (un photon, un électron, un positon) et e peut être fixé pour reproduire l'intensité observée de cette interaction.

Le dernier élément important est que ce champ A_μ ne peut avoir de terme de masse explicite sans briser l'invariance de jauge car un terme en $\frac{M^2}{2} A_\mu A^\mu$ introduit, lors de la transformation de jauge, un terme en $M^2 A_\mu \partial^\mu \lambda$ qui n'est pas compensé. Dans le cas du photon, ceci correspond effectivement à la portée de l'interaction qui est infinie en électrodynamique classique.

I.1.2 Qu'est-ce-qu'une théorie effective?

Dimension des opérateurs d'interaction et échelle d'énergie

L'action étant sans dimension, les termes du lagrangien sont du type :

$$g^{[4-d]} O^{[d]}$$

où O s'exprime en fonction des champs et est de dimension $[d]$ en unité de masse, le couplage g étant de dimension $[4 - d]$ afin de rétablir la dimension $[4]$ du lagrangien. La composition en champs de O donne le type de particules interagissant et g l'intensité du couplage.

La constante g peut s'écrire :

$$g = \frac{1}{\Lambda^{[d-4]}}$$

ce qui permet de faire apparaître explicitement une échelle d'énergie Λ . Les observables sont essentiellement des sections efficaces de dimension $[-2]$ en unité de masse. Compte tenu des grandeurs dimensionnées dont nous disposons, l'ordre de grandeur de la section efficace du processus décrit par O sera donné par :

$$\sigma \sim \frac{s}{\Lambda^{[4]}} \quad (\text{I.5})$$

où $\sqrt{s}$ est l'échelle d'énergie à laquelle est réalisée l'expérience. Si une limite supérieure sur σ est connue, on obtient une limite inférieure sur l'échelle d'énergie à laquelle l'opérateur d'interaction apparaît explicitement dans le lagrangien. Ainsi, si l'on considère la désintégration du proton dans le canal :

$$p \rightarrow \pi^0 e^+$$

elle ne peut être induite que par un opérateur de dimension supérieure à 6 (cette interaction implique deux champs de quark u , un champ de quark d et un champ d'électron). L'échelle d'énergie de l'expérience étant la masse du proton m_p , l'ordre de grandeur de la largeur du proton dans ce canal est donné par :

$$\Gamma(p \rightarrow \pi^0 e^+) \sim \frac{m_p^5}{\Lambda^4}$$

avec une limite sur la durée de vie du proton de l'ordre de 10^{31} ans cette largeur est inférieure à 10^{-63} GeV et l'échelle d'énergie pouvant induire un tel opérateur est d'au moins 10^{16} GeV.

En résumé, lorsque la constante de couplage d'un opérateur d'interaction est dimensionnée, une énergie Λ lui est associée donnant l'échelle à laquelle l'opérateur apparaît explicitement dans le lagrangien. L'équation (I.5) montre que pour $\sqrt{s} \ll \Lambda$, la section efficace correspondant au processus est négligeable. Donc, à basse énergie seuls les opérateurs d'interaction avec une constante de couplage dimensionnée positivement apparaissent dans le lagrangien.

Qu'observons-nous à basse énergie?

Les opérateurs d'interaction impliquent des champs au même point d'espace-temps x^μ (opérateurs locaux) comme par exemple l'opérateur introduit ci-dessus :

$$\mathcal{L}_{int}^{loc} = e J_\mu(x) A^\mu(x) \quad (\text{I.6})$$

ce qui suppose qu'à toutes les échelles de distances (et donc d'énergie) l'interaction reste ponctuelle. Nous faisons donc, avec ce type d'opérateurs, une hypothèse forte sur la physique aux très hautes énergies dont nous n'avons en fait pas connaissance.

Si cette interaction n'est pas *exactement* locale mais implique les champs sur un domaine Δ *petit* (d'extension $qq (10^{-20} fm)^3$ par exemple) avec un facteur de forme $f(z)$ l'interaction s'écrit alors:

$$\mathcal{L}_{int} = e_0 \int_{\Delta} d^4x J_{\mu}(x) A^{\mu}(x-y) f(x-y)$$

et à grande distance (basse énergie) le domaine Δ nous apparaît ponctuel, l'interaction étant alors correctement décrite par le lagrangien (I.6). Cependant, il faut prendre en compte l'approximation que nous faisons alors en dissimulant dans la constante e qui apparaît dans (I.6) toute la partie non ponctuelle (c'est-à-dire à très haute énergie) de l'interaction. Cette constante de couplage dépend alors de l'échelle d'énergie à laquelle on la mesure car l'approximation que nous faisons dépend de la distance à laquelle nous sondons l'interaction.

Si nous parvenons à faire des prédictions, c'est que la forme exacte de l'interaction (*i.e.* le facteur de forme $f(x^{\mu})$) n'est pas importante. De telles théories, où les physiques à différentes échelles d'énergie sont suffisamment découplées pour que l'on puisse cacher ce que l'on ne connaît pas dans une dépendance des grandeurs physiques en l'échelle d'énergie sont dites renormalisables.

La constante de couplage mesurée $e(\Lambda)$ est une fonction de e_0 qui n'est pas connue. Par contre l'évolution de $e(\Lambda)$ avec Λ est fixée par le lagrangien et ne dépend pas de e_0 , on a alors $e(\Lambda_1) = F(e(\Lambda_2))$ où la dépendance en e_0 n'apparaît plus et la théorie est alors prédictive puisque la valeur exacte de e_0 n'intervient pas: on a remplacé le fait que l'on ne connaisse pas e_0 (et donc la physique aux très hautes énergies) par une mesure expérimentale de e à une énergie donnée.

D'après ce que nous avons vu dans la section précédente, si la constante est dimensionnée négativement, l'opérateur correspondant n'apparaît pas dans le lagrangien pour des énergies très inférieures à l'échelle caractéristique donnée alors par la constante de couplage. Une théorie renormalisable ne contient donc pas de constante de couplage dimensionnée négativement.

En conclusion, indépendamment de la forme de la physique à très haute énergie, celle-ci nous apparaît à basse énergie comme une théorie quantique des champs renormalisable avec des paramètres évoluant avec l'échelle d'énergie à laquelle est réalisée l'expérience.

I.1.3 Les éléments du modèle standard

Le secteur leptonique

Nous avons déjà vu (équation (I.1)) la forme du lagrangien libre décrivant les électrons ¹ mais deux autres leptons observés expérimentalement doivent être inclus dans le spectre: muon et tau. A chaque lepton est associé un neutrino et un nombre leptonique conservé pour chaque type de lepton (positif pour les particules et négatifs pour les antiparticules). En l'absence de cette loi de conservation, le muon pourrait se désintégrer dans la voie $\mu \rightarrow e\gamma$ sa durée de vie étant alors considérablement plus courte que celle qui est effectivement mesurée.

Le lagrangien libre doit présenter la symétrie correspondant à cette loi de conservation et il est donc indispensable de rassembler en doublets chaque lepton avec son neutrino (tout comme

¹Dans toute la suite nous appellerons électron, muon, tau indifféremment la particule ou l'antiparticule

les spineurs d'un fermion et de son anti-fermion sont rassemblés en un bispineur pour décrire la conservation de la charge électrique). Cependant, seuls les neutrinos d'hélicité négative (et les antineutrinos d'hélicité positive) sont observés expérimentalement (l'hélicité étant la valeur propre de l'opérateur de spin projeté sur l'impulsion). Le groupe de transformation est donc $SU(2)_L$ le L signifiant qu'il opère sur des doublets de spineurs d'hélicité négative (il s'agit en fait de la chiralité qui se confond avec l'hélicité dans la limite ultra-relativiste) et les leptons d'hélicité positive sont alors décrits par des spineurs singlets sous $SU(2)_L$.

Le secteur leptonique se présente donc sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \nu_L^e \\ e_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^\mu \\ \mu_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^\tau \\ \tau_L \end{pmatrix} ; e_R, \mu_R, \tau_R$$

où chaque lettre désigne le bispineur décrivant la particule correspondante.

Le secteur hadronique

Le succès du modèle des quarks se trouve dans sa capacité à reproduire le spectre des hadrons en partant d'un spectre considérablement réduit constitué par les quarks (u, d, s) qui sont des particules de charge fractionnaire et portant un nombre baryonique. L'observation dans les expériences de diffusion profondément inélastique de partons constituant le proton et qui peuvent être identifiés avec les quarks a confirmé ce modèle. Ce spectre a été étendu au quark c afin de résoudre le problème du changement de saveur $d \leftrightarrow s$ par courant neutre qui n'est pas observé expérimentalement (l'annulation du courant observé lorsque le quark c est pris en compte constitue le mécanisme de GIM). Le quark b a ensuite été observé et comme pour le quark c , l'existence d'un quark t a été prédite puis récemment observée [1]. L'interaction mettant en jeu les neutrinos est aussi responsable de la désintégration β qui concerne les nucléons et donc les quarks. Il est alors naturel de rassembler ceux-ci en doublets de $SU(2)_L$ avec toujours des états d'hélicité positive singlets sous $SU(2)_L$:

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} ; u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

Pour les quarks, états propres d'interaction (ceux dont les couplages sont spécifiés par la théorie) et états propres de masse (ceux observés par les expériences) ne sont pas confondus car la présence de deux états massifs dans chaque famille autorise un mélange décrit par la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) :

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| = 0.9754 \pm 0.0005 & |V_{us}| = 0.2205 \pm 0.0018 & |V_{ub}| = 0.005 \pm 0.003 \\ |V_{cd}| = 0.2205 \pm 0.0025 & |V_{cs}| = 0.9743 \pm 0.0008 & |V_{cb}| = 0.046 \pm 0.004 \\ |V_{td}| = 0.012 \pm 0.011 & |V_{ts}| = 0.045 \pm 0.006 & |V_{tb}| = 0.9989 \pm 0.0002 \end{pmatrix}$$

qui est une matrice unitaire proche de la matrice identité ce qui signifie que le mélange entre les familles est faible. Seuls les éléments des deux premières lignes ont été mesurés, les trois autres ayant été déduits de l'unitarité (cette matrice peut être paramétrée en termes de trois angles et une phase complexe).

Pourquoi le secteur fermionique du modèle standard est-il chiral ?

Le secteur fermionique du modèle standard est chiral car il présente une invariance sous $SU(2)_L$ et les fermions droit ne se transforment donc pas comme les fermions gauche. Il a

été construit ainsi car l'expérience montre que les fermions gauche et droit n'obéissent pas aux mêmes lois. Cependant, cet état de fait peut se comprendre si l'on admet que le modèle standard est un modèle de basse énergie d'une théorie fondamentale caractérisée par une échelle d'énergie Λ dont nous verrons plus loin qu'un ordre de grandeur est 10^{15} GeV. A basse énergie, le lagrangien effectif contient alors des opérateurs $O_i^{[d]}$ où $d \leq 4$ est la dimension de l'opérateur et s'écrit donc :

$$\mathcal{L} = \sum_i \alpha_i \left(\frac{1}{\Lambda} \right)^{d-4} O_i^{[d]}$$

Considérons un fermion du modèle standard avec une masse $m_f \sim 1$ GeV dont le terme de masse s'écrirait dans le lagrangien effectif $m_f \bar{\psi}\psi$:

$$m_f \bar{\psi}\psi = \alpha_f \left(\frac{1}{\Lambda} \right)^{-1} O^{[3]} \quad (I.7)$$

soit $O^{[3]} = \bar{\psi}\psi$ et $m_f \sim \Lambda$ et le fermion en question a alors une masse de l'ordre de 10^{15} GeV contrairement à la masse observée. On pourrait choisir de prendre α_f suffisamment petit pour que $\alpha_f \Lambda$ soit de l'ordre de grandeur des masses observées mais ceci revient à régler un paramètre sur près de 15 ordres de grandeur !

Même en prenant en compte l'évolution de m_f avec l'échelle d'énergie, on ne peut maintenir la masse du fermion à une échelle raisonnable car cette évolution est seulement logarithmique. Ce fermion avec un terme de masse explicite dans le lagrangien a donc une masse qui le rend inobservable aux échelles d'énergie auxquelles nous réalisons nos expériences si l'on s'interdit un réglage de paramètre trop fin.

En conclusion, si les fermions du modèle standard ne présentaient pas une invariance sous $SU(2)_L$ les termes de masse du type (I.7) seraient possibles et ces termes de masse feraient alors sortir les fermions du spectre décrit par le modèle standard. Le secteur fermionique du modèle standard est donc chirale car s'il ne l'était pas il n'y aurait pas de fermions dans le modèle standard.

Invariances de jauge du modèle standard

Invariance sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$

En plus de son invariance sous $SU(2)_L$, le lagrangien du modèle standard présente une invariance sous $U(1)$ puisque les termes sont du type (I.1). Cependant, la loi de conservation associée à cette invariance ne peut être identifiée avec celle de la charge électrique car les neutrinos auraient alors une charge identique à celle de leurs partenaires.

Ce groupe $U(1)$ est identifié avec le $U(1)_Y$ de l'hypercharge faible et une relation du type Gell-Man et Nishijima relie cette hypercharge à la charge électrique Q :

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

T_3 prenant les valeurs $+\frac{1}{2}$ pour les neutrinos et $-\frac{1}{2}$ pour leurs partenaires, les valeurs de Y étant simplement fixées afin de reproduire les valeurs des charges électriques.

Deux des bosons de jauge du $SU(2)_L$ transportent une charge et sont identifiés avec les bosons $W^\pm$ médiateurs de l'interaction faible. Le troisième boson est en fait couplé au boson du $U(1)_Y$ et parmi les deux états propres de masse, celui qui est de masse nulle est identifié avec le photon. Le second état propre est un boson vecteur ne portant pas de charge, le mélange

étant caractérisé par l'angle de Weinberg θ_W . Ce modèle prédit donc l'existence d'un courant neutre qui fut effectivement observé.

Invariance sous $SU(3)_C$

Une dernière symétrie concerne uniquement le secteur hadronique du modèle standard, il s'agit du $SU(3)_C$ de couleur. Chaque quark apparaît sous la forme d'un triplet se transformant sous ce groupe, ce qui permet de résoudre le problème posé, entre autres, par le Δ^{++} de spin $\frac{3}{2}$ et composé de trois quarks u ce qui contredit la statistique de Fermi s'il n'existe pas une dégénérescence d'ordre trois. De plus, lorsque l'invariance sous $SU(3)_C$ est jaugée, les huit bosons de jauge (les gluons) correspondant aux huit générateurs du groupe permettent de décrire l'interaction forte elle aussi comme une théorie de jauge.

Les masses des bosons de jauge et le mécanisme de Higgs

Afin de respecter l'invariance de jauge, tous les bosons de jauge sont de masse nulle. Ceci est acceptable pour le photon mais pas pour les bosons W et Z . En effet, si l'interaction décrite par $SU(2)_L$ est bien l'interaction faible, on peut interpréter le modèle de Fermi décrivant la radioactivité β par l'élément de matrice :

$$\mathcal{M} = \mathcal{G}_F (\bar{u}_n \gamma^\mu u_p) (\bar{u}_{\nu_e} \gamma_\mu u_e)$$

comme étant un modèle de basse énergie. La constante $\mathcal{G}_F$ est dimensionnée car $\mathcal{G}_F \approx \frac{10^{-5}}{m_p^2}$ où m_p est la masse du proton. $\mathcal{G}_F$ est alors simplement reliée à la limite à basse énergie du propagateur du W :

$$\frac{\mathcal{G}_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$

où g est la constante de couplage du $SU(2)_L$.

Comme on a $g = e/\sin\theta_W$ une estimation de la masse du W est $M_W \approx 80$ GeV.

Une masse est fournie à ces bosons par l'introduction *ad hoc* du mécanisme de Higgs. Celui-ci s'appuie sur un doublet de $SU(2)_L$ constitué de champs complexes (4 degrés de liberté) :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

soumis au potentiel :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

En choisissant μ^2 négatif, l'état fondamental Φ_0 a une valeur moyenne dans le vide non nulle :

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad ; \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$$

Comme le champ de Higgs se transforme sous $SU(2)_L$, la partie du champ qui est constituée de l'état fondamental apparaît comme une constante dans le terme $D_\mu \phi D^\mu \phi$ et donne naissance alors à des termes de masse du type $\frac{m^2}{2} A_\mu A^\mu$ pour les bosons de jauge où A_μ représente un champ de boson W ou Z . Les masses des bosons sont alors reliées au potentiel de Higgs par les relations :

$$M_W = \frac{gv}{2} \quad ; \quad M_Z = \frac{gv}{2 \cos\theta_W}$$

où g est la constante de couplage du $SU(2)_L$.

Parmi les quatre degrés de liberté introduits par l'intermédiaire du doublet de Higgs, trois permettent aux bosons $W^\pm$ et Z d'acquérir une masse (un boson de masse nulle a seulement deux degrés de liberté correspondant aux deux états d'hélicité alors qu'un boson massif a trois degrés de liberté). Le dernier degré de liberté décrit un boson scalaire massif, le boson de Higgs de masse $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$.

On dit que la symétrie est alors brisée mais elle est en fait simplement cachée car si elle était réellement brisée on aurait aussi bien pu incorporer dès le départ les termes de masse interdits par l'invariance de jauge. Les termes introduits sont bien invariants de jauge sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$, c'est simplement l'état fondamental qui ne présente pas toutes les symétries du lagrangien et c'est par l'intermédiaire de cet état fondamental que les bosons acquièrent une masse. Les termes de masse introduits par le mécanisme de Higgs ne sont donc pas en contradiction avec l'impossibilité d'utiliser des termes en $\frac{M^2}{2} A_\mu A^\mu$ sans violer les symétries de jauge.

Les masses des fermions

Le mécanisme de Higgs fournit une masse uniquement aux bosons $W^\pm$ et Z , les fermions restant de masse nulle. C'est l'introduction *ad hoc* d'un couplage entre le champ de Higgs et les fermions qui va leur permettre d'acquérir une masse.

1. Les masses des leptons

Pour les leptons, le terme de Yukawa s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -g_f [\bar{f}_R (\Phi^\dagger l_f) + (\bar{f}_L \Phi) f_R]$$

soit après développement autour de l'état fondamental :

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -\frac{g_f v}{\sqrt{2}} \bar{f} f - \frac{g_f}{\sqrt{2}} H \bar{f} f$$

qui inclut un terme de masse pour le fermion f avec $m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}}$ et un terme d'interaction entre le fermion f et le boson de Higgs H avec un couplage proportionnel à la masse du fermion. Les termes de Yukawa introduisent donc un paramètre de masse pour chaque fermion et les neutrinos restent sans masse car il n'y a pas de neutrino d'hélicité négative.

2. Les masses des quarks

Pour les quarks, le terme de Yukawa est plus complexe car les deux membres du doublet sont massifs. Il est alors indispensable d'utiliser en plus le doublet de Higgs conjugué d'hypercharge faible -1 :

$$\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$$

Pour la première génération de quarks le terme de Yukawa s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -g_d \left[(\bar{u}_L \bar{d}_L) \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right] - g_u \left[(\bar{u}_L \bar{d}_L) \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right]$$

Les masses ainsi introduites sont celles des états propres d'interaction, le passage aux masses des quarks composant les hadrons se faisant à l'aide de la matrice CKM précédemment décrite.

Les limites du modèle standard

Si le modèle standard est unificateur dans le sens où il décrit dans le même cadre formel toutes les interactions autres que la gravitation, un grand nombre de paramètres ne sont pas prédits :

- 3 constantes de couplages
- 6 paramètres de masse pour les quarks et 3 pour les leptons
- les paramètres λ et μ^2 du potentiel de Higgs
- trois angles et une phase pour la matrice CKM

Bien que d'ordre esthétique, ce problème indique que le modèle standard n'est qu'un pas vers la théorie ultime décrivant la physique des hautes énergies. En effet, chaque paramètre libre indique un point que le modèle standard n'explique pas. Ainsi, la présence d'un grand nombre de paramètres de masse montre que le modèle standard ne peut expliquer la hiérarchie de masse entre les familles pas plus qu'à l'intérieur d'une même famille. Le fait que les trois constantes de couplages ne soient pas prédites est significatif de ce que le modèle standard n'explique pas la structure en $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$. Cependant, nous allons voir que c'est le secteur de Higgs qui présente la faiblesse la plus grave, une faiblesse qui n'est pas d'ordre qualitatif mais quantitative et qui est la raison essentielle du succès de la supersymétrie.

I.1.4 Le problème de la hiérarchie

Dans cette section, je commencerai par rappeler pourquoi la masse du boson de Higgs ne peut pas prendre des valeurs arbitrairement grandes dans le cadre du modèle standard puis j'indiquerai pourquoi cette contrainte est impossible à maintenir sans régler avec une précision non naturelle la valeur de cette masse.

Evolution de λ avec l'échelle d'énergie

La constante de couplage quadrilinéaire du boson de Higgs λ correspond au vertex $HH \rightarrow HH$. L'élément de matrice de ce graphe à l'ordre 1 est alors simplement donné par $-i\lambda_0$ (où λ_0 est la constante apparaissant dans le lagrangien). Au second ordre, il faut prendre en compte le graphe de la figure I.1 qui apporte une contribution divergente à l'élément de matrice car l'impulsion du boson de Higgs dans la boucle peut prendre des valeurs arbitrairement grandes. On peut absorber cette divergence en définissant $\lambda = f(\lambda_0, \Lambda)$ où λ diverge quand $\Lambda \rightarrow \infty$.

L'élément de matrice s'exprime alors en fonction de λ et Λ :

$$\mathcal{M} = -i\lambda \left(1 + \frac{a}{2}\lambda \ln \frac{s}{\Lambda^2} \right) \quad (\text{I.8})$$

où $a = \frac{3}{16\pi^2}$ et $\sqrt{s}$ est l'échelle d'énergie à laquelle est réalisée l'expérience.

L'élément de matrice (I.8) ne doit pas dépendre de l'échelle Λ qui est arbitraire et doit donc être le même lorsqu'on le calcule à deux échelles différentes Λ_1 et Λ_2 . Pour absorber cette dépendance de l'élément de matrice en l'échelle d'énergie, il est indispensable que λ dépende

aussi de l'échelle d'énergie. En effet, l'égalité des éléments de matrice pour deux valeurs Λ_1 et Λ_2 de Λ :

$$\lambda(\Lambda_1) \left(1 + \frac{a}{2} \lambda(\Lambda_1) \ln \frac{s}{\Lambda_1^2} \right) = \lambda(\Lambda_2) \left(1 + \frac{a}{2} \lambda(\Lambda_2) \ln \frac{s}{\Lambda_2^2} \right)$$

peut se réécrire pour deux échelles très proches $\Lambda_1 \approx \Lambda_2 = \Lambda$:

$$\Lambda \frac{d\lambda}{d\Lambda} = a\lambda^2 \quad (\text{I.9})$$

qui constitue une équation d'évolution de λ avec l'échelle d'énergie.

Nous retrouvons ainsi ce que nous avons vu dans la section précédente : nous avons dissimulé notre méconnaissance de la physique à très haute énergie dans une dépendance de la constante de couplage en l'échelle d'énergie. Cette dépendance est contrôlée par des équations du type (I.9) appelées *équations du groupe de renormalisation*.

Une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs

La masse du boson de Higgs est donnée par :

$$m_H^2 = \sqrt{-2 \mu_0^2} = \frac{\lambda_0 v^2}{3}$$

C'est en résolvant l'équation (I.9) que l'on détermine l'évolution de λ avec l'échelle d'énergie :

$$\frac{1}{\lambda(\Lambda_1)} = \frac{1}{\lambda(\Lambda_2)} + \alpha \ln \left(\frac{\Lambda_2}{\Lambda_1} \right) \quad (\text{I.10})$$

avec $\alpha = 3/(16\pi^2)$ et donc m_H évolue aussi avec l'échelle d'énergie. Expérimentalement, on appelle masse du boson de Higgs une valeur spéciale de l'échelle d'énergie telle que la masse évaluée à cette échelle soit égale à l'échelle elle-même :

$$m_H^{exp} = \Lambda \quad \text{telle que} \quad m_H(\Lambda) = \Lambda$$

En écrivant la relation (I.10) entre l'échelle de brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ soit $v = 246$ GeV et une échelle Λ on obtient :

$$\frac{1}{\lambda(v)} = \frac{1}{\lambda(\Lambda)} + \alpha \ln \left(\frac{\Lambda}{v} \right)$$

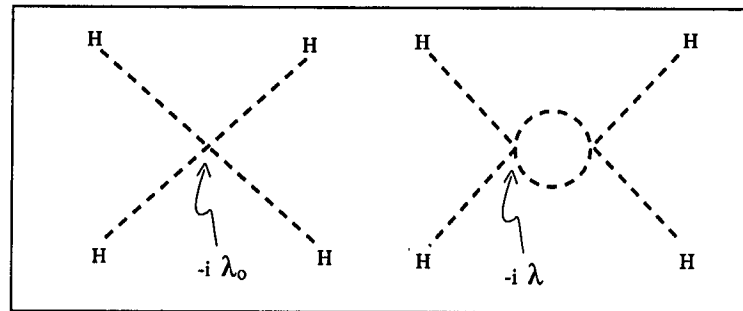


Figure I.1: Un exemple de graphe contribuant à l'évolution de la constante de couplage λ avec l'échelle d'énergie.

et en utilisant le fait que λ est positif on obtient une limite supérieure sur $\lambda(v)$:

$$\lambda(v) < \frac{1}{\alpha \ln\left(\frac{\Lambda}{v}\right)}$$

et donc sur la masse du boson de Higgs évaluée à l'échelle de brisure électrofaible :

$$m_H < \frac{4\pi}{3} v \sqrt{\ln\left(\frac{\Lambda}{v}\right)} \quad (\text{I.11})$$

Si l'on applique la relation (I.11) à une échelle $\Lambda = 1$ TeV la limite supérieure sur la masse du boson de Higgs est de l'ordre de 1 TeV ce qui signifie que :

- la relation (I.11) est effectivement applicable jusqu'à 1 TeV, le modèle standard est alors valide jusqu'à 1 TeV et le boson de Higgs a alors une masse inférieure au TeV.
- cette relation n'est pas applicable jusqu'à cette échelle, la validité du modèle standard est alors limitée au TeV et une nouvelle physique doit être mise en évidence en dessous du TeV.

Ce qui précède est limité par le fait que dans l'équation d'évolution (I.10) est seulement pris en compte l'autocouplage du boson de Higgs alors qu'il faudrait aussi prendre en compte le couplage aux autres particules, spécialement au quark top car celui-ci est lourd. Le résultat est alors modifié [2] mais l'essentiel reste vrai : dans le cadre du modèle standard la masse du boson de Higgs est limitée au TeV. Cette limite concerne m_H^{exp} car m_H peut évoluer avec l'échelle d'énergie et $m_H(\Lambda)$ n'est pas borné.

L'échelle d'énergie de la nouvelle physique

La constante de couplage de la gravitation $\mathcal{G}_N$ étant dimensionnée négativement, la théorie des champs correspondante n'est pas renormalisable. Ceci signifie que l'échelle d'énergie associée à $\mathcal{G}_N$, la masse de Planck $M_P = 10^{19}$ GeV, est une limite supérieure à l'échelle d'énergie à laquelle on doit rencontrer une nouvelle physique.

Cependant, cette échelle est très probablement inférieure à M_P . En effet, les trois constantes de couplages du modèle standard évoluent avec l'échelle d'énergie de façon similaire à λ . Cette évolution est telle qu'à une échelle de l'ordre de 10^{15} GeV les trois constantes ont des valeurs très proches ($\approx \frac{1}{45}$). Ceci n'impose pas que les constantes évoluent ensemble au-delà de cette échelle, elles pourraient continuer à évoluer chacune avec une équation différente. Dans ce dernier cas, il faudrait accepter que les constantes de couplage se rencontrent par hasard en un point du plan (Λ, α) et que cette rencontre n'ait aucune signification. La probabilité que trois droites se rencontrent en un même point étant faible, on est amené à penser que cette rencontre des trois constantes de couplages signifie qu'il n'y a réellement plus qu'une seule constante de couplage. S'il n'y a plus qu'une seule constante de couplage qui évolue, un seul groupe de jauge est alors suffisant ce qui correspond à une physique différente de celle du modèle standard. Le fait que cette nouvelle physique soit rejetée à une énergie de 10^{15} GeV est dû à l'évolution lente (logarithmique) des constantes de couplages avec l'échelle d'énergie.

Evolution de la masse du boson de Higgs avec l'échelle d'énergie

L'évolution de la masse du boson de Higgs avec l'échelle d'énergie est déterminée par les corrections au propagateur et donc par les différents couplages du boson de Higgs. Le boson de Higgs se couple à lui même, aux fermions et aux bosons de jauge massifs. Les graphes correspondant aux corrections à l'ordre le plus bas pour chaque type d'interaction sont montrés sur la figure I.2. Il existe en fait un graphe avec une boucle de H à l'intérieur du propagateur correspondant

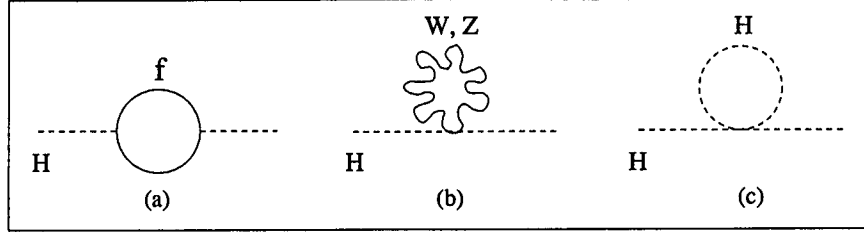


Figure I.2: Les trois graphes contribuant, à l'ordre le plus bas, à l'évolution de la masse du boson de Higgs avec l'échelle d'énergie.

au couplage trilinéaire, mais ce graphe étant fini il ne participe pas à l'évolution de m_H avec l'échelle d'énergie. Comme nous le verrons plus loin, le problème de la hiérarchie est lié à la forme de l'évolution de la masse du boson de Higgs avec l'échelle d'énergie et les contributions des trois graphes de la figure I.2 sont similaires. Je ne décrirai donc que les contributions des graphes (a) et (c) car ce sont les plus simples à calculer.

Le propagateur nu du boson de Higgs est celui d'un champ scalaire de masse m_H : $\frac{1}{p^2 - m_H^2}$ où p est l'impulsion du boson. Pour la diffusion $HH \rightarrow HH$, la contribution des ordres supérieurs est divergente, dans le cas du propagateur il en est de même avec les trois graphes de la figure I.2. Pour donner malgré tout un sens à la théorie, nous avons vu qu'il fallait redéfinir les paramètres observés en fonction des paramètres nus et il faut aussi procéder ainsi pour le propagateur, le paramètre qui est redéfini étant alors la masse. La prise en compte de chaque graphe divergent impose une contribution à l'évolution du paramètre dont la forme est donnée par la contribution du graphe lui-même. Ainsi, pour le troisième graphe de la figure I.2, la contribution de la boucle est du type :

$$\sim \int \frac{d^4 k}{k^2 - m_H^2} \quad (\text{I.12})$$

Si l'on coupe l'intégrale (I.12) à une échelle Λ (on doit alors faire évoluer la masse avec l'échelle d'énergie pour compenser cette coupure) celle-ci est simplement proportionnelle à Λ^2 (on peut négliger m_H pour Λ suffisamment grand). Cette contribution est donc celle qui va participer à l'évolution de m_H^2 (la contribution de l'intégrale (I.12) est la contribution au pôle du propagateur qui est égal au carré de la masse).

La contribution du graphe (a) s'écrit :

$$\sim \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 k^2 (p^2 + k^2)} \text{Tr} \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} k(p + k) \right)$$

soit en utilisant les formules de trace et la rotation de Wick pour réécrire l'élément d'intégration :

$$\sim \int dk^2 \quad (\text{I.13})$$

A nouveau, si l'on coupe l'intégrale (I.13) à une échelle Λ pour la régulariser elle est proportionnelle à Λ^2 . Donc, la prise en compte du graphe (a) va elle aussi faire évoluer le pôle du propagateur du boson de Higgs proportionnellement au carré de l'échelle d'énergie.

On peut donc écrire l'évolution de la masse du boson de Higgs avec l'échelle d'énergie :

$$m_H^2(\Lambda_1) = m_H^2(\Lambda_2) + C_1 (\Lambda_1 - \Lambda_2)^2 + C_2 \ln \left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} \right) \quad (\text{I.14})$$

Le dernier terme prenant en compte les graphes contribuant à une évolution logarithmique et qui ne posent pas de problèmes car il s'agit d'une évolution lente. Comme la masse du boson de Higgs évaluée à l'échelle électrofaible *doit être inférieure à 1 TeV* et que le modèle standard s'applique au mieux jusqu'à une échelle de l'ordre de 10^{15} GeV, si l'on applique la relation (I.14) entre $\Lambda_1 = v$ et $\Lambda_2 = \Lambda_U = 10^{15}$ GeV on a (en négligeant le terme logarithmique) :

$$(1 \text{ TeV})^2 \approx m_H^2(v) = m_H^2(\Lambda_U) + C_1 (10^{15} \text{ GeV})^2$$

Ce qui implique que les deux termes du membre de droite s'annulent sur près de 24 décimales pour donner un terme de l'ordre de $(1 \text{ TeV})^2$. C'est ce problème qui est appelé problème de la hiérarchie de masse ou naturalité ou bien encore problème du réglage fin et dont l'origine se trouve dans :

- la présence d'un boson scalaire élémentaire
- l'absence de nouvelle physique entre deux échelles d'énergie très éloignées

Ce problème montre que l'extrapolation à haute énergie n'est pas possible si l'on n'étend pas le modèle standard à une théorie plus fondamentale et ceci indépendamment du fait que le modèle standard n'inclut pas la gravitation.

I.2 La supersymétrie

Dans cette section, j'introduirai la supersymétrie à partir d'un modèle simple [3] mais qui a le mérite de mettre en évidence ses caractéristiques essentielles et en particulier la propriété qui permet de résoudre le problème de la hiérarchie. Après avoir décrit cet exemple, je détaillerai un peu plus le formalisme de la supersymétrie sans entrer cependant dans les aspects techniques.

I.2.1 La supersymétrie à partir d'un exemple simple : l'oscillateur harmonique supersymétrique

Quelques rappels sur l'oscillateur harmonique quantique

Le hamiltonien d'un oscillateur harmonique bosonique s'écrit :

$$H_B = \frac{1}{2}p^2 + \frac{1}{2}\omega_B^2 q^2$$

avec la relation de commutation $[q, p] = i$.

L'opérateur de création a se construit à partir des opérateurs p et q :

$$a = \sqrt{\frac{1}{\omega_B}}(p - i\omega_B q)$$

et obéit aux relations de commutation $[a, a^\dagger] = 1$ et $[a, a] = [a^\dagger, a^\dagger] = 0$. Ce qui permet de réécrire le hamiltonien :

$$H_B = \frac{\omega_B}{2} \{a^\dagger, a\} \quad (\text{I.15})$$

où les crochets représentent l'anticommutateur. En utilisant les relations de commutation des a et l'expression (I.15) du hamiltonien on trouve les valeurs propres n_B de H_B qui correspondent aux niveaux d'énergie du système :

$$E_B = \omega_B(n_B + \frac{1}{2})$$

où n_B peut prendre toutes les valeurs entières.

On peut de la même façon construire l'oscillateur harmonique fermionique à partir de l'opérateur de création b obéissant aux relations de commutation $\{b, b^\dagger\} = 1$ et $\{b, b\} = \{b^\dagger, b^\dagger\} = 0$ et le hamiltonien peut alors s'écrire :

$$H_F = \frac{\omega_F}{2} [b^\dagger, b]$$

menant aux niveaux d'énergie :

$$E_F = \omega_F(n_F - \frac{1}{2})$$

où n_F peut prendre uniquement les valeurs 0 ou 1.

A quelle condition le système est-il supersymétrique ?

Considérons le système constitué des deux oscillateurs harmoniques. Les niveaux d'énergie du système sont alors donnés par :

$$E = E_B + E_F = \omega_B(n_B + \frac{1}{2}) + \omega_F(n_F - \frac{1}{2})$$

et ce système ne présente en général aucune propriété particulière.

Cependant, si $\omega_B = \omega_F = \omega$ les niveaux d'énergie du système sont donnés par :

$$E = \omega(n_B + n_F) \quad (\text{I.16})$$

et ce système présente une nouvelle propriété car on peut annihiler un fermion (*resp.* en rajouter un si $n_F = 0$) et créer (*resp.* annihiler) un boson sans changer l'énergie du système. Le système présente donc une dégénérescence et comme toujours en mécanique quantique cette dégénérescence est le signe d'une symétrie du système. Dans le cas présent, il s'agit de la supersymétrie, une symétrie entre bosons et fermions puisque les niveaux d'énergie peuvent rester les mêmes alors que les nombres de fermions et de bosons ont changé. De plus, la relation (I.16) montre que l'état fondamental d'un système supersymétrique a une énergie nulle.

Les générateurs de la supersymétrie

Cette symétrie correspond à la création d'un fermion et l'annihilation d'un boson (*resp.* la création d'un boson et l'annihilation d'un fermion) le générateur de cette symétrie est donc proportionnel à $a^\dagger b$ (*resp.* $ab^\dagger$). Pour retrouver les relations de commutation classiques des générateurs de la supersymétrie, il suffit de prendre le coefficient de proportionnalité égal à $\sqrt{2\omega}$:

$$Q = \sqrt{2\omega} a^\dagger b \quad ; \quad \bar{Q} = \sqrt{2\omega} ab^\dagger$$

On a $[Q, H] = [\bar{Q}, H] = 0$ ce qui signifie que les Q sont bien les générateurs d'une symétrie et le hamiltonien s'exprime simplement en fonction des Q :

$$H = \frac{1}{2} \{Q, \bar{Q}\} \quad (\text{I.17})$$

Enfin, on a :

$$Q^2 = 2\omega a^\dagger b a^\dagger b = 0 \quad (\text{I.18})$$

puisque l'application de b à un état déjà occupé par un fermion annihile cet état. De même on a $\bar{Q}^2 = 0$ puisqu'on annihile deux fois un fermion.

I.2.2 La supersymétrie en physique des particules

Les propriétés de la supersymétrie

- Le vide de la supersymétrie

Nous avons vu que l'état fondamental est d'énergie nulle, ceci signifie en terme de physique des hautes énergies que le vide de la supersymétrie a une énergie nulle. Cette propriété est spécifique à la supersymétrie car en général le vide d'une théorie peut avoir une énergie arbitraire, les fluctuations étant mesurées par rapport à ce vide. Cette propriété a une conséquence immédiate en astrophysique car l'énergie du vide est reliée à la valeur de la constante cosmologique (densité d'énergie du vide). Si le fondamental a une énergie nulle, la constante cosmologique doit être nulle.

- Les masses des partenaires supersymétriques

Pour que la supersymétrie soit réalisée, il faut que ω_B soit égal à ω_F . Ceci se traduit par le fait que les partenaires supersymétriques doivent avoir des masses égales (les partenaires

sont les particules qui se transforment l'une en l'autre sous l'action de Q) puisque l'énergie de l'excitation correspond à la masse de la particule créée (ou annihilée). Ceci signifie aussi que le modèle standard n'est pas supersymétrique puisqu'il n'y a pas de boson qui ait la même masse que l'électron par exemple. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous décrirons l'extension supersymétrique du modèle standard.

- Une propriété essentielle : l'égalité du nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques
Si l'on considère un état $|\lambda\rangle$ d'hélicité λ et qu'on lui applique l'opérateur Q , l'état est transformé en un état d'hélicité $\lambda + \frac{1}{2}$. Si on applique Q à $|\lambda + \frac{1}{2}\rangle$ l'état est $|0\rangle$ puisque d'après (I.18) on a $Q^2 = 0$. Donc, à un degré de liberté fermionique (si $\lambda = \frac{1}{2}$) doit être associé un degré de liberté bosonique et à tout degré de liberté bosonique doit être associé un degré de liberté fermionique (si $\lambda = 0$).

En résumé : les partenaires supersymétriques se trouvent dans un multiplet (un supermultiplet) on passe de l'un à l'autre des états du supermultiplet par action de Q ou $\bar{Q}$ et ces états sont d'hélicité λ et $\lambda + \frac{1}{2}$. De plus, ces états sont de même masse et au sein d'un même multiplet il y a autant de degrés de liberté d'hélicité λ que de degrés de liberté d'hélicité $\lambda + \frac{1}{2}$.

La supersymétrie et le problème de la hiérarchie

Considérons une théorie supersymétrique avec un boson scalaire élémentaire et des fermions, avec autant de degrés de liberté fermionique que de degrés de liberté bosonique. A chaque graphe de la figure I.2 impliquant une boucle bosonique (graphes *b* et *c*) est associé un graphe comprenant une boucle fermionique (graphe *a*). Chaque boucle contribue avec un signe $+1$ s'il s'agit d'une boucle de boson et avec un signe -1 s'il s'agit d'une boucle de fermion. Si les masses des partenaires supersymétriques sont égales, les contributions des graphes avec des boucles fermioniques seront exactement compensées par les graphes avec des boucles bosoniques ce qui résout le problème de la hiérarchie. Ces compensations ne sont cependant pas triviales or du formalisme des superchamps.

Le fait qu'un modèle supersymétrique ne contienne pas de divergences quadratiques peut aussi être compris à partir de la connection qui existe entre les secteurs fermioniques et bosoniques. Dans le modèle standard, les fermions et les bosons sont de masse nulle afin de préserver l'invariance de jauge : cette symétrie protège la masse des fermions et bosons de jauge des divergences quadratiques alors qu'aucune symétrie ne protège la masse du boson de Higgs. Or, la supersymétrie assure que les partenaires aient des masses identiques, la symétrie de jauge qui protège la masse des fermions protège donc aussi la masse des scalaires *via* la supersymétrie. Plus généralement, un *petit* paramètre (*i.e.* très petit devant 1) n'est tolérable dans une théorie que s'il est associé à une symétrie qui devient exacte si le paramètre tend vers 0. Ainsi, le rapport de la masse de l'électron à l'échelle d'unification m_e/Λ_U est acceptable car lorsqu'il devient nul la symétrie chirale devient exacte. Par contre, si la masse du boson de Higgs devient nulle, le modèle standard ne présente pas de symétrie supplémentaire : aucune symétrie ne protège la masse des scalaires élémentaires dans le modèle standard.

Un peu de formalisme

Le modèle standard est basé sur deux classes de symétrie :

- l'invariance de Lorentz qui ne concerne que l'espace-temps et dont les générateurs sont P_μ pour les translations et $M_{\mu\nu}$ pour les rotations.

- les symétries internes qui commutent avec les générateurs de Lorentz et qui agissent sur des multiplets dont les états se transforment les uns dans les autres sous l'action de générateurs qui appartiennent à des groupes de Lie.

La supersymétrie est née en cherchant une symétrie qui ne soit décrite ni par un groupe de Lie ni par les générateurs du groupe de Poincaré. En effet, le théorème de Coleman et Mandula [7] indique que le seul type de symétrie qui corresponde à ces conditions et qui ne viole pas l'unitarité de la matrice S est la supersymétrie. C'est donc sur des bases purement formelles qu'a été introduite la supersymétrie, son succès étant essentiellement dû à sa capacité à résoudre le problème de la hiérarchie.

L'algèbre de la supersymétrie met en jeu non seulement des commutateurs mais aussi des anticommutateurs comme dans la relation (I.17). Il s'agit donc d'une algèbre plus générale qu'une algèbre de Lie et on parle alors d'algèbre *graduée*. Le générateur Q de la supersymétrie a quatre composantes car il s'agit d'un objet spinoriel. Pour comprendre pourquoi ce générateur est spinoriel on peut considérer la transformation symbolique :

$$b = Q.f$$

où f est un champ fermionique et b un champ bosonique. On a :

$$[b, b'] = 0 \quad ; \quad \{f, f'\} = 0$$

avec $b' = Q.f'$. En exprimant le commutateur $[b, b']$ en fonction de Q, f et f' on obtient :

$$\{Q, Q\}ff' = 0 \tag{I.19}$$

qui implique $\{Q, Q\} = 0$ c'est-à-dire que Q est un objet spinoriel. En tant qu'objet de spin $\frac{1}{2}$, Q obéit à la relation de commutation :

$$[Q_r, M^{\mu\nu}] = i\sigma_{rs}^{\mu\nu} Q_s$$

où $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ et (r, s) sont des indices spinoriels.

Le générateur Q n'ayant pas d'indice vectoriel, il commute avec le générateur des translations P_μ :

$$[Q_r, P_\mu] = 0$$

Enfin, la relation (I.17) qui liait générateur de la supersymétrie et hamiltonien se généralise en :

$$\{Q_r, \bar{Q}_s\} = -2\gamma_{rs}^\mu P_\mu \quad \bar{Q}_s = (Q^T \gamma^0)_s \tag{I.20}$$

on retrouve en effet la relation (I.17) pour $\mu = 0$ puisque P_0 est égal au hamiltonien. La relation de commutation (I.20) indique que deux transformations successives de la supersymétrie engendrent une translation. La supersymétrie introduite jusqu'à présent est une symétrie globale et si l'on demande que la supersymétrie soit locale, la relation (I.20) montre que la théorie est invariante sous les transformations de coordonnées généralisées ce qui correspond à la relativité générale. La supersymétrie locale est donc aussi une théorie de la gravitation, on parle alors de *supergravité*.

I.3 L'extension supersymétrique du modèle standard

Dans cette partie je présenterai l'extension supersymétrique du modèle standard. Je décrirai d'abord le contenu en particules de cette extension puis les couplages des partenaires supersymétriques. Les détails de ces couplages dépendent du modèle, je décrirai alors l'extension supersymétrique du modèle standard la plus compacte : le Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Cette extension inclut deux brisures de symétrie : la brisure de la supersymétrie et la brisure électrofaible qui ont des conséquences sur le spectre et les couplages des particules du MSSM. Après avoir décrit les modes de ces deux brisures, je reviendrai sur les particules du MSSM afin de préciser le spectre et les couplages des bosons de Higgs et des partenaires supersymétriques qui sont tous deux influencés par les termes de brisure.

I.3.1 Le contenu en particules

Le (plus que) doublement du spectre

Les premiers modèles supersymétriques espéraient simplifier la structure du modèle standard en associant au sein d'un même supermultiplet les bosons de jauge et les fermions. Il est cependant rapidement apparu que ce n'était pas possible pour des raisons essentiellement techniques. En effet, les fermions ne se transforment pas comme les bosons de jauge lors d'une transformation de jauge car les fermions appartiennent à la représentation fondamentale du groupe de jauge alors que les bosons de jauge appartiennent à la représentation adjointe. Pour un groupe de jauge donné contenant N générateurs, la représentation adjointe est constituée de N matrices (N, N) dont les coefficients sont obtenus à partir des constantes de structure du groupe alors que la représentation fondamentale (en fait il peut en exister plusieurs) est constituée de matrices dont la taille est la plus petite possible (mais supérieure à 1 si possible) et qui satisfont les relations de commutation du groupe. Ainsi, pour $SU(3)$ la représentation adjointe est composée de 8 matrices $(8, 8)$ (les 8 gluons sont dans cette représentation) alors qu'une représentation fondamentale est par exemple composée des 8 matrices de Gell-Mann qui sont de dimension trois (les trois couleurs de quarks sont dans cette représentation).

Il n'est donc pas possible d'associer au sein d'un même supermultiplet différentes particules du modèle standard. Ceci implique qu'à chaque degré de liberté fermionique (*resp.* bosonique) du modèle standard doit être associé un *nouveau* degré de liberté bosonique (*resp.* fermionique). Le nombre de degrés de liberté est donc doublé par rapport au modèle standard minimal. En réalité, le spectre est plus que doublé car comme nous le verrons plus bas, l'introduction d'un second doublet de Higgs est indispensable. Chaque supermultiplet contient autant de degrés de liberté associés à une particule d'hélicité λ que de degrés de liberté associés à une particule d'hélicité $\lambda + \frac{1}{2}$. Si $\lambda = 0$ on parle de supermultiplet chiral (il contient des bosons scalaires et des fermions de spin $\frac{1}{2}$) et si $\lambda = \frac{1}{2}$ il s'agit d'un supermultiplet vectoriel (il contient des fermions de spin $\frac{1}{2}$ et des bosons de spin 1).

Les fermions et leurs partenaires supersymétriques

Les partenaires supersymétriques des fermions du modèle standard sont des bosons scalaires. Il pourrait s'agir a priori de bosons vectoriels mais une théorie renormalisable ne tolère des champs vectoriels que s'il s'agit de champs de jauge. Or, les partenaires supersymétriques des fermions ne sont pas des bosons de jauge et ils doivent donc être de spin nul : les fermions font donc partie d'un supermultiplet chiral. Les supermultiplets qui contiennent les fermions

se présentent donc sous la forme :

$$\begin{pmatrix} l_{L,R} \\ \tilde{l}_L, \tilde{l}_R \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} q_{L,R} \\ \tilde{q}_L, \tilde{q}_R \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} \nu_L^l \\ \tilde{\nu}_L^l \end{pmatrix}$$

où le tilde au-dessus du symbole d'une particule désigne le partenaire supersymétrique.

Les partenaires supersymétriques des fermions sont appelés *sfermions* (slepton, squark, sneutrino). L'indice L ou R pour un sfermion n'a pas de signification liée à l'hélicité puisque ce sont des bosons scalaires, il indique simplement que le champ scalaire est le partenaire supersymétrique de l'état d'hélicité gauche ou droit du fermion.

A chaque fermion f du modèle standard sont donc associés deux champs scalaires complexes $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ soit au total quatre degrés de liberté, excepté les neutrinos qui n'ont qu'un seul état d'hélicité et ne se donc associés qu'à un seul champ scalaire complexe.

Les bosons de jauge et leurs partenaires supersymétriques

Les bosons de jauge du modèle standard font nécessairement partie d'un supermultiplet vectoriel (ils pourraient a priori faire partie d'un multiplet dont les superpartenaires sont de spin $\frac{3}{2}$ mais ceci est interdit si l'on réclame que la théorie soit renormalisable). Dans chaque supermultiplet, le boson de jauge correspond à deux degrés de liberté car les bosons de jauge sont tous de masse nulle (les degrés de liberté apportés par les champs de Higgs se trouvent dans les supermultiplets correspondant). En effet, on ne pourrait inclure dans un même supermultiplet un boson massif de spin 1 et un fermion de spin $\frac{1}{2}$ car les nombres de degrés de liberté fermionique et bosonique ne sont alors plus égaux. Les supermultiplets vectoriels contenant les bosons de jauge se présentent donc sous la forme :

$$\begin{pmatrix} g_i \\ \tilde{g}_i \end{pmatrix}_{i=1,8} ; \begin{pmatrix} B_0 \\ \tilde{b}_0 \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} W^\pm, W_0 \\ \tilde{w}^\pm, \tilde{w}_0 \end{pmatrix}$$

Les partenaires supersymétriques des champs de jauge sont appelés *jauginos* (gluinos, bino et winos).

Le secteur de Higgs en supersymétrie

Si les premiers modèles supersymétriques n'ont pas réussi à placer dans un même supermultiplet bosons de jauge et fermions, ils n'ont pas davantage réussi à placer les quatre degrés de liberté scalaires du champs de Higgs dans un supermultiplet comprenant des fermions du modèle standard [6]. En effet, le boson de Higgs neutre doit alors être le partenaire d'un neutrino (sans quoi la conservation de la charge est violée) et ceci induit une violation de la conservation du nombre leptonique trop importante pour qu'un tel modèle soit viable [8]. Le doublet de Higgs du modèle standard fait donc partie d'un nouveau supermultiplet chirale, les partenaires supersymétriques étant alors de nouveaux fermions de spin $\frac{1}{2}$, il s'agit des *higgsinos*.

En fait, dans l'extension supersymétrique du modèle standard, l'introduction d'un second doublet de Higgs (et donc d'un second supermultiplet) est indispensable. Deux arguments justifient l'introduction d'un second doublet de Higgs :

1. Les anomalies

Elles sont dues aux graphes du type I.3 qui mettent en jeu un vertex avec un couplage axial et deux vertex avec un couplage vectoriel. Ces graphes ne satisfont pas les identités de Ward et brisent donc la renormalisabilité de la théorie. Dans le modèle standard, les

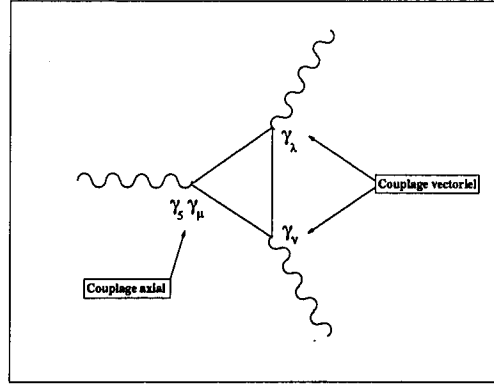


Figure I.3: Ce processus présente une anomalie si la somme des charges des fermions pouvant circuler dans la boucle n'est pas nulle.

différentes contributions s'annulent exactement rétablissant ainsi la renormalisabilité de la théorie. Or, dans l'extension supersymétrique du modèle standard nous avons introduit de nouveaux degrés de liberté fermioniques. Parmi eux, les winos et bino ne posent pas de problèmes car ils ne contribuent pas à ce type de graphe (nous verrons plus bas les couplages des particules supersymétriques). Par contre, les higgsinos vont apporter une contribution qui n'est pas compensée.

Pour remédier à ce problème, on peut introduire un second doublet de Higgs d'hypercharge faible $Y=-1$. Ainsi, la contribution des higgsinos de ce second supermultiplet va compenser celle des higgsinos du premier supermultiplet. En effet, pour qu'il n'y ait pas d'anomalies il suffit que la somme des charges des fermions pouvant circuler dans la boucle du graphe I.3 soit nulle (ce qui impose dans le modèle standard que chaque quark ait trois degrés de liberté correspondant aux trois couleurs). Le choix d'un doublet d'hypercharge faible $Y=-1$ permet donc de maintenir cette somme nulle comme c'est le cas dans le modèle standard.

2. Limitation par la supersymétrie de la forme des termes de Yukawa

La supersymétrie n'autorise pas tous les termes de Yukawa présents dans le modèle standard. Seul les termes qui sont constitués de produits de champs de même chiralité sont supersymétriques. Un doublet de Higgs dont la valeur moyenne dans le vide est :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$$

ne peut donc donner de terme de masse qu'aux membres d'un doublet de $SU(2)_L$ ayant $T_3 = -\frac{1}{2}$. Si ceci est acceptable pour le secteur leptonique, ce n'est pas le cas pour le secteur des quarks car les deux membres du doublet sont massifs. Il est donc indispensable d'introduire un second doublet de Higgs dont la valeur moyenne dans le vide est :

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} v_2 \\ 0 \end{pmatrix}$$

afin de pouvoir inclure dans le lagrangien des termes de Yukawa pour les quarks (u, c, t) .

L'extension supersymétrique du modèle standard comprend donc deux doublets de Higgs :

$$H_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} ; \quad H_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^0 \\ \phi_2^- \end{pmatrix}$$

ainsi que leurs partenaires supersymétriques (deux degrés de liberté fermioniques correspondant à un fermion de charge +1 et deux degrés de liberté correspondant à une charge -1). Cette extension supersymétrique du modèle standard est dite minimale si l'on se contente de deux doublets de Higgs. Après avoir décrit la brisure de la symétrie électrofaible en supersymétrie, nous reviendrons sur les aspects phénoménologiques du secteur de Higgs.

I.3.2 Les interactions

Un lagrangien supersymétrique est constitué d'une *partie chirale* qui s'exprime uniquement en fonction des supermultiplets chiraux et d'une *partie de jauge* qui s'écrit en fonction des supermultiplets chiraux et des supermultiplets vectoriels qui contiennent les bosons de jauge et les jauginos. Je décrirai dans cette partie l'essentiel des interactions qui apparaissent dans le lagrangien, une liste complète des règles de Feynman du MSSM peut être trouvée dans la référence [23].

Les interactions chirales

- Le superpotentiel

La partie chirale du lagrangien s'appuie sur un ensemble de champs (ϕ_i, ψ_i) où ψ_i décrit un fermion et ϕ_i ses partenaires supersymétriques scalaires. L'ensemble de cette partie chirale du lagrangien peut être obtenu à partir d'un superpotentiel W qui s'écrit uniquement en fonction des ϕ_i . Le superpotentiel W est polynômial dans les ϕ_i et pour que la théorie soit renormalisable, il doit être de dimension trois en unité de masse. Le superpotentiel s'exprime donc en toute généralité :

$$W(\phi_i) = \lambda_{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + m_{ij} \phi_i \phi_j \quad (\text{I.21})$$

où les λ_{ijk} sont des couplages trilineaires et la matrice $[m_{ij}]$ contient l'information sur les masses des champs ainsi que leur mélange. Pour N supermultiplets, il y a C_3^N couplages et $\frac{N(N+1)}{2}$ paramètres de masse puisque les champs ϕ_i commutent entre eux. Comme nous allons le voir, le superpotentiel est simplement un outil permettant d'obtenir rapidement les termes du lagrangien.

La partie chirale du lagrangien qui s'exprime à partir de W contient elle-même deux parties : une partie fermionique qui décrit les interactions des fermions avec les bosons scalaires et une partie scalaire qui décrit les interactions des bosons scalaires entre eux.

- Partie fermionique du lagrangien chirale

La forme la plus générale de cette partie du lagrangien qui soit supersymétrique s'obtient en prenant les termes du type :

$$\mathcal{L}_F(\phi_i, \psi_i) = \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + h.c. \quad (\text{I.22})$$

et permet de retrouver les termes de Yukawa pour les fermions tout en introduisant de nouvelles interactions. Considérons un exemple simple avec les trois champs scalaires $\phi_1 = \tilde{f}_L$, $\phi_2 = \tilde{f}_R$ et $\phi_3 = H_0$ et leurs partenaires supersymétriques f_L , f_R et $\tilde{H}^0$ où le dernier fermion est un higgsino et f un des fermion massif du modèle standard. Le superpotentiel de ces trois champs s'écrit :

$$W_f = h_f \tilde{f}_L \tilde{f}_R H_0$$

où l'on a défini $h_f = \lambda_{123}$. Si l'on calcule la partie fermionique du lagrangien chiral obtenue à partir de W_f en appliquant (I.22) on trouve :

$$\mathcal{L}_f = \frac{\partial^2 W}{\partial \tilde{f}_R \partial \tilde{f}_L} f_L f_R + \frac{\partial^2 W}{\partial \tilde{f}_R \partial H_0} f_R \tilde{H}^0 + \frac{\partial^2 W}{\partial \tilde{f}_L \partial H_0} f_L \tilde{H}^0 + h.c.$$

soit si l'on explicite ce terme :

$$\mathcal{L}_f = h_f H_0 f_L f_R + h_f \tilde{f}_L f_R \tilde{H}^0 + h_f \tilde{f}_R f_L \tilde{H}^0 + h.c.$$

Le premier terme représente le couplage entre un fermion massif et le boson de Higgs comme dans le modèle standard et les deux autres termes décrivent de nouvelles interactions entre le fermion, le sfermion et le higgsino comme illustré sur la figure I.4. On peut remarquer que pour cette partie du lagrangien on obtient les nouvelles interactions en prenant une interaction du modèle standard et en remplaçant deux des particules par leurs partenaires supersymétriques tout en gardant la même constante de couplage.

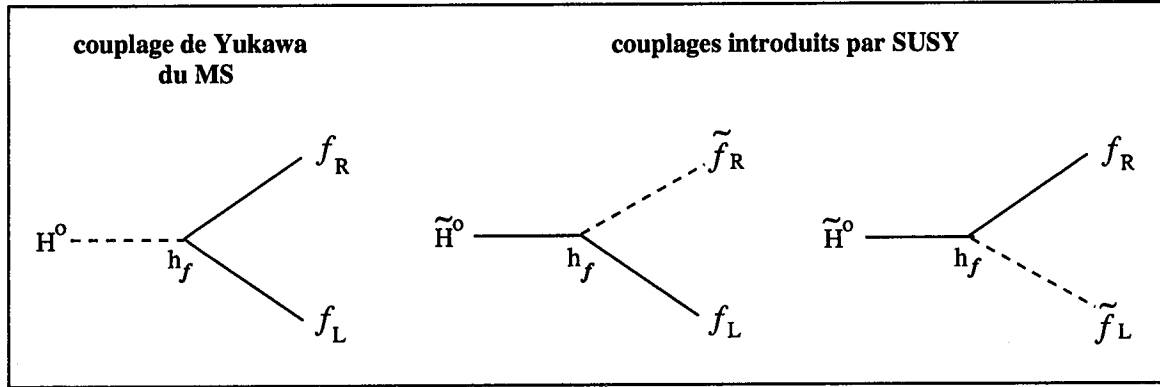


Figure I.4: Les interactions décrites par un terme de Yukawa supersymétrique.

- **Partie scalaire du lagrangien chiral**

Cette partie du lagrangien supersymétrique est un potentiel qui ne décrit que les interactions entre bosons scalaires. Elle est généralement appelée *terme F* et s'obtient simplement à partir du superpotentiel :

$$V_{scal}(\phi_i) = \sum_i \left(\frac{\partial W}{\partial \phi_i} \right)^2$$

Pour le cas des trois champs $(\tilde{f}_L, \tilde{f}_R, H_0)$ le terme F s'écrit :

$$V_{\tilde{f}} = |h_f|^2 (\tilde{f}_R H_0)^2 + |h_f|^2 (\tilde{f}_L H_0)^2 + |h_f|^2 (\tilde{f}_L \tilde{f}_R)^2$$

qui décrit des interactions à quatre bosons scalaires illustrées sur la figure I.5.

On voit que si le terme de Yukawa supersymétrique a rajouté au total cinq nouvelles interactions, il n'y a qu'une seule constante de couplage comme pour le terme de Yukawa du modèle standard.

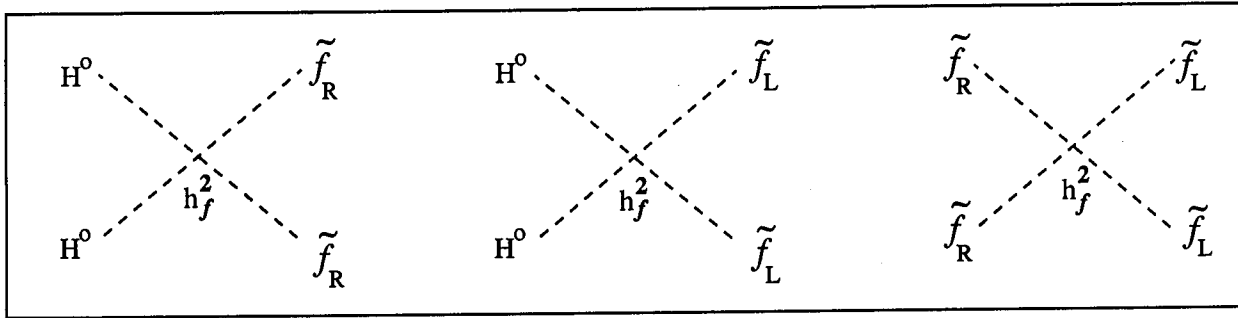


Figure I.5: Les interactions à quatre bosons scalaires décrites par le terme scalaire du lagrangien chirale.

Remarque

Le MSSM contient aussi deux bosons de Higgs chargés H^+ et H^- comme nous le verrons en I.3.4, il existe donc des graphes équivalents à ceux de I.4 et I.5 mais impliquant H^+ et H^- .

Les interactions de jauge

Cette partie du lagrangien prend en compte l'invariance de jauge du modèle. On considère donc une théorie comprenant N supermultiplets vectoriels (V_i^μ, λ_i) où N correspond au nombre de générateurs du groupe de jauge, les V_i^μ décrivant des bosons de jauge de masse nulle et λ_i les jauginos. La partie chirale est donnée par les supermultiplets (ϕ_i, ψ_i) où ψ_i représente un fermion (ou un higgsino) et ϕ_i le sfermion correspondant (ou un boson de Higgs). La partie du lagrangien supersymétrique décrivant les interactions de jauge est appelée *terme D*. Son expression est plus technique que celle du lagrangien chirale car elle nécessite l'introduction du formalisme des superchamps que je n'utiliserai pas. Ce lagrangien se trouve explicité dans la référence [4] et je me bornerai à décrire les couplages correspondant qui sont illustrés sur la figure I.6 :

- (a) et (b) : il s'agit des couplages entre plusieurs bosons lorsque le groupe de jauge n'est pas abélien.
- (c) : couplage des fermions aux bosons, c'est pour obtenir ces interactions que l'invariance de jauge est postulée. Ce graphe décrit aussi l'interaction entre un boson de jauge et deux higgsinos.

- (d) : interaction entre deux bosons de jauge et deux sfermions. C'est une version supersymétrique du graphe du modèle standard qui décrit une interaction à deux bosons de jauge et deux bosons de Higgs.
- (e) : interaction entre un boson de jauge et deux sfermions, c'est la version supersymétrique du graphe (c).
- (f) : interaction entre un boson de jauge et deux jauginos.
- (g) : interaction jaugino-fermion-sfermion.
- (h) : vertex à quatre bosons scalaires

A ces graphes, il faut rajouter les vertex $HV_1^\mu V_2^\mu$, HHH où H désigne un boson de Higgs neutre ou chargé et V_i^μ les bosons de jauge.

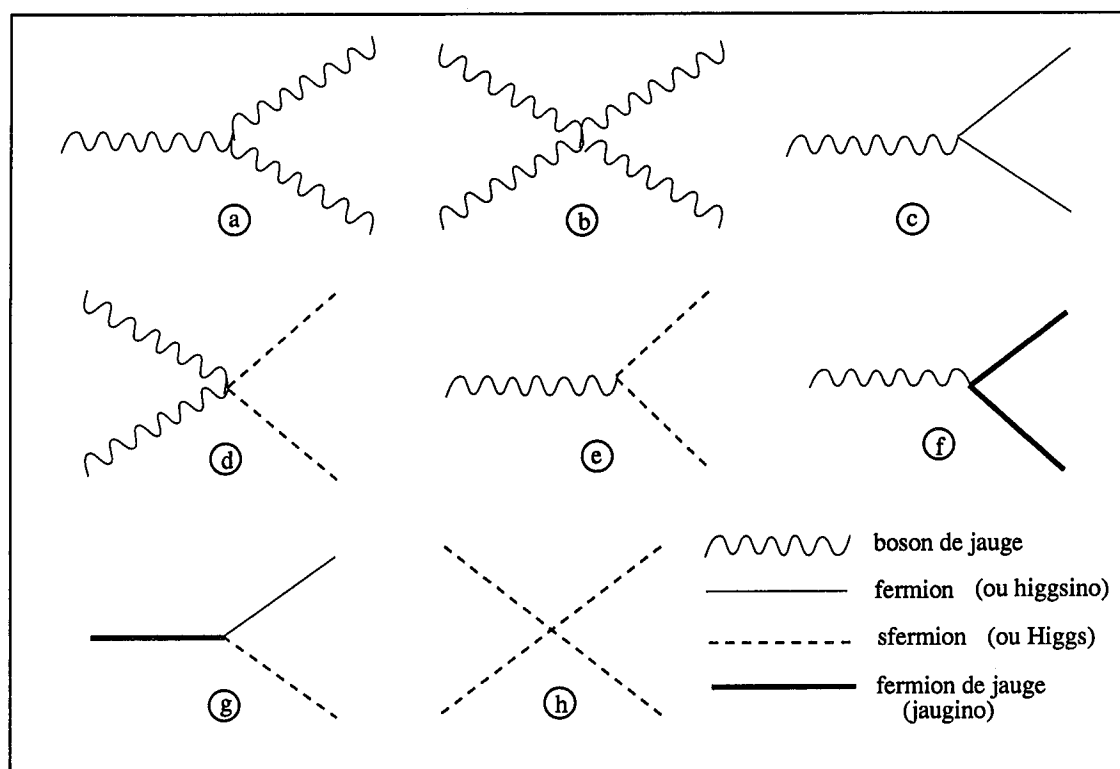


Figure I.6: Les interactions entre bosons de jauge, fermions, sfermions et jauginos liées à l'invariance de jauge.

Le superpotentiel du MSSM

Après avoir décrit la forme générale du lagrangien supersymétrique, je vais préciser la forme du superpotentiel dans le MSSM (la partie de jauge est contrainte par le choix des groupes de

jauge). Le superpotentiel W_{MSSM} du MSSM n'inclut qu'une partie de tous les termes possibles :

$$W_{MSSM} = \sum_{\text{saveurs}} (h_u \tilde{Q}_L \tilde{u}_R H_2 + h_d \tilde{Q}_L \tilde{d}_R H_1 + h_e \tilde{L}_L \tilde{e}_R H_1) + \mu H_1 H_2 \quad (I.23)$$

où $\tilde{Q}_L$ (*resp.* $\tilde{L}_L$) désigne le doublet de squarks (*resp.* de sleptons) correspondant à la saveur. La première ligne correspond à l'extension minimale des termes de Yukawa du modèle standard (h_u, h_d et h_e sont en toute généralité des matrices $(3, 3)$ dans l'espace des saveurs afin d'inclure un mélange entre les générations). Ces termes sont donc des termes de masse pour les fermions et leurs partenaires supersymétriques. Le seul terme supplémentaire par rapport à un choix minimal est le terme $\mu H_1 H_2$ qui fournit une masse aux higgsinos. Ce terme est indispensable pour éviter la présence d'une invariance supplémentaire (symétrie de Peccei-Quinn). En effet, si celle-ci est réalisée, lorsque le champ de Higgs acquiert une valeur moyenne dans le vide non nulle, la théorie contient un axion de Weinberg-Wilczek de masse $m_{\text{axion}} \approx 0.1$ MeV interagissant semi-faiblement avec la matière et qui est donc expérimentalement exclu.

Il faut remarquer que ce choix de superpotentiel rejette tout terme qui viole la conservation du nombre leptonique L ou du nombre baryonique B . La forme générale du superpotentiel donnée par l'expression (I.21) autorise en effet des termes du type :

$$\tilde{u}_R \tilde{d}_R \tilde{d}_R ; \quad \tilde{Q}_L \tilde{L}_L \tilde{d}_R ; \quad m \tilde{L}_L H_2 ; \quad \tilde{L}_L \tilde{L}_L \tilde{e}_R \quad (I.24)$$

mais aucun de ces termes ne conserve séparément B et L . Ce choix du MSSM évite d'introduire des termes d'interaction dont il faudrait régler finement les couplages pour qu'ils ne soient pas en contradiction flagrante avec les observations comme celle de la durée de vie du proton. De plus, le seul terme bilinéaire qui soit à la fois invariant sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et respecte la conservation de B et L est $\mu H_1 H_2$ ce qui explique que l'expression (I.23) du superpotentiel ne contienne pas d'autre terme bilinéaire.

Une conséquence du choix de W_{MSSM} : la conservation de la R-parité

Lorsque l'on désire imposer une forme restrictive au lagrangien, la solution la moins arbitraire consiste à le faire par l'intermédiaire d'une symétrie. Pour un modèle supersymétrique, il est possible d'imposer à la fois la conservation de B et L à l'aide d'un nombre R_p conservé multiplicativement et défini par :

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

Les antiparticules ont la même R-parité que les particules puisque le changement de B ou L en leur opposé laisse R_p inchangée.

Le tableau I.1 donne les R-parités des différentes particules du MSSM. Ce tableau montre que les particules du modèle standard (quarks, leptons, bosons de jauge ou de Higgs) ont une R-parité égale à $+1$ et leurs partenaires supersymétriques (squarks, sleptons, jauginos et higgsinos) ont une R-parité égale à -1 .

Quand la R-parité est conservée, une interaction n'est possible que si le produit des R-parités des particules impliquées est égal à $+1$ (ce ne peut être -1 sinon les interactions du modèle standard ne seraient pas autorisées). Ceci montre que les termes du type (I.24) sont effectivement interdits si la R-parité est conservée. De plus, on tire les deux aspects phénoménologiques essentiels du MSSM :

- Les partenaires supersymétriques sont produits par paires

Particule	B	L	S	R_p
quark	1/3	0	1/2	+1
squark	1/3	0	1/2	-1
lepton	0	1	1/2	+1
slepton	0	1	0	-1
boson de jauge	0	0	1	+1
jaugino	0	0	1/2	-1
boson de Higgs	0	0	0	+1
higgsino	0	0	1/2	-1

Tableau I.1: Valeurs des R -parités des différentes particules du MSSM

- La particule supersymétrique la plus légère est stable

Bien qu'il soit possible d'inclure des termes violant la R -parité, le MSSM fait l'hypothèse que ceux-ci sont absents. Si la R -parité est violée, bien que la plus grande partie du lagrangien soit inchangée, la phénoménologie est complètement modifiée. Nous nous placerons pour toute la suite dans le cadre classique du MSSM et nous supposons donc la R -parité conservée.

I.3.3 La brisure de la supersymétrie

La brisure de la supersymétrie et les masses des partenaires supersymétriques

Le système simple de l'oscillateur harmonique nous a montré qu'une théorie supersymétrique impose aux partenaires d'un supermultiplet d'avoir des masses identiques. Cependant, les partenaires supersymétriques du modèle standard n'ont pas été observés et la supersymétrie n'est donc pas une symétrie exacte aux échelles d'énergie auxquelles nous faisons nos expériences. La supersymétrie doit donc être brisée quitte à être rétablie aux très hautes énergies tout comme la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est rétablie à des échelles d'énergie très supérieures à v car on peut alors prendre $v = 0$. Dans toute extension supersymétrique du modèle standard, il faut donc inclure la brisure de cette symétrie et chaque mode de brisure constitue un modèle spécifique prédisant un certain spectre de masse. Le contenu minimal en champs de la partie purement supersymétrique ainsi que les couplages sont par contre spécifiés indépendamment du modèle. L'observation des partenaires supersymétriques dira si la supersymétrie est réalisée mais c'est la détermination précise de leur spectre qui discriminera entre les modèles.

Si les masses des partenaires supersymétriques sont relativement libres, elles ne peuvent cependant pas être trop grandes au risque de réintroduire le problème de la hiérarchie. En effet, la supersymétrie résout le problème de la hiérarchie car dans les boucles des graphes de la figure I.2, pour chaque degré de liberté d_{ms} du modèle standard il y a un degré de liberté partenaire supersymétrique d_{susy} qui contribue avec un signe opposé. La contribution de d_{susy} ne compense exactement celle de d_{ms} que si les masses des partenaires sont égales. Si les masses des deux partenaires M_{susy} et M_{ms} ne sont pas égales, il y a une contribution à l'évolution de m_H^2 avec l'échelle d'énergie qui est proportionnelle à $(M_{susy}^2 - M_{ms}^2)$ comme l'indique un simple argument dimensionnel avec un coefficient de proportionnalité de l'ordre de la constante de couplage α entre les deux champs et le boson de Higgs (à un facteur $\frac{1}{\pi}$ près). L'évolution de la masse du boson de Higgs (ou plutôt des bosons de Higgs) est alors de la forme :

$$m_H^2(\Lambda_1) = m_H^2(\Lambda_2) + \frac{\alpha}{\pi}(M_{susy}^2 - M_{ms}^2) \quad (I.25)$$

où les termes d'évolution logarithmiques n'ont pas été écrits.

Si l'on utilise l'équation d'évolution (I.25) entre v et 10^{15} GeV, pour que le problème de la hiérarchie ne se pose pas, c'est-à-dire que m_H soit naturellement de l'ordre de 1 TeV, il faut que les deux termes de droite soient du même ordre de grandeur et donc de l'ordre de grandeur du membre de gauche soit $(1 \text{ TeV})^2$. On a donc :

$$|M_{susy}^2 - M_{ms}^2| < (1 \text{ TeV})^2$$

Cette prédiction très forte est aussi à l'origine du succès de la supersymétrie. En effet, la supersymétrie ne prédit pas précisément le spectre de masse mais si l'on est capable de rechercher les particules supersymétriques jusqu'à des masses de l'ordre de 1 TeV, on pourra affirmer si c'est bien la supersymétrie qui résout le problème de la hiérarchie.

Les modes de brisure de la supersymétrie

Il existe deux modes de brisure de la supersymétrie :

1. Brisure explicite

Ce mode de brisure consiste en fait à ne pas faire d'hypothèse précise sur le mode de brisure et à introduire à la main dans le lagrangien des termes qui ne sont pas supersymétriques. Cependant, ces termes ne doivent pas faire réapparaître le problème de la hiérarchie et ne doivent donc pas conduire à des divergences quadratiques, on dit alors que ces termes brisent la supersymétrie de façon *douce*. Bien que peu satisfaisant formellement, ce mode de brisure permet de construire des modèles phénoménologiquement viables.

Les termes de brisure douce ont été recensés [11] et comprennent des termes de masse pour les scalaires, des termes de masse pour les fermions des multiplets vectoriels (c'est-à-dire les jauginos) mais pas pour les fermions chiraux, des couplages trilineaires proportionnels aux termes de Yukawa du superpotentiel ainsi que des couplages bilinéaires (mais pas quartiques) entre scalaires. Le lagrangien de brisure peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Brisure de SUSY}} = & \sum_{i,j} m_{ij}^2 \phi_i^* \phi_j + \sum_{\alpha=1,2,3} M_\alpha \bar{\psi}_\alpha \psi_\alpha \\ & + \sum_{\text{sauveurs}} (A_u h_u \tilde{Q}_L \tilde{u}_R H_2 + A_d h_d \tilde{Q}_L \tilde{d}_R + A_e h_e \tilde{L} \tilde{e}_R) \end{aligned} \quad (\text{I.26})$$

C'est dans cette partie du lagrangien que le nombre de nouveaux paramètres est le plus important (de l'ordre de la centaine). La phénoménologie de la supersymétrie est alors inextricable si l'on ne fait pas quelques hypothèses simplificatrices. Nous verrons plus bas que ces hypothèses sont en fait des hypothèses d'unification à haute énergie.

2. Brisure spontanée

Ce mode de brisure consiste à copier le mode de brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ dans le modèle standard en brisant la supersymétrie spontanément. Nous avons vu que le vide de la supersymétrie est d'énergie nulle et pour briser spontanément la supersymétrie il suffit donc que l'énergie du vide soit non nulle. Tout comme pour la brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, il faut alors s'attendre à la présence d'une particule de Goldstone. Lorsque c'est un groupe de Lie qui est brisé, il s'agit d'un boson de Goldstone, dans le cas de la supersymétrie les générateurs n'obéissent pas à des relations de commutation mais à des relations d'anticommutation et la particule de Goldstone est alors un fermion appelé goldstino. Ce goldstino fait partie d'un multiplet chiral ou vectoriel selon que la brisure a lieu dans la partie

chirale (on parle alors de brisure de *type F*) ou dans la partie vectorielle (on parle alors de brisure de *type D*). Bien qu'esthétiquement plus satisfaisante que la brisure explicite, la brisure spontanée a plus de difficultés à produire des modèles phénoménologiquement viables.

De plus, la brisure spontanée correspond à une énergie du vide non nulle et cette densité d'énergie du vide s'interprète en cosmologie comme une constante cosmologique. Un modèle complètement supersymétrique (densité d'énergie du vide nulle) est en accord avec les observations (la constante cosmologique Λ est limitée par $\sqrt{\Lambda} = 10^{-42}$ GeV). Cependant, la supersymétrie est brisée et l'échelle de brisure est au moins de 100 GeV (compte-tenu des résultats du LEP nous savons qu'il faut aller à des énergies supérieures pour observer les partenaires supersymétriques). L'échelle naturelle de la densité d'énergie du vide est l'échelle de brisure elle-même et la constante cosmologique correspondante est 10^{50} fois plus grande que la limite observationnelle. Ce désaccord colossal est la faiblesse la plus importante du MSSM (et en fait de toutes les théories en physique des particules).

Brisure de SUSY induite par la gravitation

1. Le lagrangien de brisure et le rôle du secteur caché

Nous venons de voir que sur les deux modes de brisure, le premier permettait de construire facilement des modèles viables mais n'était pas très satisfaisant esthétiquement alors que le second l'était davantage mais qu'il n'est alors pas aisé d'en déduire la phénoménologie à basse énergie. Dans le cadre même du MSSM, il existe de nombreux choix possibles mais la plupart des modèles se basent sur une brisure qui est un amalgame de ces deux modes.

L'ensemble des termes de brisure possible est réduit à un choix minimal incluant des termes de masse pour les scalaires et les jauginos et un terme quadratique pour les champs de Higgs proportionnel au terme qui apparait dans le superpotentiel :

$$\mathcal{L}_{Bris. MSSM} = \sum_{\text{saveurs}} (A_u h_u \tilde{Q}_L \tilde{u}_R H_2 + A_d h_d \tilde{Q}_L \tilde{d}_R + A_e h_e \tilde{L}_L \tilde{e}_R) \quad (I.27)$$

$$+ B\mu H_1 H_2 \quad (I.28)$$

$$+ \sum_{\alpha=1,2,3} M_\alpha \bar{\psi}_\alpha \psi_\alpha + \sum_i m_i^2 |\phi|^2 \quad (I.29)$$

La raison pour laquelle les deux premières lignes de ce lagrangien de brisure sont simplement proportionnelles à des termes du superpotentiel (les termes de Yukawa pour la première ligne et le terme bilinéaire dans les champs de Higgs pour la seconde) trouve son origine dans la possibilité que la supersymétrie soit brisée dans le secteur de la gravité. Ce mode de brisure suppose qu'il existe des champs qui n'interagissent avec ceux du MSSM que par l'intermédiaire de la gravitation (ce sont des singlets sous les différentes transformations de jauge du modèle standard). Ces champs interagissent très faiblement avec le secteur $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ dès que l'échelle d'énergie est de quelques ordres de grandeurs inférieure à M_{Planck} (ils font alors partie du *secteur caché*). L'état fondamental du secteur caché n'est pas supersymétrique et le fermion de Goldstone, appelé *gravitino*, a un spin $\frac{3}{2}$ car c'est le partenaire supersymétrique du graviton qui est de spin 2 (les champs de jauge de la gravitation sont tensoriels et décrivent donc des particules de spin 2). La supersymétrie est brisée si le graviton n'a pas la même masse que le gravitino puisqu'ils sont partenaires supersymétriques. Cette brisure est induite sur le secteur visible puisqu'il

y a interaction gravitationnelle avec des termes de masse pour les scalaires et les jauginos (termes I.29) et des termes d'interaction simplement proportionnels à ceux du superpotentiel (termes I.27 et I.28) d'où la forme du lagrangien de brisure. On peut remarquer que les termes ainsi introduits sont proches des termes (I.26) introduits lorsqu'un mode de brisure explicite est choisi.

2. Les conséquences unificatrices (et simplificatrices)

Comme les interactions gravitationnelles ne voient pas la différence entre les saveurs, il faut s'attendre à ce que les particules aient des masses identiques à une échelle d'énergie entre l'échelle d'unification et l'échelle de Planck. Par contre, les scalaires et les jauginos n'ont pas de raison en général d'avoir la même masse et on s'attend donc à ce que les scalaires d'une part et les jauginos d'autre part aient des masses identiques à l'échelle d'unification Λ_U :

$$m_i(\Lambda_U) = m_0 \quad ; \quad M_1(\Lambda_U) = M_2(\Lambda_U) = M_3(\Lambda_U) = m_{1/2}$$

où m_0 est la masse commune des scalaires à l'échelle d'unification et $m_{1/2}$ celle des fermions (certains modèles réduisent encore les paramètres de masse en supposant $m_0 = m_{1/2} = m_{3/2}$ la masse du gravitino) et M_1, M_2, M_3 sont les masses des jauginos de $U(1)_Y, SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ respectivement. Les termes apparaissant dans le lagrangien de brisure qui sont proportionnels à ceux du superpotentiel auront un facteur de proportionnalité qui sera le même pour les différentes familles puisque la brisure de la supersymétrie est aveugle à la distinction entre les familles. On a alors unification des couplages trilineaires :

$$A_i(\Lambda_U) = A$$

Il faut remarquer que les bosons de jauge et les fermions restent pour l'instant de masse nulle, ils n'acquièrent une masse qu'après la brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

On voit que l'intérêt du modèle est que tout en utilisant la brisure spontanée de SUSY, les termes de brisure restent relativement libres et permettent de construire des modèles viables (les détails du secteur caché ne jouent pas de rôle dans la forme générale des termes de brisure).

3. Les conséquences à l'échelle électrofaible

A basse énergie, les particules auront des masses différentes car elles évolueront différemment avec l'échelle d'énergie selon leurs couplages et il est ainsi possible de reproduire un spectre riche à basse énergie avec seulement quelques paramètres définis à haute énergie. La partie qui reproduit le spectre à basse énergie est assez dépendante du modèle et c'est l'expérience qui permettra de confirmer ou infirmer les modèles.

L'évolution de M_1, M_2 et M_3 étant régie par les couplages des jauginos (qui sont aussi ceux des bosons de jauge) l'évolution des M_i avec l'échelle d'énergie sera de la même forme que l'évolution du couplage α_i du groupe de jauge correspondant :

$$\frac{M_i(\Lambda)}{\alpha_i(\Lambda)} = \frac{m_{1/2}}{\alpha_i(\Lambda_U)}$$

Ce qui donne, si l'on applique cette relation à l'échelle électrofaible [15]:

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

où α_s est la constante de couplage fort, α la constante de structure fine et θ_W l'angle de Weinberg avec $SU(5)$ comme groupe d'unification.

Numériquement, on a la relation approchée :

$$M_3 \simeq 4 M_2 \simeq 8 M_1$$

Pour la suite nous utiliserons le paramètre :

$$M \equiv M_2$$

qui sera un paramètre fondamental du secteur jaugino.

Si les paramètres de masse des jauginos sont déterminés de façon relativement univoque dès que l'on se place dans le cadre du MSSM avec brisure de supersymétrie dans le secteur gravitationnel, il n'en est pas de même pour les masses des scalaires qui sont très variables selon les modèles. Il est cependant possible d'avoir des prédictions pour l'ensemble du spectre à partir d'un lot réduit de paramètres et d'hypothèses raisonnables. Nous reviendrons sur ce point après avoir introduits les autres paramètres qui entrent dans la détermination du spectre des scalaires.

Conclusion

Le MSSM avec brisure de SUSY dans le secteur caché de la gravitation permet tout à la fois de prendre en compte des termes de brisure explicites dans le lagrangien tout en leur donnant une origine dans la brisure spontanée de la supersymétrie. Le nombre de paramètres est considérablement réduit par rapport à un lagrangien de brisure général puisque notre ignorance du contenu du secteur caché est paramétrisée par les masses :

$$m_{1/2}, m_0, B, A \text{ et } \mu$$

I.3.4 La brisure de la symétrie électrofaible dans le MSSM

Dans cette section, je décrirai le mode de brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ puis les conséquences sur le secteur de Higgs : masses et couplages des bosons de Higgs dans le MSSM.

Brisure radiative de $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Après brisure de la supersymétrie, les scalaires ainsi que les jauginos et les higgsinos sont massifs mais les fermions du modèle standard ainsi que les bosons de jauge restent sans masse, il est donc indispensable de briser la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le potentiel de brisure est en fait déjà inclus dans le lagrangien du MSSM. En effet, si l'on extrait du lagrangien supersymétrique les termes impliquant les composantes neutres des doublets de Higgs ϕ_1^0 et ϕ_2^0 on trouve :

$$V(\phi_1^0, \phi_2^0) = m_1^2 |\phi_1^0|^2 + m_2^2 |\phi_2^0|^2 + B\mu(\phi_1^0 \phi_2^0 + h.c.) + \frac{g_1^2 + g_2^2}{8} (|\phi_1^0|^2 - |\phi_2^0|^2)^2 \quad (\text{I.30})$$

où g_1 est la constante de couplage de $U(1)_Y$ et g_2 celle de $SU(2)_L$. Les deux premiers termes sont du type (I.29) le suivant est le terme (I.28) et le dernier se trouve dans la partie de jauge du lagrangien que nous n'avons pas explicitée. On peut remarquer que le terme quartique dans

les champs est donné par les constantes de couplages g_1 et g_2 alors que c'est un paramètre libre dans le modèle standard. On peut donc s'attendre à ce que le MSSM puisse faire des prédictions sur les masses des bosons de Higgs, ce qui n'est pas le cas du modèle standard. Les masses physiques sont obtenues en diagonalisant la matrice des couplages quartiques de (I.30) :

$$m_{H_1}^2 = m_1^2 + \mu^2 \quad ; \quad m_{H_2}^2 = m_2^2 + \mu^2$$

et ce sont ces masses qui sont égales à l'échelle d'unification :

$$m_{H_1}^2(\Lambda_U) = m_{H_2}^2(\Lambda_U) = m_0^2$$

Comme le champ H_1 se couple aux quarks de type (d, s, b) et H_2 aux quarks (u, c, t) les masses vont évoluer différemment lorsqu'on les évalue à l'échelle électrofaible. Le point important est que les couplages de Yukawa contribuent positivement à l'évolution de m_1^2 et m_2^2 lorsque l'échelle d'énergie augmente et cette évolution est régie par m_Q^2 où m_Q est la masse du quark qui se couple au champ de Higgs. Donc, lorsque l'on descend depuis l'échelle d'unification jusqu'à l'échelle électrofaible, m_1^2 et m_2^2 vont diminuer et comme H_2 se couple au quark top qui est beaucoup plus lourd que les autres quarks, m_2^2 va diminuer beaucoup plus rapidement et le résultat remarquable est que $m_2^2(v)$ devient *négatif* et le potentiel (I.30) admet alors un minimum pour des champs de Higgs qui ont tous les deux des valeurs moyenne dans le vide qui sont non nulles brisant ainsi la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Contrairement au modèle standard qui force le paramètre μ^2 du potentiel de Higgs à être négatif, la brisure électrofaible est déclenchée naturellement dans le cadre du MSSM et on parle alors de brisure *radiative*.

Le spectre des bosons de Higgs

Lorsque la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée, on peut développer les champs de Higgs autour de leur minimum :

$$H_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ v_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1^a + i\phi_1^b) \end{pmatrix} \quad H_2 = \begin{pmatrix} v_2 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_2^a + i\phi_2^b) \\ \phi_2^- \end{pmatrix} \quad (\text{I.31})$$

Trois des degrés de liberté bosoniques fournissent une composante longitudinale aux bosons $W^\pm$ et Z^0 leur permettant d'acquérir une masse tout comme dans le mécanisme de Higgs du modèle standard. Ces trois champs s'expriment simplement à partir du développement (I.31) des champs de Higgs :

$$G^+ = \sin\beta \phi_1^+ - \cos\beta (\phi_2^-)^*$$

$$G^- = (G^+)^*$$

$$G^0 = \sin\beta \phi_2^b - \cos\beta \phi_1^b$$

où le paramètre β qui est un paramètre fondamental de toute extension supersymétrique du modèle standard (et plus généralement de tout modèle à deux doublets de Higgs) est défini par :

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

car nous avons choisi de numéroter les doublets de Higgs en sorte que le doublet H_1 soit celui du modèle standard, la convention contraire est parfois utilisée. Chacun de ces bosons de Goldstone correspond à un degré de liberté et les cinq degrés de liberté qui restent décrivent :

- Secteur chargé

Deux bosons de Higgs chargés H^+ et H^- obtenus en prenant les combinaisons orthogonales aux champs G^+ et G^- :

$$H^+ = \cos\beta \phi_1^+ + \sin\beta (\phi_2^-)^*$$

$$H^- = (H^+)^*$$

- Secteur neutre

Un boson A^0 qui est la combinaison orthogonale à G^0 :

$$A^0 = \sin\beta \phi_1^b + \cos\beta \phi_2^b$$

Ce boson est un boson de CP négatif (ou pseudoscalaire) car A^0 est une combinaison des parties imaginaires des champs ϕ_1^0 et ϕ_2^0 . Dans le lagrangien, le terme $A^0 f \bar{f}$ est alors proportionnel à γ^5 ce qui indique que le couplage du boson A^0 aux fermions n'est pas scalaire. C'est donc du point de vue de ses couplages aux fermions que le boson A^0 est un pseudoscalaire.

D'autre part, il reste deux degrés de liberté décrivant deux bosons scalaires neutres orthogonaux :

$$h^0 = \cos\alpha \phi_1^a - \sin\alpha \phi_2^a$$

$$H^0 = \sin\alpha \phi_1^a + \cos\alpha \phi_2^a$$

Les masses des différents bosons sont complètement déterminées par un paramètre de masse et $\tan\beta$. Ainsi, si l'on prend comme paramètre de masse m_{A^0} on obtient :

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_{A^0}^2 \quad (I.32)$$

$$m_{H^0, h^0}^2 = \frac{1}{2} \left[m_{A^0}^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_{A^0}^2 m_Z^2 \cos^2\beta} \right]$$

Le h^0 est par convention le boson de Higgs scalaire le plus léger. Des relations (I.32) on tire les inégalités :

$$m_W, m_{A^0} < m_{H^\pm}$$

$$m_{h^0} < m_Z | \cos 2\beta | < m_Z < m_{H^0} \quad (I.33)$$

$$m_{h^0} < m_{A^0} < m_{H^0}$$

Le point important est que le MSSM prévoit la présence d'un boson de Higgs léger puisqu'on a $m_{h^0} < m_Z$. Cependant, les relations (I.33) ne sont vraies qu'à l'ordre des arbres et ne prennent pas en compte les corrections à apporter aux pôles qui sont essentiellement dues au quark top ainsi qu'à ses partenaires supersymétriques $\tilde{t}_R$ et $\tilde{t}_L$. La prise en compte de ces corrections maintient malgré tout une limite supérieure assez stricte sur m_{h^0} [9] et une limite expérimentale de l'ordre de 130 GeV sur m_{h^0} exclurait pratiquement le MSSM.

Les couplages des bosons de Higgs

Les couplages du boson A^0 sont déterminés par $\tan\beta$ et ceux des bosons h^0 et H^0 s'expriment simplement si l'on définit l'angle α tel que :

$$\cos\alpha = -\cos 2\beta \frac{m_{A^0}^2 - m_Z^2}{m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2} \quad ; \quad -\frac{\pi}{2} < \alpha \leq 0$$

	$d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}, l^+l^-$	$u\bar{u}, c\bar{c}, t\bar{t}$	W^+W^-, ZZ
h^0	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$\sin(\beta - \alpha)$
H^0	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos(\beta - \alpha)$
A^0	$-i \gamma_5 \tan\beta$	$-i \gamma_5 \cotan\beta$	0

Tableau I.2: Facteurs correctifs des couplages des bosons de Higgs du MSSM par rapport aux couplages du boson de Higgs du modèle standard.

qui est l'angle permettant de diagonaliser la matrice de mélange des bosons h^0 et H^0 . Les couplages aux fermions et bosons sont alors les couplages classiques (proportionnels aux masses) avec des facteurs qui ne dépendent que de α et β . Le tableau I.2 donne ces facteurs pour les différents couplages possibles d'un boson de Higgs avec une paire de fermions ou une paire de bosons de jauge.

Une conséquence de la brisure radiative de $SU(2) \times U(1)_Y$: la réduction du nombre de paramètres

Puisque les deux doublets de Higgs apparaissent dans le potentiel lorsque la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée, chaque doublet contribue à la masse du boson Z :

$$M_Z^2 = \frac{g_1^2 + g_2^2}{2} (v_1^2 + v_2^2)$$

Si M_Z et $\tan\beta$ sont fixés, v_1 et v_2 le sont donc aussi. Les relations définissant (v_1, v_2) comme le minimum du potentiel :

$$\frac{\partial V(\phi_1^0, \phi_2^0)}{\partial \phi_1}(v_1, v_2) = 0 \quad ; \quad \frac{\partial V(\phi_1^0, \phi_2^0)}{\partial \phi_2}(v_1, v_2) = 0$$

se traduisent en deux relations reliant les paramètres :

$$\mu^2 = \frac{m_{H_2}^2 \sin^2 \beta - m_{H_1}^2 \cos^2 \beta}{\cos^2 \beta} - \frac{1}{2} M_Z^2 \quad (\text{I.34})$$

$$2B\mu = \tan\beta(m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2) + M_Z^2 \sin 2\beta \quad (\text{I.35})$$

Ces relations permettent de déterminer deux paramètres parmi (A, B, μ) en fonction du troisième. Nous utiliserons par la suite le paramètre μ . Les relations (I.35) ne fixent cependant pas le signe de μ , ce paramètre sera donc un paramètre de masse positif ou négatif. Le lot de paramètres $(m_{1/2}, m_0, \mu, \tan\beta)$ est le lot minimal de paramètres décrivant la supersymétrie à basse énergie (certains modèles spécifiques font des hypothèses supplémentaires comme $m_0 = 0$ ou $m_0 = m_{1/2}$). Cependant, les relations (I.35) supposent que l'on est capable d'évaluer $m_{H_2}^2$ et $m_{H_1}^2$ en prenant correctement en compte l'ensemble des interactions ce qui n'est réalisable qu'avec un minimum d'hypothèses concernant les spectres. Un modèle plus général inclura donc un ou deux paramètres en plus (généralement A qui permet le calcul du spectre de la troisième génération et m_{A^0} ou B qui permettent la détermination du spectre des bosons de Higgs).

I.3.5 Les masses des partenaires supersymétriques

Nous avons vu que le contenu minimal en particules du MSSM ne dépend pas des détails du modèle mais que les masses des particules supersymétriques sont au plus $\approx 1 \text{ TeV}$. Une prédiction des masses ne peut donc se faire que dans le cadre d'un modèle spécifique. Actuellement, la plupart des études s'appuient sur un MSSM avec brisure de la supersymétrie dans le secteur caché de la gravitation. L'intérêt de ce modèle est qu'il est relativement compact puisqu'il contient essentiellement 5 paramètres de masse :

$$m_{1/2}, m_0, B, A, \text{ et } \mu$$

qui paramétrisent notre ignorance du secteur caché et auxquels il faut rajouter $\tan\beta$. Ce modèle étant très utilisé, il est souvent appelé MSSM sans autre précision. Je décrirai donc dans cette section les prédictions sur les masses des partenaires supersymétriques dans le cadre de ce modèle.

Les masses des sfermions

Si l'on néglige la contribution des termes de Yukawa dans le potentiel (ce qui est raisonnable si l'on excepte les squarks top) la matrice de mélange entre les $\tilde{f}_R$ et les $\tilde{f}_L$ est diagonale et les états propres de masse sont donc les états propres d'interaction. L'évolution de leur masse est fonction de leurs couplages aux jauginos et aux bosons de jauge et la valeur de la masse du sfermion à l'échelle électrofaible est donnée par :

$$m_{\tilde{f}}^2 = m_0^2 + \sum_{\alpha=1,2,3} f_{\alpha} m_{1/2}^2 + (T_{3,\tilde{f}} - e_{\tilde{f}} \sin^2\theta_W) M_Z^2 \cos 2\beta \quad (\text{I.36})$$

Le second terme de (I.36) est dû aux couplages du sfermion avec les jauginos (l'indice α désigne les trois groupes de jauge) et le dernier terme au couplage avec les bosons de jauge. La forme de l'évolution des $m_{\tilde{f}}$ ne dépend pas du modèle choisi, par contre les valeurs des masses sont dépendantes du modèle (par exemple le choix du groupe d'unification). Cependant, l'ordre de grandeur de $(\sum_{\alpha=1,2,3} f_{\alpha})$ est 6 – 7 pour les squarks et 0.15 – 0.4 pour les sleptons. Ceci indique d'une part que les squarks sont plus lourds que les sleptons et d'autre part que m_0 et $m_{1/2}$ sont de l'ordre de 1 TeV pour que $m_{\tilde{f}}$ soit de l'ordre de 1 TeV.

Pour les squarks top, le terme de Yukawa et celui en $\mu H_1 H_2$ du superpotentiel (I.23) introduisent des termes non diagonaux dans la matrice de mélange $(\tilde{t}_R, \tilde{t}_L)$. Le terme de Yukawa introduit un élément de mélange en $m_t A$ et le terme en $\mu H_1 H_2$ un terme en $m_t \mu \cotan\beta$. La matrice de mélange se présente alors sous la forme :

$$\begin{pmatrix} m_{\tilde{t}_L}^2 & m_t (A + \mu \cotan\beta) \\ m_t (A + \mu \cotan\beta) & m_{\tilde{t}_R}^2 \end{pmatrix}$$

Les éléments non diagonaux étant du même ordre de grandeur que les éléments diagonaux, le $\tilde{t}$ le plus léger peut être plus léger que le top lui-même, ce qui n'est pas le cas des autres familles pour lesquelles le mélange entre les deux sfermions est faible. La référence [14] donne une expression des masses des sfermions dans un cadre relativement général pour l'ensemble des sleptons et squarks en incluant $\tilde{t}_R$, $\tilde{t}_L$ ainsi que $\tilde{b}_L$ pour lequel le terme de Yukawa peut avoir un effet non négligeable.

Les masses des jauginos et higgsinos

Dans un cadre de supergravité, les masses M_i des jauginos des trois groupes de jauge sont simplement données par l'évolution des couplages des groupes de jauge correspondant :

$$M_i(M_Z) = \frac{\alpha_i(M_Z)}{\alpha_{GUT}} m_{1/2}$$

où α_{GUT} est la valeur commune des constantes de couplages à l'échelle d'unification M_{GUT} ($i = 1, 2, 3$ désignent respectivement $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$). On peut s'affranchir de α_{GUT} en écrivant des relations entre les $M_i(M_Z)$ qui ne mettent en jeu que les $\alpha_i(M_Z)$:

$$M_3(M_Z) = \frac{\alpha_3(M_Z)}{\alpha_2(M_Z)} M_2(M_Z) = \frac{\alpha_3(M_Z)}{\alpha_1(M_Z)} M_1(M_Z) \quad (I.37)$$

1. Unification des constantes de couplage dans le MSSM

La valeur de α_{GUT} est sensiblement différente de la valeur du modèle standard. Les mesures précises des couplages au LEP ont en effet montré que les constantes de couplages ne se rencontrent pas en un point, ce qui semblerait discréditer la thèse de l'unification. Cependant, si l'on se donne un spectre correspondant à celui du MSSM avec la seule contrainte que les partenaires supersymétriques aient des masses inférieures au TeV, les constantes de couplages ont à nouveau une valeur commune $\alpha_{GUT} \approx \frac{1}{25}$ pour une échelle d'énergie M_{GUT} de l'ordre de 10^{16} GeV [12]. Ce point est souvent considéré comme étant la première indication expérimentale de la supersymétrie (figure I.7).

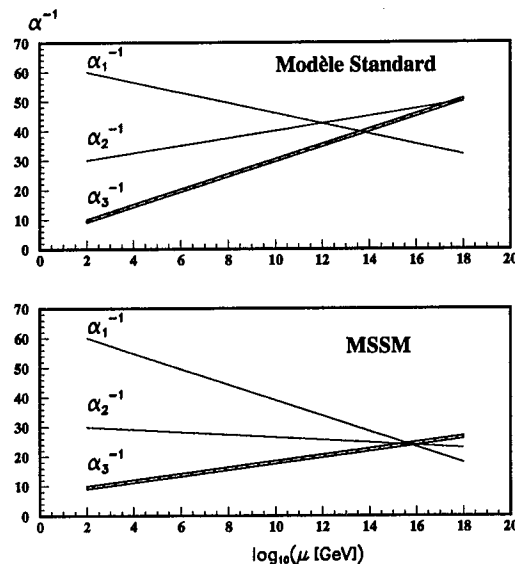


Figure I.7: Unification des constantes de couplages dans le modèle standard et dans le MSSM.

2. Les gluinos

Comme α_3 (c'est-à-dire α_s) augmente lorsque l'échelle d'énergie diminue, à l'échelle

électrofaible la masse des gluinos est supérieure à la valeur de M_3 à l'échelle d'unification (c'est-à-dire $m_{1/2}$). Comme α_s a été mesurée au LEP avec une valeur de l'ordre de 0.12 on a la relation :

$$m_{\tilde{g}} = M_3(v) = 3 m_{1/2} \quad (\text{I.38})$$

Cette relation simple ne prend pas en compte les contributions liées aux quarks et squarks et qui apportent des corrections à la valeur donnée par la relation (I.38) qui sont au plus de l'ordre de 30% [15] et la relation (I.38) peut donc être utilisée pour la plupart des études phénoménologiques. En utilisant la relation (I.38) le paramètre $m_{1/2}$ ou $M \equiv M_2$ peut être remplacé par $m_{\tilde{g}}$ et toute limite sur $m_{\tilde{g}}$ se traduit alors en une limite sur M (ceci sera utilisé lors de l'interprétation des résultats).

Pour parvenir à une évaluation du spectre de la supersymétrie à basse énergie, il faut intégrer un grand nombre d'équations du groupe de renormalisation couplées les unes aux autres. Parvenir à des expressions analytiques des masses impose en général de faire des hypothèses qui restreignent la portée du résultat. Cependant, des intégrations numériques des équations ont montré que si les masses des particules supersymétriques peuvent varier sur l'ensemble du spectre possible (excepté le boson de Higgs le plus léger qui est limité approximativement à 130 GeV) il existe parfois des relations entre les masses qui sont toujours satisfaites [15]. Ainsi, pour le gluino on a la relation :

$$m_{\tilde{q}} \geq 0.85 m_{\tilde{g}} \quad (\text{I.39})$$

où $\tilde{q}$ est un squark des deux premières générations.

Enfin, il faut remarquer que la relation (I.38) montre qu'une limite inférieure sur la masse des gluinos se traduit immédiatement par une limite inférieure sur M_3 et donc d'après (I.37) sur le paramètre $M \equiv M_2$ qui est un paramètre essentiel des jauginos du secteur $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

3. Les charginos : états propres de masse du secteur jaugino chargé

Le secteur jaugino chargé comprend deux fermions de charge +1 et deux fermions de charge -1 : $\tilde{w}^\pm$ et $\tilde{h}^\pm$ (j'appellerai désormais secteur jaugino non seulement les partenaires supersymétriques des bosons de jauge mais aussi les higgsinos). Les particules qui peuvent être observées expérimentalement ne sont pas directement $\tilde{w}$ ou $\tilde{h}$ car dans le lagrangien supersymétrique il existe des termes quadratiques mélangeant ces deux états. Ces termes viennent simplement de $\mu H_1 H_2$ lorsque l'invariance de jauge sous $SU(2)_L$ est imposée et sont directement proportionnels à $g_2 v_i$ (i est l'indice des doublets de Higgs H_1 et H_2). La matrice de masse dans la base $(\tilde{w}^+, \tilde{h}_1^+, \tilde{w}^-, \tilde{h}_2^-)$ s'écrit donc simplement :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & M & g_2 v_1 \\ 0 & 0 & g_2 v_2 & \mu \\ M & g_2 v_1 & 0 & 0 \\ g_2 v_2 & \mu & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.40})$$

Cette matrice est constituée de deux blocs séparés décrivant deux charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^+$ chargés positivement pour le premier bloc et deux charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^-$ chargés négativement pour le second bloc (l'indice 1 désigne par convention le chargino le plus léger). Comme les deux sous-matrices sont transposées l'une de l'autre de l'autre, leurs valeurs propres sont les mêmes et on a donc $M_{\chi_1^+} = M_{\chi_1^-}$ et $M_{\chi_2^+} = M_{\chi_2^-}$.

En remplaçant $g_2 v_1$ par $\sqrt{2} M_W \sin \beta$ et $g_2 v_2$ par $\sqrt{2} M_W \cos \beta$ et en diagonalisant la matrice de masse (I.40) on obtient les masses des deux charginos :

$$M_{\tilde{\chi}_{2,1}}^2 = \frac{1}{2}(M^2 + \mu^2 + 2M_W^2) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(M^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos^2 2\beta + 4M_W^2(M^2 + \mu^2 + 2M\mu \sin 2\beta)} \quad (\text{I.41})$$

En général, un chargino est composé d'une partie de $\tilde{w}$ et d'une partie de $\tilde{h}$ et ses couplages sont donc ceux du $\tilde{w}$ et du $\tilde{h}$ avec des facteurs correspondant à la composition du chargino. Les couplages du $\tilde{w}$ et du $\tilde{h}$ étant fixés, les sections efficaces des processus mettant en jeu les charginos sont entièrement déterminés par la matrice (I.40) (du moins pour ce qui concerne les charginos, pour un processus mettant en jeu les sfermions, les masses $m_{\tilde{f}}$ doivent être déterminées par ailleurs).

4. Les neutralinos : états propres de masse du secteur jaugino neutre

La dernière section de ce chapitre est entièrement consacrée au secteur neutralinos du MSSM et je me contenterai donc ici de les définir.

Tout comme pour le secteur chargé, le secteur jaugino neutre inclut un mélange entre les différents états $\tilde{w}^0, \tilde{b}^0, \tilde{h}_1^0$ et $\tilde{h}_2^0$ où $\tilde{w}^0$ et $\tilde{b}^0$ sont les partenaires supersymétriques des bosons de jauge du $SU(2)_L$ et du $U(1)_Y$. On pourrait définir $\tilde{z}$ et $\tilde{\gamma}$ comme des combinaisons linéaires de $\tilde{w}^0$ et $\tilde{z}^0$ en utilisant les combinaisons linéaires définissant Z^0 et γ à partir de W^0 et B^0 . Cependant, $\tilde{z}$ et $\tilde{\gamma}$ ne sont pas en général états propres de masse et présentent donc un intérêt limité. En effet, la matrice de masse du secteur neutre est assez proche de la matrice de masse des charginos et s'écrit dans la base $(\tilde{w}^0, \tilde{b}^0, \tilde{h}_2^0, \tilde{h}_1^0)$:

$$\begin{pmatrix} M_2 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}g_2 v_1 & \frac{1}{\sqrt{2}}g_2 v_2 \\ 0 & M_1 & \frac{1}{\sqrt{2}}g_1 v_1 & -\frac{1}{\sqrt{2}}g_1 v_2 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}g_2 v_1 & \frac{1}{\sqrt{2}}g_1 v_1 & 0 & -\mu \\ \frac{1}{\sqrt{2}}g_2 v_2 & -\frac{1}{\sqrt{2}}g_1 v_2 & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.42})$$

Cette matrice mélange les quatre états et donc en général les états propres de masse ne seront pas $\tilde{z}, \tilde{\gamma}$ ou $\tilde{h}$ mais des combinaisons linéaires de ces états. Ces quatre états propres de masse sont les neutralinos $(\tilde{\chi}_i^0)_{i=1,4}$ par ordre croissant de masse (par la suite je noterai les neutralinos simplement par χ_i^0).

Les contraintes de naturalité et les limites supérieures sur M et $|\mu|$

La seule contrainte que nous ayons imposée jusque là est que les partenaires supersymétriques aient une masse au plus de l'ordre du TeV. Il est possible d'obtenir des limites plus précises sur les paramètres du MSSM en utilisant les contraintes de naturalité qui stipulent que les paramètres du MSSM ne doivent pas avoir à être réglés trop précisément pour pouvoir reproduire les observables (masse du Z , masses des particules supersymétriques...). Ces contraintes se situent donc dans le cadre général des modèles supersymétriques dont l'intérêt est de résoudre le problème de la hiérarchie qui est un exemple de problème de naturalité. Pour imposer des contraintes de naturalité il faut pouvoir mesurer le réglage des paramètres. Je décrirai ici la mesure proposée par Barbieri et al. [16] qui a par la suite été reprise dans la majorité des études.

Considérons par exemple la masse du Z (c'est en fait M_Z^2 qui est déterminé à partir des paramètres du MSSM) :

$$M_Z^2 \equiv M_Z^2(a_i)$$

où les a_i sont les paramètres du modèle. Lorsqu'un des paramètres est modifié, il est toujours possible de maintenir M_Z^2 à sa valeur en faisant aussi évoluer les autres paramètres. Pour éviter ce réglage fin, il suffit de demander que M_Z^2 ne soit pas changé d'une fraction trop importante lorsqu'un des paramètres est modifié.

Si un paramètre a_i est varié de δa_i , M_Z^2 l'est aussi de δM_Z^2 . La fraction dont M_Z^2 a été modifiée est :

$$\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2}$$

et correspond à une modification du paramètre d'une fraction :

$$\frac{\delta a_i}{a_i}$$

La fraction dont a varié M_Z^2 est elle-même une fraction Δ de la fraction dont a été modifié le paramètre a_i :

$$\left| \frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} \right| = \Delta \left| \frac{\delta a_i}{a_i} \right|$$

Pour s'assurer qu'il n'y ait pas de réglage fin, il suffit de demander que cette fraction Δ ne soit pas déraisonnablement grande :

$$\Delta = \left| \frac{a_i}{M_Z^2} \frac{\partial M_Z^2}{\partial a_i} \right| \leq \Delta_{max}$$

Δ mesure donc directement le réglage associé à un paramètre et le choix de Δ_{max} représente la finesse du réglage que l'on s'autorise dans une théorie (typiquement $\Delta_{max} = 10$ ce qui correspond à un réglage fin d'au plus un ordre de grandeur).

Pour les paramètres qui concernent le secteur neutralinos ($M \equiv M_2$ et μ) on a les limites supérieures [16] :

$$M \leq 250 \text{ GeV} \quad ; \quad |\mu| \leq 200 \text{ GeV}$$

que nous utiliserons lors de l'interprétation des résultats de la recherche de neutralinos.

Les couplages de Yukawa de la troisième génération et les limites sur $\tan\beta$

Les couplages de Yukawa h_t et h_b évoluent avec l'échelle d'énergie, leur valeur à basse énergie déterminant les masses des quarks *top* et *bottom*.

Les évolutions de h_t et h_b sont couplées et les équations du groupe de renormalisation se présentent sous la forme [17] :

$$\begin{cases} \frac{dh_t}{dt} = a_t(t)h_t(t) + bh_t^2(t) - h_t(t)h_b(t) \\ \frac{dh_b}{dt} = a_b(t)h_b(t) + bh_b^2(t) - h_t(t)h_b(t) \end{cases} \quad (\text{I.43})$$

où t n'est pas directement l'échelle d'énergie Λ mais est défini par $t = \ln \frac{M_{GUT}}{\Lambda}$. On peut s'affranchir du couplage entre les équations en utilisant le fait que h_t et h_b sont positifs et on

obtient ainsi deux inégalités :

$$\begin{cases} \frac{dh_t}{dt} \leq a_t(t)h_t(t) + bh_t^2(t) \\ \frac{dh_b}{dt} \leq a_b(t)h_b(t) + bh_b^2(t) \end{cases} \quad (\text{I.44})$$

On peut alors obtenir des limites supérieures sur les couplages de Yukawa :

$$\begin{cases} h_t \leq 8 \times 10^{-3} \\ h_b \leq 8.4 \times 10^{-3} \end{cases} \quad (\text{I.45})$$

Par ailleurs, les masses $m_t(t)$ et $m_b(t)$ des quarks *top* et *bottom* sont directement reliées aux couplages de Yukawa :

$$\begin{cases} m_t^2(t) = K h_t(t)(v_1^2 + v_2^2)\sin^2\beta \\ m_b^2(t) = K h_b(t)(v_1^2 + v_2^2)\cos^2\beta \end{cases} \quad (\text{I.46})$$

avec $K = 16\pi^2$.

Les masses des quarks sont définies par $m_t \equiv m_t(\Lambda = m_t)$ et $m_b \equiv m_b(\Lambda = m_b)$. En remplaçant h_t et h_b par leurs limites inférieures (I.45) dans (I.46) on obtient les limites supérieures sur les masses des quarks :

$$\begin{cases} m_t \leq 198 \text{ GeV} \sin\beta \\ m_b \leq 207 \text{ GeV} \cos\beta \end{cases} \quad (\text{I.47})$$

Les masses m_t et m_b ne sont pas en réalité directement les masses physiques (les pôles) M_t et M_b mesurées expérimentalement. Les masses m_t et m_b sont en fait définies dans un schéma de renormalisation donné et sont proportionnelles à M_t et M_b à un facteur près du type $(1 - a\alpha_s - b\alpha_s^2)$:

$$m_t \approx 0.935 M_t \quad (\text{I.48})$$

$$m_b \approx 0.844 M_b \quad (\text{I.49})$$

Finalement, en utilisant les relations (I.47) et en exprimant m_t et m_b en fonction des pôles on peut encadrer $\tan\beta$ avec des valeurs qui ne mettent en jeu que les masses mesurées M_t et M_b :

$$\frac{M_t}{\sqrt{(212 \text{ GeV})^2 - M_t^2}} \leq \tan\beta \leq \frac{\sqrt{(245 \text{ GeV})^2 - M_b^2}}{M_b}$$

soit numériquement (en prenant les valeurs conservatives $M_t = 147 \text{ GeV}$ et $M_b = 4.7 \text{ GeV}$) :

$$1 \leq \tan\beta \leq 52 \quad (\text{I.50})$$

que nous utiliserons lors de l'interprétation des résultats de la recherche de neutralinos (la référence [17] traite plus en détails l'obtention de (I.50)).

I.3.6 Résumé

Le MSSM est une extension supersymétrique du modèle standard qui en plus des partenaires supersymétriques des particules du modèle standard inclut un second supermultiplet de Higgs. Le nombre de paramètres décrivant la brisure de SUSY peut être considérablement réduit dans un cadre de supergravité où la brisure a lieu dans le secteur caché et se transmet au secteur visible par l'intermédiaire des paramètres :

- m_0 masse commune des champs scalaires (sleptons, squarks et bosons de Higgs) à l'échelle d'unification $M_{GUT} \approx 10^{16}$ GeV
- $m_{1/2}$ masse commune des jauginos à l'échelle d'unification
- A couplage trilineaire, facteur de proportionnalité entre les termes de Yukawa du super-potentiel et les termes trilineaires apparaissant directement dans le lagrangien de brisure
- B paramètre permettant d'inclure dans le lagrangien de brisure un terme proportionnel à $H_1 H_2$ essentiel à la brisure radiative de $SU(2)_L \times U(1)_Y$

auxquels il faut rajouter le paramètre $\tan\beta$ apparaissant dans toute extension à deux doublets de Higgs.

Ce modèle présente l'intérêt d'inclure le potentiel de brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, le paramètre de masse m^2 du champ de Higgs se couplant aux quarks (u, c, t) devenant naturellement négatif à basse énergie à cause de la masse importante du quark *top*.

Le secteur de Higgs comprenant deux bosons scalaires h^0 et H^0 ainsi qu'un boson pseudoscalaire A^0 et deux bosons chargés $H^\pm$ est particulièrement contraint et le h^0 ne peut avoir une masse beaucoup plus grande que 130 GeV.

Le spectre de masse des sfermions est entièrement décrit par les paramètres déjà introduits mais les valeurs exactes des masses sont difficilement prévisibles hors d'un modèle spécifique. La validation de la supersymétrie passe donc par la mise en évidence expérimentale des partenaires supersymétriques mais la détermination du modèle effectivement réalisé nécessite la détermination précise de leur spectre.

Les paramètres de masse des jauginos $(M_i)_{i=1,2,3}$ des groupes $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)$ sont directement donnés par $m_{1/2}$ et l'évolution des constantes de couplages de chaque groupe. Cependant, les matrices de masse incluent des termes non diagonaux (excepté pour les gluinos) qui rendent la description précise du spectre dépendante du modèle.

En tout état de cause, si la supersymétrie résoud effectivement le problème de la hiérarchie, les partenaires supersymétriques ont des masses inférieures au *TeV*.

I.4 Le secteur neutralinos du MSSM

Dans cette partie je détaillerai le secteur neutralinos dans le cadre du MSSM :

- Les masses
- Les couplages
- Les processus de production $e^+e^- \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0$ à LEP 1
- Les modes de désintégration des neutralinos
- Les canaux de recherche des neutralinos à LEP 1

I.4.1 Les masses des neutralinos

La matrice de masse

Le choix de la base dans laquelle est écrite la matrice de masse des neutralinos n'est pas en général celui correspondant à la matrice (I.42). Pour la partie des bosons de jauge w^0 et b^0 on choisit plutôt de l'écrire dans une base des partenaires supersymétriques des bosons observés Z et γ . La base n'est alors pas constituée par $(\tilde{w}^0, \tilde{b}^0)$ mais par $(\tilde{z}^0, \tilde{\gamma})$ définis par analogie avec le Z^0 et le photon :

$$\begin{cases} \tilde{\gamma} = \cos\theta_w \tilde{b}^0 + \sin\theta_w \tilde{w}^0 \\ \tilde{z} = -\sin\theta_w \tilde{b}^0 + \cos\theta_w \tilde{w}^0 \end{cases} \quad (\text{I.51})$$

où θ_w est l'angle de Weinberg qui mesure le mélange dans le secteur électrofaible du modèle standard.

De plus, pour la partie higgsinos on choisit de faire jouer à β le rôle d'un angle de mélange en définissant les deux higgsinos $\tilde{h}_a$ et $\tilde{h}_b$ à partir de $\tilde{h}_1$ et $\tilde{h}_2$:

$$\begin{cases} \tilde{h}_a = -\sin\beta \tilde{h}_1 + \cos\beta \tilde{h}_2 \\ \tilde{h}_b = \cos\beta \tilde{h}_1 + \sin\beta \tilde{h}_2 \end{cases} \quad (\text{I.52})$$

Le choix de base est alors $\psi_j^0 = (-i\tilde{\gamma}, -i\tilde{z}, \tilde{h}_a, \tilde{h}_b)$ et la matrice de masse Y s'écrit :

$$\begin{pmatrix} M_2 \sin^2\theta_w + M_1 \cos^2\theta_w & (M_2 - M_1) \sin\theta_w \cos\theta_w & 0 & 0 \\ (M_2 - M_1) \sin\theta_w \cos\theta_w & M_2 \cos^2\theta_w + M_1 \sin^2\theta_w & M_Z & 0 \\ 0 & M_Z & \mu \sin 2\beta & -\mu \cos 2\beta \\ 0 & 0 & -\mu \cos 2\beta & -\mu \sin 2\beta \end{pmatrix} \quad (\text{I.53})$$

où le choix de $-i\tilde{\gamma}$ et $-i\tilde{z}$ pour la base permet d'avoir une matrice réelle. Comme nous l'avons vu précédemment, on peut remplacer M_1 par $\frac{5}{3} M_2 \tan^2\theta_w$ dans une hypothèse d'égalité des masses des jauginos à l'échelle d'unification et la matrice de masse ne dépend plus alors que de $M \equiv M_2$, μ et β .

Le terme de masse se présente dans le lagrangien sous la forme :

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2} \psi_i^0 Y_{ij} \psi_j^0 + h.c.$$

La matrice Y est diagonalisée par une matrice N telle que :

$$N_{im} Y_{mn} N_{jn} = \eta_i m_i \delta_{ij}$$

où les m_i sont les masses des quatre neutralinos (elles doivent être rangées par ordre croissant pour correspondre aux $(\chi_i^0)_{i=1,4}$). Les facteurs $\eta_i = \pm 1$ prennent en compte le fait que les valeurs propres de la matrice Y peuvent être négatives. Le signe de ces valeurs propres trouve son interprétation lorsqu'on étudie le couplage $\chi_i^0 f \bar{f}$ où le facteur η_i correspond à un couplage en γ_5 (on obtient les mêmes résultats en gardant χ_i^0 avec des masses négatives ou en remplaçant χ_i^0 par $\gamma_5 \chi_i^0$ lorsque η_i est négatif). Tout comme pour le boson A^0 , ceci indique que le χ_i^0 est alors de CP=-1. La référence [18] montre le lien entre le signe de la masse et le CP dans le cas de termes de masse pour les neutrinos ce qui peut être immédiatement adapté au cas des neutralinos qui sont décrits par des spineurs de Majorana (ce sont leur propre antiparticule, les spineurs de Majorana ne décrivent donc que deux degrés de liberté contrairement aux spineurs de Dirac). Cette interprétation en terme de CP n'est cependant pas indispensable pour mener les calculs des sections efficaces.

Les masses des neutralinos en fonction de $(M, \mu, \tan\beta)$

La matrice de masse des neutralinos peut être diagonalisée analytiquement afin d'obtenir une expression des masses en fonction de $(M, \mu, \tan\beta)$. Cependant, cette diagonalisation est généralement effectuée numériquement et je me contenterai donc d'indiquer la forme de l'évolution des masses des neutralinos avec $(M, \mu, \tan\beta)$ dans le domaine déterminé ci-dessus :

$$\begin{aligned} 0 &\leq M \leq 250 \text{ GeV} \\ 0 &\leq |\mu| \leq 200 \text{ GeV} \\ 1 &\leq \tan\beta \leq 50 \end{aligned}$$

Grossièrement, l'évolution des masses des neutralinos avec M et μ est la même quelque soit $\tan\beta$. De plus, la dépendance est essentiellement la même pour les quatre neutralinos. En effet, les échelles de masse sont données par M et μ et les masses des quatre neutralinos sont en général fonction de (M, μ) , on peut donc s'attendre à ce que les masses des quatre neutralinos évoluent de la même façon avec (M, μ) .

Pour $M = 0$, la première colonne de la matrice de masse est nulle, son déterminant est donc nul et il existe alors au moins une valeur propre nulle. La masse du neutralino le plus léger χ_1^0 est alors elle aussi nulle. De même, lorsque $\mu = 0$ la dernière colonne de la matrice de masse est nulle et à nouveau on a $M_{\chi_1^0} = 0$. Comme les masses sont en général fonction de M et μ (avec des arguments dimensionnels on peut prévoir une dépendance du type $aM + b\mu$) il faut s'attendre à ce que lorsque M ou $|\mu|$ augmentent, les masses des différents neutralinos augmentent elles aussi. Nous avons ainsi une idée de la dépendance des masses des neutralinos avec M et μ : deux axes de basse masse à $\mu = 0$ et $M = 0$ et les masses augmentent avec M et $|\mu|$. La dépendance en $\tan\beta$ est assez douce comme le montre la figure I.8 qui donne les masses des quatre neutralinos pour $\tan\beta = 1.4$ et $\tan\beta = 50$. On voit que l'échelle des masses des neutralinos est effectivement donnée par M et $|\mu|$ (les masses varient entre 0 et ≈ 200 GeV) et que les différences entre ces deux valeurs extrêmes de $\tan\beta$ sont minimales.

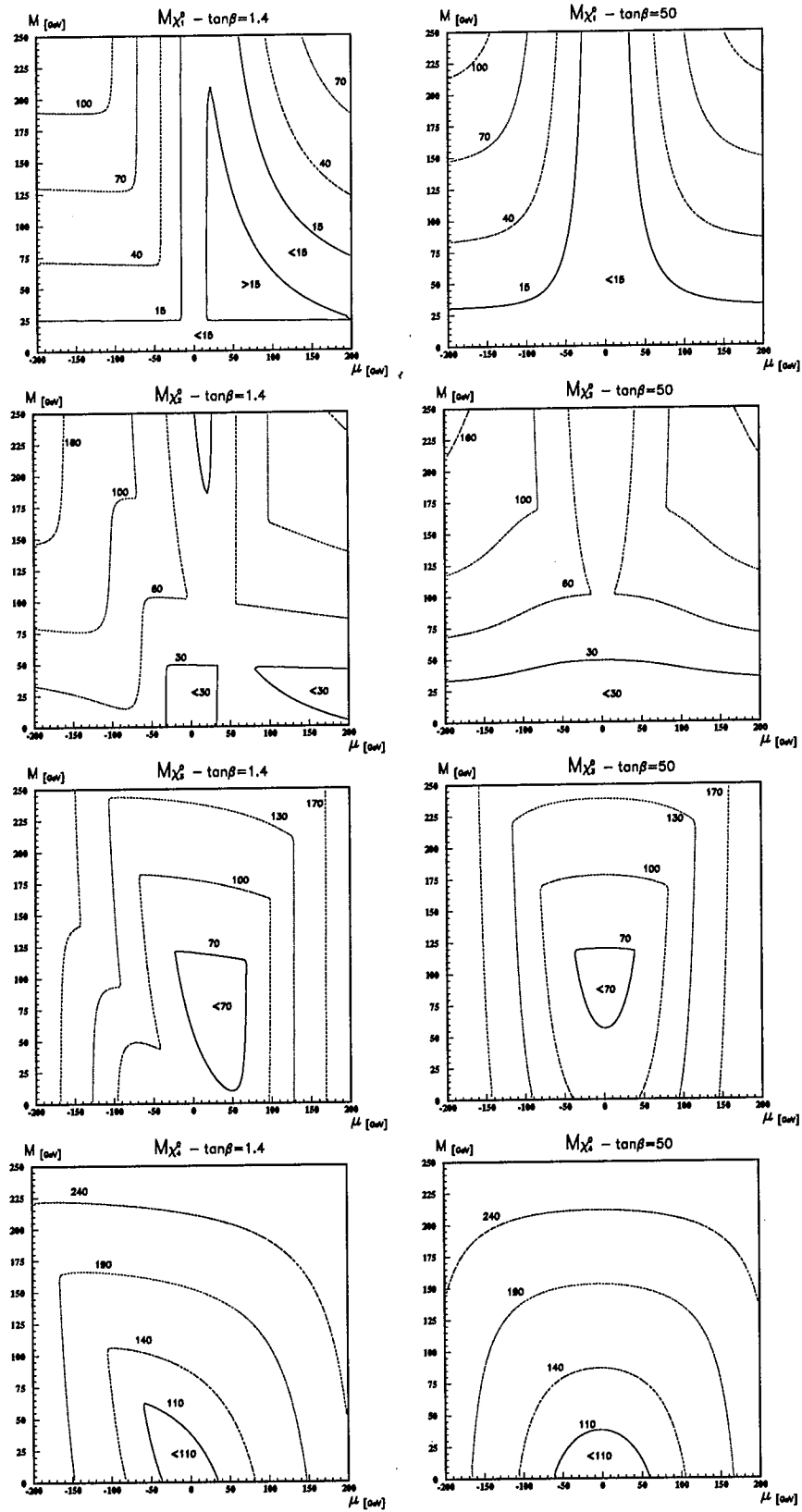


Figure I.8: Masses des quatre neutralinos en fonction de (M, μ) pour $\tan\beta=1.4$ et $\tan\beta=50$, les lignes iso-masse sont tracées avec les valeurs correspondantes des masses indiquées.

La particule supersymétrique la plus légère : χ_1^0

Si la R-parité est conservée, la particule supersymétrique la plus légère (appelée LSP pour *lightest supersymmetric particle*) est stable. Tout processus de production de particules supersymétriques aboutit alors, après des désintégrations en cascade, à un état final avec un nombre pair de LSP. Les contraintes cosmologiques imposent que le candidat LSP soit neutre et sans couleur [20] ce qui laisse le $\tilde{\nu}$ le plus léger et le χ_1^0 comme candidats pour être la LSP. Dans la plupart des modèles, la LSP est le χ_1^0 mais indépendamment de ces modèles, les limites expérimentales excluent les régions du plan $(m_0, m_{1/2})$ pour lesquelles la LSP est un $\tilde{\nu}$. Pour la suite, nous nous placerons donc dans un cadre où la LSP est bien le neutralino le plus léger.

Un autre point lié à la LSP et qui a des conséquences essentielles sur la phénoménologie de la supersymétrie est qu'elle interagit faiblement avec la matière. En effet, la LSP ne peut interagir avec les noyaux de la matière que par l'échange d'une particule lourde (boson Z , gluino...) et les sections efficaces des processus sont alors de l'ordre de celles de l'interaction faible. La LSP se comporte donc comme un neutrino lors de son passage dans un détecteur. Cette propriété, dont l'origine se trouve dans la conservation de la R-parité, permet donc de caractériser les événements supersymétriques par de l'énergie manquante emportée par les χ_1^0 .

La composition des neutralinos en fonction de $(M, \mu, \tan\beta)$

Si les valeurs propres de la matrice N qui diagonalise la matrice de masse donnent les masses et valeurs de CP des neutralinos, leurs compositions en $\tilde{\gamma}$, $\tilde{z}$ et $\tilde{h}_{a,b}$ sont données par les vecteurs colonnes de N . Chaque neutralino s'exprime alors comme une combinaison linéaire des champs de base $(\psi_j^0)_{j=1,4}$:

$$\chi_i^0 = N_{ij}\psi_j^0 \quad ; \quad \sum_{j=1}^4 |N_{ij}|^2 = 1$$

La dépendance des coefficients N_{ij} dans les paramètres est complexe [19] mais si l'on se concentre sur la composition du neutralino le plus léger qui nous intéresse plus particulièrement, on peut comprendre sa composition dans les cas limites directement à partir de la matrice de masse (I.53).

Pour $|\mu| \approx 0$ la dernière colonne de (I.53) est nulle et $\tilde{h}_b$ est alors vecteur propre de masse presque nulle. Le χ_1^0 est alors probablement le $\tilde{h}_b$, pour $|\mu| \approx 0$ le neutralino le plus léger est donc essentiellement higgsino.

Lorsque $M \approx 0$ le premier vecteur de (I.53) est nul, le χ_1^0 est alors essentiellement photino. Lorsque $|\mu|$ devient grand, il faut s'attendre à ce que les deux premiers vecteurs de (I.53) qui ne contiennent pas μ constituent les deux neutralinos les plus légers. Donc, lorsque $|\mu|$ tend vers 200 GeV, le χ_1^0 et le χ_2^0 sont des mélanges de $\tilde{\gamma}$ et $\tilde{z}$.

I.4.2 Les couplages des neutralinos

Les couplages des champs $\psi_j^0 \equiv (-i\tilde{\gamma}, -i\tilde{z}, \tilde{h}_a, \tilde{h}_b)$ sont fixés par le lagrangien du MSSM. Les neutralinos sont des mélanges de ces quatre états et leurs couplages sont donc en général tous les couplages possibles de ces quatre états avec une intensité qui n'est pas fixée car elle dépend de leur composition. Cependant, pour un lot de paramètres $(M, \mu, \tan\beta)$ donné, cette composition est déterminée et les couplages des neutralinos sont donc fixés.

Les couplages possibles sont :

1. Couplage du photino $\tilde{\gamma}$

D'après la figure (I.6) le seul couplage possible est le graphe (g) correspondant à un vertex $\tilde{\gamma}\tilde{f}f$ (version supersymétrique du couplage du photon aux fermions chargés). On voit que si le neutralino le plus léger est un photino et que tous les sfermions sont lourds (de masse supérieure à M_Z) nous ne pouvons pas produire directement le χ_1^0 à LEP 1. Le graphe (f) n'implique pas le photino car il s'agit de la version supersymétrique du couplage à trois bosons.

2. Couplages du zino $\tilde{z}$

Le graphe (f) peut décrire un couplage $\tilde{z}\tilde{\chi}^\pm W^\mp$ version supersymétrique du couplage à trois bosons ZW^+W^- . Le graphe (g) décrit quand à lui un vertex $\tilde{z}\tilde{f}f$.

3. Couplages des higgsinos $\tilde{h}$

Le graphe (c) indique qu'il existe un couplage entre le Z^0 et les higgsinos : il s'agit d'un vertex $Z\tilde{h}\tilde{h}$. Le graphe (g) décrit un couplage $\tilde{z}\tilde{h}h^0/A^0$. Ce graphe ne peut décrire un couplage $\tilde{z}\tilde{h}\tilde{f}$ car la R-parité n'est alors pas conservée.

De ces couplages on tire les différents vertex possibles :

$$\chi_i^0 \tilde{f}f \quad (I.54)$$

$$\chi_i^0 \tilde{\chi}^\pm W^\mp \quad (I.55)$$

$$\chi_i^0 \chi_j^0 Z \quad (I.56)$$

$$\chi_i^0 \chi_j^0 h^0/A^0 \quad (I.57)$$

Le point essentiel que l'on peut retirer de ces couplages est qu'il existe un seul vertex impliquant les neutralinos et le Z et que celui-ci ne concerne que la composante higgsino des neutralinos.

Les processus de production des neutralinos à LEP 1

Compte-tenu des couplages que nous venons de décrire, il existe deux processus permettant de produire des neutralinos au LEP :

- $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0$ correspondant au couplage (I.56).
- $e^+e^- \rightarrow \tilde{e} \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0$ correspondant à deux vertex du type (I.54).

Les graphes de ces deux processus sont représentés sur la figure I.9. Les sections efficaces de ces deux processus (ainsi que leur interférence) sont calculées dans la référence [22].

La section efficace totale du processus (a) dépend des masses des neutralinos, du produit de

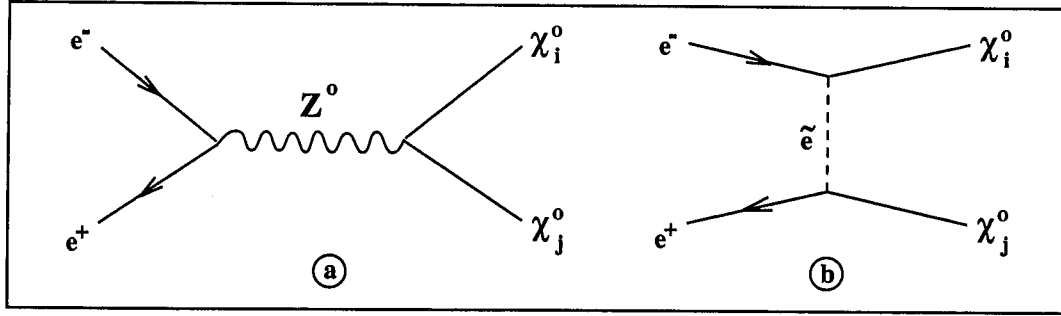


Figure I.9: Les processus de production des neutralinos au LEP.

leurs CP et de la composition des neutralinos puisque le Z^0 ne se couple qu'à la composante higgsino des neutralinos. La dépendance angulaire de la section efficace est en :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_{\chi_1^0}} \sim 1 + a(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0}, \sqrt{s}) \cos^2\theta_{\chi_1^0} \quad (\text{I.58})$$

La section efficace du processus (b) ainsi que celle de son interférence avec le processus (a) dépend en plus des masses des sélectrons $m_{\tilde{e}_L}$ et $m_{\tilde{e}_R}$.

Ces calculs sont fait dans un cadre général puisqu'ils dépendent uniquement des masses des neutralinos et de leur CP relatif et peuvent s'exprimer dans le cadre du MSSM en fonction des paramètres $(M, \mu, \tan\beta)$ puisque ces paramètres déterminent la matrice de masse des neutralinos.

Lorsqu'on se place à une énergie dans le centre de masse égale à M_Z , la section efficace totale du processus (a) (*voie s*) peut atteindre plusieurs nb mais peut aussi être nulle si l'un des neutralinos est purement photino. Dans ce cas, c'est le processus (b) (*voie t*) qui peut contribuer car les $\tilde{e}$ se couplent aux composantes $\tilde{\gamma}$ et $\tilde{z}$ des neutralinos.

A LEP 1, l'énergie dans le centre de masse étant proche du pôle du Z , le processus (a) est généralement dominant sauf si l'un des neutralinos a une composante higgsino nulle. Nous ne prendrons en compte que la voie (a) dans le processus de production ce qui revient à supposer que la masse des $\tilde{e}$ est grande. Cette hypothèse est conservative si l'interférence destructive entre les deux processus est négligeable. Lors de l'interprétation des résultats nous reviendrons sur cette hypothèse afin d'éclaircir son rôle.

Les modes de désintégration des neutralinos au LEP

Les désintégrations possibles des neutralinos sont directement données par les couplages (I.54) à (I.57) et correspondent aux voies :

- $\chi_j^0 \rightarrow \tilde{f}f$ puis $\tilde{f} \rightarrow \chi_1^0 f$
- $\chi_j^0 \rightarrow \chi^\pm W^\mp$ puis $\chi^\pm \rightarrow \chi_1^0 W^\pm$
- $\chi_j^0 \rightarrow \chi_i^0 Z^*$
- $\chi_j^0 \rightarrow \chi_i^0 h^0/A^0$

A LEP 1, on suppose que toutes les particules supersymétriques autres que les neutralinos sont suffisamment lourdes pour ne pas contribuer aux largeurs des $(\chi_j^0)_{j>1}$. Nous ferons donc cette hypothèse dans la recherche de neutralinos et nous discuterons les modifications apportées à l'interprétation des résultats dans le cas où cette hypothèse ne serait pas vérifiée.

Il existe en plus de ces modes de désintégration un processus d'ordre supérieur mais qui peut contribuer lorsque les autres modes sont supprimés : $\chi_j^0 \rightarrow \chi_i^0 \gamma$. Le graphe de ce processus ainsi que ceux des précédents est représenté sur la figure I.10. Les particules contribuant à la boucle du processus $\chi_j^0 \rightarrow \chi_i^0 \gamma$ sont nombreuses (il y a entre autres des particules supersymétriques) et ceci rend difficile l'estimation de la contribution de ce canal à la largeur de $(\chi_j^0)_{j>1}$ [24].

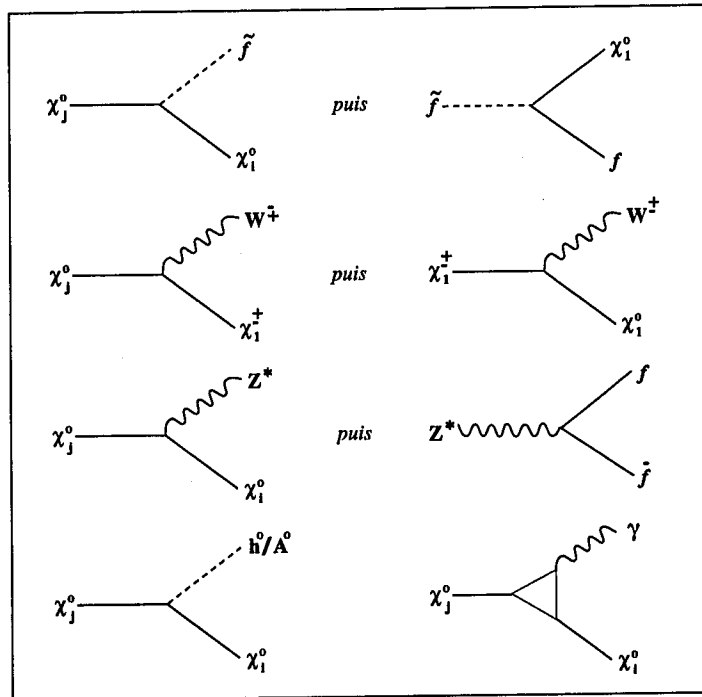


Figure I.10: Les modes de désintégration des neutralinos.

Les canaux de recherche des neutralinos à LEP 1

Au LEP, la recherche de neutralinos a lieu dans les canaux :

1. Canal fermionique : $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0 f \bar{f}$

Ce canal correspond à une désintégration du χ_2^0 dans le canal $\chi_1^0 Z^*$ avec une éventuelle contribution du $\bar{f}$ si celui-ci est suffisamment léger.

L'état final est donc constitué d'une paire $f \bar{f}$ et deux χ_1^0 ce qui correspond à des événements avec une paire de leptons, une paire de jets (ou un seul jet si ceux-ci sont collimés) et de l'énergie manquante emportée par les χ_1^0 . Lorsque f est un neutrino, ce processus n'est pas directement observable et contribue simplement à la largeur invisible du Z .

2. Canal γ : $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0\gamma$

L'état final est alors constitué uniquement d'un photon dans l'état final. Ce canal est complémentaire du précédent, en particulier si le χ_1^0 est essentiellement photino et que les $\tilde{f}$ sont lourds. La recherche de neutralinos peut aussi être menée dans la voie :

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0\gamma\gamma$$

l'état final étant alors constitué d'une paire de photons avec de l'énergie manquante.

En conclusion, les neutralinos sont parmi les plus légères des particules supersymétriques et peuvent donc être produites au LEP. De plus, les sections efficaces de production sont fortement dépendantes des paramètres du MSSM et peuvent être suffisamment basses pour n'être observables qu'avec la haute statistique qui a été accumulée après plusieurs années de fonctionnement du LEP.

Dans cette thèse, je décrirai en détail la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$ et succinctement les sélections dans les canaux $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\chi_1^0\chi_1^0$, $\mu^+\mu^-\chi_1^0\chi_1^0$ et $\gamma\chi_1^0\chi_1^0$ qui ont été menées par ailleurs dans l'expérience L3. L'interprétation portera sur l'ensemble de ces quatre canaux, la voie $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\chi_1^0\chi_1^0$ n'a pas été considérée car les désintégrations des τ rendent la sélection difficile et le rapport de branchement du Z en $\tau^+\tau^-$ n'est pas suffisant pour justifier l'étude de ce canal.

Bibliographie

- [1] CDF Collab., Phys. Rev. Lett **75** (1995) 11
- [2] J.F Gunion et al, UCD-89-4, *The Higgs hunter's guide*
- [3] F. Ravndal , CERN School of Physics 1982, *Elementary supersymmetry*
- [4] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1
- [5] M. Sher, Phys. Rep. **179** (1989) 273
- [6] P. Fayet, Nucl. Phys. **B90** (1975) 104
- [7] C. Froese Fisher et al., Phys. Rev. **A24** (1981) 631
- [8] L.J. Hall and M. Suzuki, Nucl. Phys. **B231** (1984) 419
- [9] F. Zwirner, CERN-TH.6792/93
- [10] G.G. Ross, *Grand Unified Theories*, Frontiers in Physics.
- [11] L. Girardello et A. Masiero, Nucl. Phys. **B194** (1982) 65
- [12] U. Amaldi et al., Phys. Lett **B260** (1991) 447
- [13] S.P. Martin et M. Vaughn, Phys. Lett. **B318** (1993) 331
- [14] P. Nath and R. Arnowitt, *SUSY particles*, CERN-TH.7227/94
- [15] M. Drees and S.P. Martin, MADPH-95-879 ou UM-TH-95-02
Implications of SUSY model building
- [16] R. Barbieri and G.F. Giudice, Nucl. Phys. **B306** (1988) 63
R. Barbieri, Riv. Nuev. Ci. (#4 1988) 11
- [17] V.A. Bednyakov et al, IEKP-KA/94-08 ou hep-ph/9406419.
- [18] S.T. Petcov, Phys. Lett. **139B** (1984) 421
- [19] H. Fraas and T. Wöhrmann, UWITP-94/7 ou UH-511-815-94
- [20] J.Ellis et al, Nucl. Phys. **B238**, 453 (1984)
- [21] G. Kane et al, UM-TH-94-18 ou HEP-PH/9405364

- [22] A. Bartl et al, Nucl Phys. **B278** (1986) 1
Production and decay of neutralinos in e^+e^- annihilation
- [23] J. Rosiek, Phys. Rev. **D41** (1990) 3464
Complete set of Feynman rules for the MSSM
J. Rosiek, HEP-PH/9511250 ou KA-TP-8-1995, Erratum to Phys. Rev. **D41** (1990) 3464
- [24] H. Haber et D. Wyler, Nucl. Phys. **B323** (1989) 267
Radiative neutralino decay

Chapitre II

L'expérience L3 au LEP

Introduction

Ce chapitre est consacré à une description succincte du contexte expérimental. Après avoir rappelé la situation de l'expérience L3 dans le cadre du LEP (Large Electron Positron collider) je décrirai les différentes composantes du détecteur. Les éléments importants qui concernent notre analyse seront précisés dans le chapitre III qui est consacré à la sélection des événements.

II.1 Le collisionneur LEP

Situé à la frontière franco-suisse, le LEP est un tunnel 3.8 m de diamètre faisant 26.7 km de circonférence enfoui à une profondeur de 50 à 100 m. Il s'agit en fait d'une succession de huit zones de déflexion de 2.8 km séparées par huit zones droites (figure II.1).

Les électrons sont produits et accélérés par un premier LINAC (accélérateur linéaire) jus-

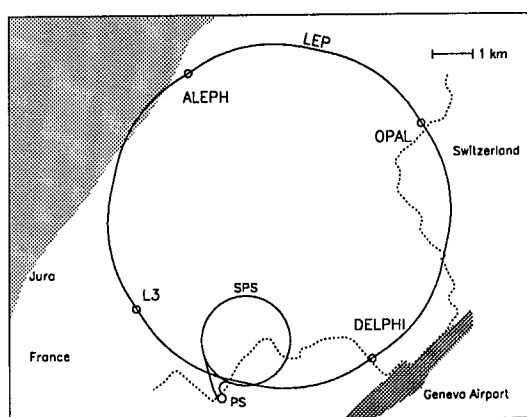


Figure II.1: *Situation du LEP.*

qu'à une énergie de 200 MeV puis envoyés sur une cible de tungstène produisant des positons. Les électrons et positons sont ensuite accélérés séparément par un second LINAC jusqu'à une énergie de 600 MeV puis accumulés en paquets de haute densité qui sont injectés dans le synchrotron à protons (PS) qui les accélère jusqu'à 3.5 GeV (le LEP fonctionne depuis 1991 en

8×8 paquets). Ce premier ensemble d'accélérateurs linéaires constitue le système d'injection du LEP (LIL).

Le Super Synchrotron à Protons (SPS) de 7 km de diamètre amène les paquets d'électrons et positons jusqu'à une énergie de 20 GeV avant de les injecter dans le LEP. Les cavités radio-fréquence situées dans les sections droites les accélèrent alors jusqu'à une énergie proche de 45.6 GeV assurant ainsi une énergie dans le centre de masse proche de la masse du Z^0 . L'énergie des faisceaux, qui joue un rôle crucial dans la précision avec laquelle sont déterminés les paramètres du Z^0 , est mesurée avec une précision de l'ordre du MeV (en particulier avec la méthode de dépolarisation [1]) et des effets très fins (niveau du lac Léman, influence de la lune...) ont été mis en évidence [2]. Les cavités radio-fréquence maintiennent aussi l'énergie des faisceaux à la valeur nominale en fournissant les 120 MeV approximativement perdus à chaque tour. Le grand nombre de Z^0 produits permet une étude précise de tous les éléments du modèle standard car tous les fermions du modèle standard ainsi que le boson de Higgs se couplent au Z^0 . Les collisions e^+e^- ont lieu en 4 points (points 2, 4, 6 et 8) où sont installées quatre expériences (L3, Aleph, Opal et Delphi).

II.2 Le détecteur L3

II.2.1 Introduction

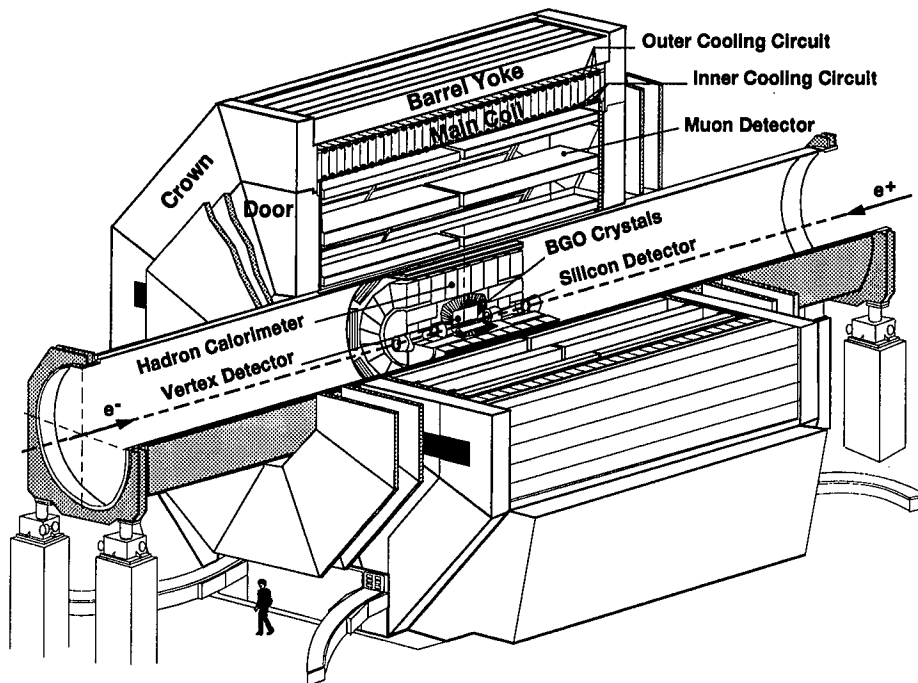


Figure II.2: Vue en perspective de l'ensemble du détecteur L3.

Situé au point 2 du LEP, L3 [3] est un détecteur de $14 \times 14 \times 16$ m (la figure II.2 montre une vue en perspective de l'ensemble du détecteur). Le détecteur L3 est entièrement plongé dans un champ magnétique aligné avec le faisceau courbant ainsi les trajectoires des particules

chargées. Ce champ de 0.5 T au centre et 0.38 T à 5 m est créée par un solénoïde parcouru par un courant de 30 kA .

Le détecteur L3 a été spécialement conçu pour détecter et mesurer précisément l'énergie des photons et des électrons ainsi que l'impulsion des muons. Je décrirai successivement les sous-détecteurs rencontrés en partant du point d'interaction puis la mesure de la luminosité pour terminer par le système de déclenchement. La figure II.3 montre une vue en coupe dans le plan (y, z) des sous-détecteurs se trouvant à l'intérieur du tube support (l'axe z étant aligné avec le faisceau).

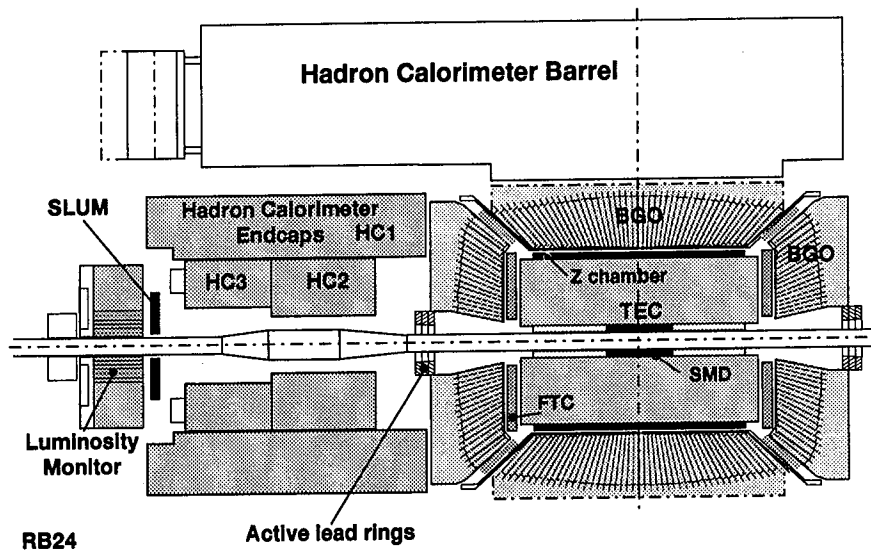


Figure II.3: Une coupe longitudinale du détecteur L3 faisant apparaître les différents sous-détecteurs à l'intérieur du tube support.

II.2.2 Le détecteur de micro-vertex en silicium (SMD)

Le détecteur le plus proche du point d'interaction assure la mesure des coordonnées des trajectoires de particules chargées permettant de mettre en évidence la présence d'un second vertex proche du point d'interaction correspondant à la désintégration d'une particule à temps de vie suffisamment long (les mésons B par exemple).

Le tube à vide qui faisait à l'origine 9 cm de diamètre a été remplacé en 1991 par un tube de 5.3 cm qui a permis d'installer le SMD au début de l'année 93. Le détecteur de vertex de L3 est composé de deux cylindres longs de 35.5 cm et de diamètre 6 cm et 8 cm instrumentés sur les deux faces (figure II.4). Les couches extérieures (resp. intérieures) fournissent des points de mesure distants de $50\text{ }\mu\text{m}$ (resp. $150\text{ }\mu\text{m}$) avec une précision de $7\text{ }\mu\text{m}$ dans le plan transverse et $15\text{ }\mu\text{m}$ en z .

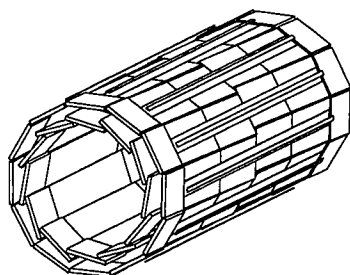


Figure II.4: Une vue en perspective du détecteur de microvertex de L3.

II.2.3 Le détecteur central

La chambre à expansion temporelle (TEC)

La partie essentielle du détecteur central de L3 est constituée par une chambre à expansion temporelle longue de 125 cm et incluse entre deux cylindres de rayon 9 cm et 50 cm. Le choix d'une chambre à expansion temporelle est essentiellement motivé par la compacité du détecteur imposée par le calorimètre électromagnétique. La TEC est elle-même divisée en une TEC interne constituée de 12 secteurs en ϕ et une TEC externe de 24 secteurs. Les secteurs de la TEC interne et externe sont décalés en ϕ afin de fournir une information complémentaire.

La TEC contient un mélange gazeux (80% de CO_2 et 20% de C_4H_{10}) qui assure une vitesse de dérive des charges suffisamment lente ($\approx 6 \mu m/ns$) pour disposer d'une mesure précise du point d'impact par le temps de dérive. Au milieu de chaque secteur se trouve un plan de fils parallèles à l'axe Oz et fixés sur les deux plaques refermant la TEC : il s'agit des anodes qui sont les fils sensibles du détecteur de traces. Au voisinage de ces fils d'anode le champ est suffisamment élevé pour donner lieu à un phénomène d'avalanche. Les plans de cathodes délimitent les secteurs et la région de faible champ est assurée par la présence de grilles proches des anodes et maintenues à un potentiel nul de part et d'autre des plans d'anodes. La région de fort champ se trouve donc entre les plans d'anodes et les grilles (la figure II.5 illustre le passage d'une particule chargée dans la TEC). Les plans d'anodes de la TEC interne contiennent 8 fils et ceux de la TEC externe 52. La majorité des anodes (anodes standard) disposent seulement d'une lecture à l'une des extrémités et ne fournissent donc qu'une information sur la distance entre le fil et le point d'impact dans le plan (x, y) avec une précision de 50 μm et une ambiguïté gauche/droite. Les anodes standard représentent 6 des 8 fils des plans d'anodes de la TEC interne et 36 des 52 fils des plans d'anodes de la TEC externe.

Les anodes à division de charge disposent d'une lecture à chaque extrémité et fournissent donc une information sur la position en z du point d'impact avec une précision de 60 mm (il y en a 2 par secteur interne et 9 par secteur externe).

Les autres fils d'anodes sont des fils L/R qui disposent d'une lecture de chaque côté du plan d'anodes et ne présentent donc pas d'ambiguïté gauche/droite (il y en a 14 par secteur externe). La figure II.6 montre la disposition de ces différents fils pour un secteur de la TEC interne.

L'ensemble de ces points de mesure (il y en a au plus 62) permet la reconstruction des traces chargées par ajustement d'un arc de cercle dans le plan transverse et donc la détermination de l'impulsion transverse des traces chargées avec une précision $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ de l'ordre de $2 \cdot 10^{-2} (GeV/c)^{-1}$.

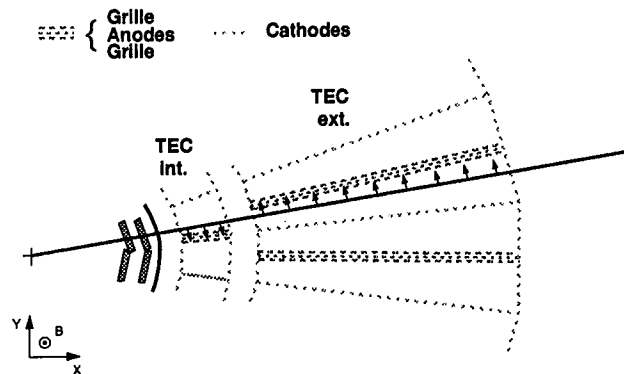


Figure II.5: Passage d'une particule chargée dans la TEC.

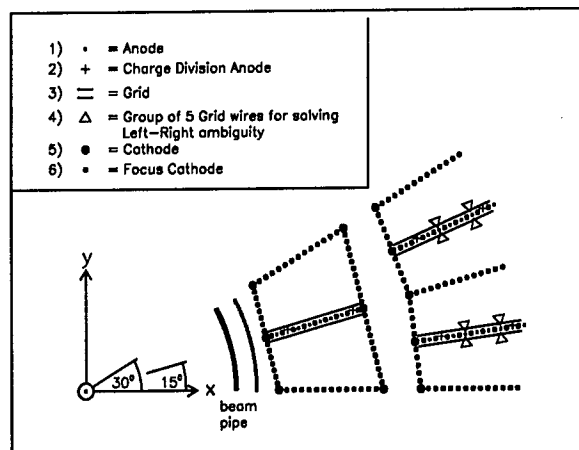


Figure II.6: Les différents types de fils rencontrés dans un secteur de la TEC.

Les chambres Z

Il s'agit de deux chambres proportionnelles cylindriques entourant la TEC. Ce sont les cathodes qui sont lues et celles-ci se présentent sous la forme de trois couches de bandes faisant des angles de 90° et $\pm 70^\circ$ (la figure II.7 montre la disposition de ces bandes autour de la TEC). Le gaz des chambres est un mélange de 20% de CO_2 et 80% d'argon et la résolution obtenue sur la mesure de z est de $320 \mu m$ pour une trace isolée.

II.2.4 Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

Le calorimètre électromagnétique constitue l'aspect le plus original de l'expérience L3, il assure la mesure précise de l'énergie des électrons et photons sur une gamme d'énergie allant de 50 MeV à 100 GeV. Comme il s'agit du détecteur principal utilisé dans notre analyse, je détaillerai un peu plus ses caractéristiques que celles des autres sous-détecteurs.

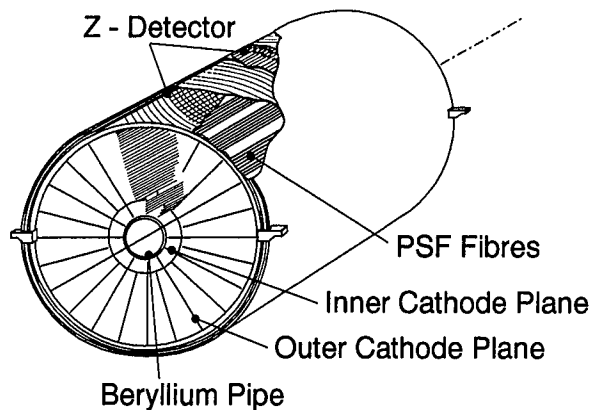


Figure II.7: Une vue en perspective du détecteur central.

Le germanate de bismuth $Bi_4Ge_3O_{12}$

Le BGO est un matériau à la fois dense (7.13 g/cm^3) et scintillant (autour d'une longueur d'onde de 480 nm avec un temps de décroissance d'environ 350 ns). Ceci permet de réaliser un détecteur compact avec une excellente résolution en énergie car la lumière collectée est celle qui est scintillée par l'ensemble du calorimètre ($\approx 2.8 \cdot 10^3 \gamma/\text{MeV}$) contrairement à un calorimètre à segmentation formé d'un milieu absorbeur et d'un milieu sensible.

Le développement transversal d'une gerbe électromagnétique dans un matériau est caractérisé par le rayon de Molière R_M (en moyenne 90% de l'énergie d'une gerbe est contenue dans un cylindre axé selon la trajectoire de la particule et de rayon R_M). Le rayon de Molière du BGO est égal à 2.4 cm ce qui donne l'ordre de grandeur de la segmentation nécessaire à la détermination du point d'impact ainsi qu'à la caractérisation de la forme latérale des gerbes. La sensibilité de la quantité de lumière scintillée en fonction de la température ($\approx -1.55\%/^{\circ}\text{C}$) indique qu'il faut prévoir un système de contrôle de la température des cristaux.

Les cristaux de BGO

Le calorimètre électromagnétique est formé de 10752 cristaux qui ont des formes de pyramides tronquées au sommet de 24 cm de long correspondant à 21 longueurs de radiation. La face la plus petite ($2 \times 2 \text{ cm}^2$ en moyenne) regarde vers le point d'interaction, l'autre face ayant une surface de $3 \times 3 \text{ cm}^2$. La lumière scintillée par les cristaux est transformée en signal électrique par des photodiodes collées sur les faces arrière des cristaux (deux photodiodes par cristal) et les faces avant sont peintes avec une peinture réfléchissante afin d'augmenter la collection de lumière (la figure II.8 montre un cristal de BGO). Le signal disponible à la sortie des photodiodes est faible et passe donc immédiatement dans des préamplificateurs qui sont fixés derrière les cristaux, le signal est alors de $\approx 50 \mu\text{V}/\text{MeV}$ et peut être digitisé.

Géométrie du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique est constitué d'un tonneau assurant la couverture angulaire $42^{\circ} \leq \theta \leq 138^{\circ}$ présent depuis les débuts de l'expérience et de deux bouchons complétant la

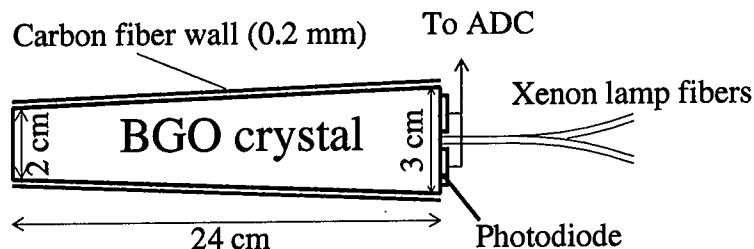


Figure II.8: Un cristal de BGO.

couverture à $10^\circ \leq \theta \leq 37^\circ$ et $143^\circ \geq \theta \geq 170^\circ$ installés en 1991 (figure II.9). Les deux zones

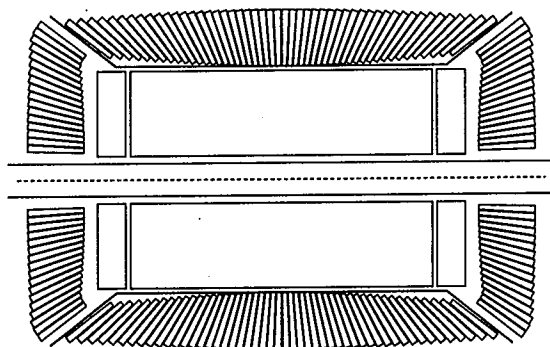


Figure II.9: Vue en coupe du calorimètre électromagnétique.

de 5° entre le tonneau et les bouchons ont été instrumentées au cours de l'arrêt 95-96 du LEP (le chapitre V est consacré à cette instrumentation).

1. Le tonneau

Le tonneau de BGO est lui-même constitué de deux demi-tonneaux se joignant à $\theta = 90^\circ$. Il contient au total 7680 cristaux de 24 types différents répartis dans le plan (θ, ϕ) en une structure matricielle et dépointés en ϕ de 10 mrad afin de minimiser le passage des photons entre les cristaux. L'ensemble est porté par une structure alvéolaire en fibre de carbone dont les interfaces entre alvéoles sont épaisses de $\approx 200 \mu\text{m}$. Cette structure pèse 140 kg (il y a au total 10 tonnes de cristaux dans le tonneau) et correspond à 2.1% de l'angle solide du tonneau (figure II.10).

2. Les bouchons

Chaque bouchon est séparé en deux demi-bouchons qui se joignent à $\phi = 90^\circ$. Il y a 1527

cristaux par bouchon et 17 types de cristaux différents. Le nombre de cristaux est impair car 9 cristaux sont enlevés pour permettre le passage de photons de 17 MeV produits par le RFQ (*radio frequency dipole*) à l'aide de la réaction $p + Li \rightarrow Be + \gamma$ et permettant une calibration *in situ* des cristaux. La structure porteuse des bouchons est de même nature que celle du tonneau, mais les cristaux ne sont pas répartis matriciellement en (θ, ϕ) ce qui rend la reconstruction des grandeurs physiques plus complexe que pour le tonneau.

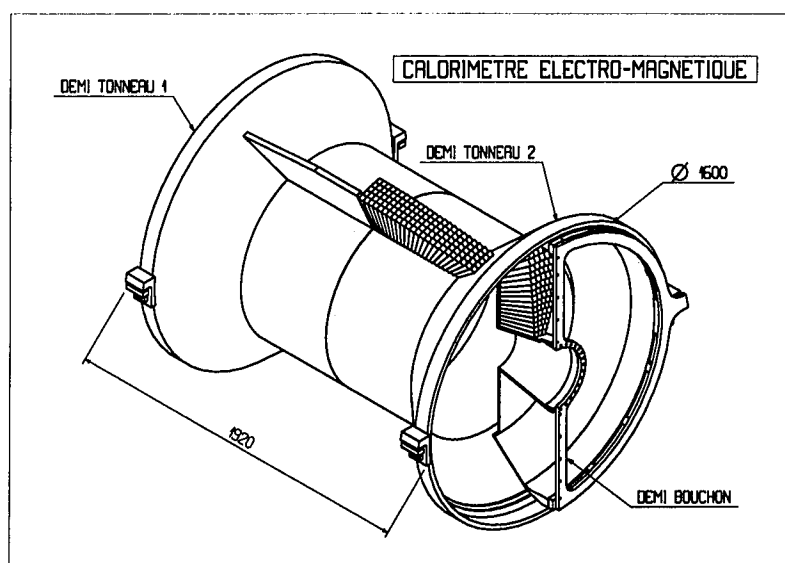


Figure II.10: La structure porteuse du calorimètre électromagnétique.

Calibration et contrôle des cristaux

Les cristaux du tonneau ont tous été calibrés [5] sous des faisceaux d'électrons de 2, 10 et 50 GeV au SPS et 200 d'entre eux l'ont aussi été dans un faisceau de 180 MeV.

L'évolution au cours du temps du gain de chaque canal est déterminée à l'aide d'un système de monitoring au xénon [6]. Une lampe au xénon produit des impulsions lumineuses qui sont transmises jusqu'à la face arrière de chaque cristal par des fibres optiques (des filtres spectraux permettent de se rapprocher du spectre de scintillation du BGO). Sur chaque cristal arrivent en fait deux fibres reliées à deux lampes dont l'une est de basse intensité et délivre des impulsions correspondant à une énergie de 1 GeV alors que l'autre produit des impulsions équivalentes à 30 GeV.

Les cristaux de BGO doivent avoir une température aussi uniforme que possible. Ils sont protégés de la chaleur dégagée par les préamplificateurs par des écrans thermiques et des circuits de refroidissement assurant un gradient inférieur à 0.5° entre les faces avant et arrière. La température est contrôlée en permanence par des capteurs fixés sur les deux faces des cristaux (un cristal sur douze est équipé de tels capteurs).

Les bouchons du calorimètre électromagnétique sont calibrés uniquement *in situ* mais un

secteur a été soumis à un test faisceau afin d'étudier la reconstruction des grandeurs physiques. Tout ceci permet au calorimètre électromagnétique de L3 de mesurer avec une excellente précision l'énergie des électrons et photons ainsi que leur point d'impact comme le montre la figure II.11. L'expression de la résolution en énergie est [7] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.38\% + \frac{1.54\%}{\sqrt{E}}) \oplus 1.18\% \oplus \frac{0.25}{E} \quad (\text{II.1})$$

où le premier terme correspond à la résolution intrinsèque du BGO mesurée en faisceau test, le second terme est du à la calibration *in situ* du calorimètre électromagnétique et le dernier terme est caractéristique du bruit électronique.

Les résolutions angulaires sur le point d'impact déterminé par le centre de gravité de la gerbe électromagnétique sont données par [7] :

$$\sigma_{\theta,\phi} = \sqrt{\frac{26.0}{E}} + 1.1 \text{ mrad} \quad (\text{II.2})$$

la résolution en ϕ étant déterminée à l'aide des traces chargées et la résolution en θ est égale à la résolution en ϕ car la granularité du calorimètre est la même dans les deux directions.

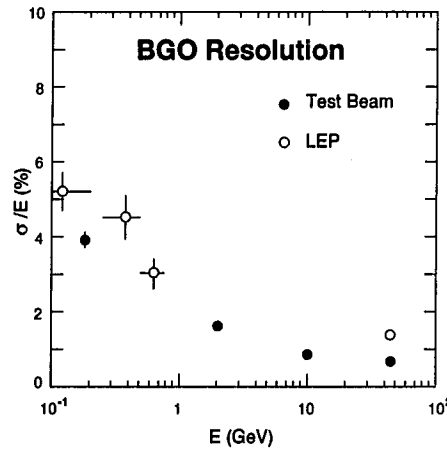


Figure II.11: Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique (figure de gauche) et résolution angulaire (figure de droite).

II.2.5 Les compteurs à scintillation

Il s'agit de 30 plaques de plastique scintillant de 2.9 m de long et 1 cm d'épaisseur qui se trouvent à l'extérieur du BGO juste avant le calorimètre hadronique. Leur rôle est de distinguer les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ des muons cosmiques traversant le détecteur. Le choix de scintillateurs est motivé par la nécessité d'avoir un détecteur rapide avec une bonne résolution en temps (elle est inférieure à 1 ns pour ces compteurs). Les événements cosmiques sont d'une part décorrélés en temps des instants de collision et d'autre part les deux scintillateurs touchés présentent une différence en temps alors qu'ils sont en coïncidence pour des événements $\mu^+\mu^-$. Deux disques de 16 scintillateurs ont été installés à $z = \pm 1$ m en parallèle à l'installation de chambres à muons avant-arrière sur lesquelles nous reviendrons plus bas.

II.2.6 Le calorimètre hadronique (HCAL)

Son rôle est de mesurer l'énergie des hadrons qui interagissent essentiellement avec la matière nucléaire. Il est constitué d'une succession de plaques d'uranium, qui jouent le rôle d'absorbeur à cause leur faible longueur d'interaction nucléaire, intercalées avec des chambres à fils qui permettent de mesurer une partie de la gerbe hadronique.

Le HCAL est composé d'un tonneau couvrant la partie centrale ($35^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$) de rayon externe 1.9 m et de deux bouchons qui complètent l'herméticité jusqu'à $\theta = 5.5^\circ$ et $\theta = 174.5^\circ$ (figure II.12).

La partie centrale est composée d'un alignement de 9 anneaux le long de l'axe Oz et chaque anneau est lui-même constitué de 16 tours en ϕ . Chaque tour contient une cinquantaine de plaques d'uranium de 5 mm d'épaisseur (58 pour les tours des trois anneaux du centre qui sont plus longues et 53 pour les 6 autres anneaux) avec des chambres proportionnelles dont les fils sont alternativement selon z et selon ϕ . Les fils de différentes chambres sont rassemblés pour la lecture menant à une segmentation moyenne de l'ordre de 6 cm en z , 8 cm en r et 2.5° en ϕ (cette segmentation varie et est plus grande à l'entrée des tours où la gerbe est plus dense).

Chaque bouchon est composé de trois anneaux et chaque anneau est divisé en deux ce qui permet un démontage plus facile lors des accès aux autres sous-détecteurs. Chaque anneau est formé de tours correspondant à une segmentation en ϕ de 45° faites d'une succession de plaques d'uranium et de chambres proportionnelles disposées verticalement.

La résolution en énergie obtenue avec le calorimètre hadronique est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 5\% + \frac{55\%}{\sqrt{E}}$$

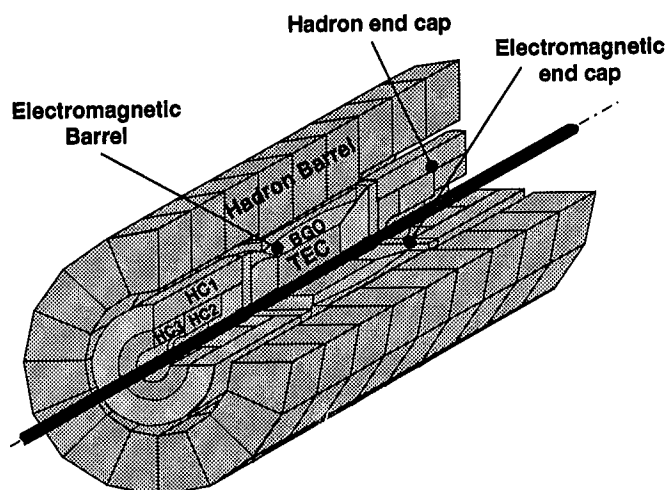


Figure II.12: Vue en perspective du calorimètre hadronique de L3.

II.2.7 Le filtre à muons

Il remplit l'espace entre le tonneau du calorimètre hadronique et le tube support. Son rôle est d'assurer que les seules particules qui interagissent dans les chambres à μ sont les muons. Il doit donc complètement arrêter les hadrons. Il est fait de huit octants de 4 m de long et épais de 20 cm. Chaque octant comprend 6 plaques de laiton de 1 cm d'épaisseur intercalées avec cinq chambres proportionnelles puis cinq plaques de laiton de 1.5 cm. Le filtre à muons apporte 1 longueur d'interaction nucléaire à laquelle s'ajoute celle du tube support (0.5 longueur d'interaction).

II.2.8 Les chambres à muons

Le spectromètre à muon est intercalé entre le tube support et l'aimant. La partie centrale est constituée de huit octants chacun étant une superposition de 3 étages de chambres à dérive, l'un juste à l'extérieur du tube support, l'autre juste avant l'aimant et le troisième à mi-chemin. Les deux étages les plus extérieurs contiennent chacun deux chambres (la figure II.13 montre un octant vu en coupe). Ces chambres sont faites de plans dont les fils sont parallèles à l'axe du faisceau et mesurent précisément le point de passage des muons dans le plan transverse avec une précision de $100\ \mu\text{m}$ à $250\ \mu\text{m}$ selon la distance du point à l'anode (ces chambres à dérive sont appelées *chambres P*). Cette mesure précise des points de passage permet d'accéder à une mesure du rayon de courbure de la trajectoire et donc à une mesure de l'impulsion avec une précision $\frac{\Delta p_T}{p_T} = 2\%$ à 45 GeV.

En plus de ces chambres à dérive, chaque octant contient six *chambres Z* placées de part et d'autre des chambres externes et sous les chambres internes. Elles sont décalées d'une demi-cellule en Z afin de résoudre les ambiguïtés gauche/droite. Chaque anode mesure la position en Z à $550\ \mu\text{m}$ près.

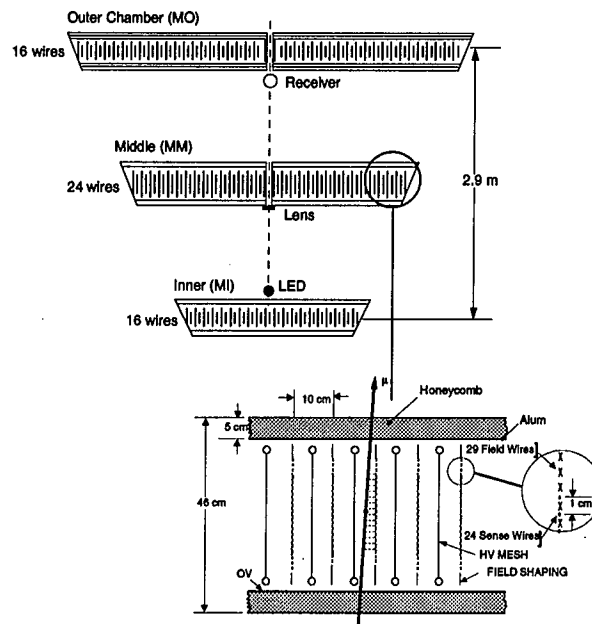


Figure II.13: Un octant du spectromètre à muons.

Cette partie centrale mesure l'impulsion des muons pour $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ et pour compléter la

couverture angulaire à $22^\circ \leq \theta \leq 158^\circ$ des chambres avant-arrière ont été installées en 94 et 95. Chaque partie est constituée de trois couches selon z chacune contenant seize chambres (chaque chambre couvre un demi octant). Ces chambres sont montées sur les portes de l'aimant (la première couche est à l'intérieur et les deux autres à l'extérieur comme le montre la figure II.14). La précision sur la mesure de l'impulsion transverse varie entre 2 et 20% en fonction de l'angle polaire θ .

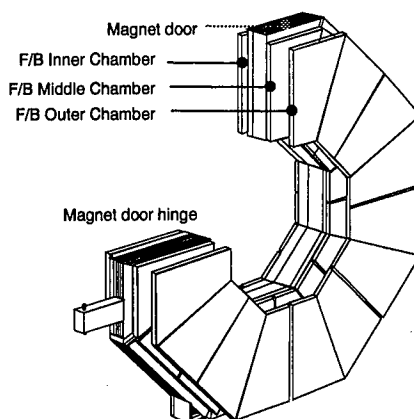


Figure II.14: Une des chambres à μ avant-arrière.

II.2.9 La mesure de la luminosité

Les compteurs de luminosité sont situés à 2.65 m de part et d'autre du point d'interaction (figure II.15). Il s'agit d'une matrice cylindrique de 304 cristaux de BGO de 26 cm de long alignés selon z et couvrant un espace angulaire compris entre 31 et 62 mrad selon θ . Ils mesurent le nombre d'événements Bhabha $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ dont la section efficace est très piquée à l'avant et prédite avec une grande précision par QED . Jusqu'en 1992, des chambres à fils étaient placées devant les cristaux de BGO afin de mesurer avec précision le passage de particules chargées. Depuis 1993, c'est un détecteur au silicium qui remplit ce rôle (SLUM). Il s'agit de trois couches de bandes de silicium dont deux mesurent r (distance à l'axe du faisceau) ϕ étant mesuré par la troisième couche.

La précision sur l'énergie est de 2% à 45 GeV et la résolution angulaire de 0.023° en θ et 0.5° en ϕ . La précision sur la mesure de la luminosité qui était de 0.6% en 1991 atteint aujourd'hui 0.2% et est dominée par une incertitude théorique de 0.16% sur la section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ liée à la contribution du terme d'interférence γ/Z .

II.2.10 Le système de déclenchement

La fréquence à laquelle les faisceaux se croisent dans l'expérience L3 est 91 kHz en mode 8×8 (un croisement toutes les 11 μs) avec seulement une faible fraction de collisions e^+e^- (une toutes les 3 s). Comme la technologie ne nous permet pas d'enregistrer les données à une fréquence supérieure à 10 Hz, si l'information est enregistrée à chaque croisement, seuls 1% des événements sont sélectionnés (l'enregistrement d'un événement induit un temps mort de

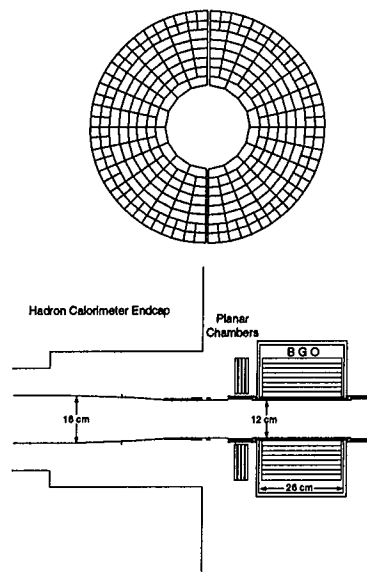


Figure II.15: Le compteur de luminosité en BGO.

500 μs). Il est donc indispensable de signer les événements de physique (en pratique il s'agit d'un compromis entre pouvoir de réjection et efficacité). Au LEP, le taux d'événements est suffisamment faible pour donner la priorité à l'efficacité ce qui nécessite plusieurs niveaux de déclenchement avec des fonctions différentes.

A chaque croisement, l'information est envoyée vers une voie basse résolution (qui correspond aux deux premiers niveaux de déclenchement que nous décrirons plus bas) et une voie haute résolution (disposant d'une information détaillée) constituant le troisième niveau de déclenchement. Le rôle de la voie basse résolution est de prendre une décision rapide, le premier niveau doit décider avant le prochain croisement si un événement de physique s'est produit. Si la réponse du premier niveau est positive, le second niveau qui a déjà l'information prend sa décision en quelques μs . Une réponse positive du second niveau entraîne la lecture de la voie haute résolution avec éventuellement une écriture sur bande.

Le 1^{er} niveau de déclenchement

Il fait le OU logique des cinq déclenchements suivant :

1. Déclenchement en énergie : il utilise une information grossière sur l'énergie déposée dans les calorimètres électromagnétique et hadronique (512 cellules pour le BGO et 384 pour le HCAL). Il faut que l'un des critères suivant soit satisfait :

ENERGIE TOTALE qui est lui-même le OU de :

- Energie totale (BGO + HCAL) > 20 GeV
- Energie totale dans les tonneaux (BGO + HCAL) > 15 GeV
- Energie totale dans le BGO > 20 GeV

- Energie totale dans le tonneau du BGO > 10 GeV

AMAS: une cellule en (θ, ϕ) avec une énergie > 7 GeV

DOUBLE IMPACT: 2 cellules avec une énergie > 5 GeV

PHOTON ISOLÉ: l'énergie dans une cellule du BGO est supérieure à 80% de l'énergie totale déposée dans le calorimètre électromagnétique

2. Déclenchement en multiplicité: 5 des 30 scintillateurs sont touchés dans une fenêtre en temps de 30 ns (efficace pour les événements hadroniques).
3. Déclenchement μ : il déclenche sur les muons d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV.
4. Déclenchement TEC: une trace à moins de 30° d'un amas de plus de 3 GeV ou bien deux traces formant un angle supérieur à 120° .
5. Déclenchement en luminosité: au moins 20 GeV déposés dans les compteurs de luminosité.

Le 2nd niveau de déclenchement

Il s'appuie sur des critères de sélection plus complexes que ceux du premier niveau [8].

Le bruit de fond au déclenchement en énergie est dû aux canaux bruyants du BGO ou au bruit de fond dû à l'uranium du calorimètre hadronique. Il est réduit en appliquant un seuil en énergie variable ainsi qu'en imposant une corrélation spatiale entre les dépôts.

Le fond au déclenchement muon, essentiellement dû aux rayons cosmiques, est réduit en demandant qu'au moins un scintillateur soit touché dans un octant qui a signé le muon.

Le déclenchement TEC dû aux interactions avec le gaz résiduel correspond à des particules de basse impulsion spiralant dans le champ magnétique, si bien que beaucoup de secteurs sont touchés sans qu'une trace soit reconstruite.

Si des traces sont malgré tout reconstruites, le point d'impact de la trace la plus proche du point d'interaction est généralement suffisamment grand pour rejeter l'événement.

En s'appuyant sur ces différents critères, le second niveau de déclenchement parvient à limiter le taux à une dizaine de Hz.

Le 3^{eme} niveau de déclenchement

Le dernier niveau s'appuie sur le même type de sélection que le niveau 2 mais dispose de toute l'information du détecteur et rejette ainsi 50% des événements que celui-ci a accepté ce qui correspond à un taux de déclenchement inférieur à 5 Hz.

Bibliographie

- [1] R. Assman et al., *Energy calibration with resonant depolarization at LEP*, preprint CERN-SL-94-016, CERN, 1994.
- [2] L. Arnaudon et al., *Effects of tidal forces on the beam energy in LEP*, preprint CERN-SL-93-201-DI, CERN, 1993.
- [3] L3 Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A289** (1990) 35
- [4] O. Adriani et al., Nucl. Phys. **32B** (Proc. Suppl.) (1993) 202.
A. Adam et al., *Test beam results from the prototype L3 Silicon Microvertex Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A344** (1994) 521.
B. Alpat et al., Nucl. Instr. and Meth. **A315** (1992) 497.
- [5] L3 BGO collaboration, *Calibration of the L3 electromagnetic calorimeter in electron beam*, L3 Note 1712
- [6] A. Bay et al., Nucl. Instr. and Meth. **A321** (1992) 119.
- [7] J. Wenninger, Thèse de l'université de Genève, n° 2544
- [8] Y. Bertsch et al., Nucl. Instr. and Meth. **A340** (1994) 309.
S.P. Beingessner et al., Nucl. Instr. and Meth. **A340** (1994) 322.

Chapitre III

La sélection des événements

Introduction

Dans ce chapitre je décrirai l'analyse permettant la sélection des événements neutralinos dans le canal :

$$e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0 e^+e^- \quad (\text{III.1})$$

Cette analyse se décompose en deux parties :

- reconstruction et sélection d'événements avec deux électrons dans l'état final.
- sélection spécifique des événements neutralinos et réjection des fonds du modèle standard.

Après la description de cette analyse, je donnerai les résultats obtenus à LEP 1.

Dans l'expérience L3, la recherche de neutralinos a aussi été menée dans les canaux $\mu^+\mu^- \cancel{E}$ et $q\bar{q} \cancel{E}$. En effet, dans le processus III.1 la paire e^+e^- peut être remplacée par n'importe quelle paire $f\bar{f}$. Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, le processus $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\gamma$ est aussi possible. La recherche correspondante a elle aussi été menée dans L3.

Je décrirai succinctement les sélections correspondant à ces trois canaux ainsi que leurs résultats car c'est la combinaison de ces différentes recherches qui sera interprétée dans le chapitre suivant.

III.1 Sélection d'un état final à deux électrons

Pour sélectionner les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$ il faut d'abord sélectionner des événements avec deux électrons dans l'état final. Cette partie de la sélection s'appuie d'une part sur l'information fournie par le calorimètre électromagnétique pour la mesure de l'énergie et la caractérisation des gerbes électromagnétiques et d'autre part sur le détecteur de traces (TEC) pour distinguer électrons et photons d'autre part.

III.1.1 Mesure et sélection de dépôts électromagnétiques

Comme nous l'avons vu lors de la description du détecteur, le calorimètre électromagnétique en BGO conduit à mesure précise de l'énergie qui y est déposée. De plus, la segmentation transverse liée au choix de cristaux de petite dimension transverse (en moyenne 2° d'ouverture) permet de connaître la forme latérale des dépôts d'énergie.

Reconstruction des amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique

1. Localisation des dépôts d'énergie

Les cristaux pris en compte lors de la reconstruction sont ceux dans lesquels une énergie supérieure à 2 MeV a été déposée. À partir de ces cristaux sont construits des ensembles de cristaux touchés contigus (deux cristaux qui ont un coin en commun sont contigus). Chacun de ces ensembles n'est pris en compte que si l'énergie totale qui y est déposée est supérieure à 40 MeV. À l'intérieur de ces groupes de cristaux sont déterminés les maxima locaux. Un maximum local est défini comme étant un cristal ayant enregistré une énergie supérieure à celle de tous les cristaux qui lui sont contigus.

2. Détermination précise du point d'impact

On se place dans un repère (O, x, y) où O est le milieu du cristal central (celui qui contient le maximum local) et les axes (O, x) et (O, y) définissent le plan contenant la face d'entrée du cristal.

Une première estimation de la position (X_{cdg}, Y_{cdg}) du centre de gravité de la gerbe électromagnétique est obtenue en considérant le cristal central et les huit cristaux qui lui sont contigus :

$$X_{cdg} = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i \cdot X_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad ; \quad Y_{cdg} = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i \cdot Y_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad (\text{III.2})$$

où E_i est l'énergie déposée dans le cristal i et (X_i, Y_i) la position du centre du cristal correspondant.

Cependant, cette estimation ne prend pas en compte la forme de la gerbe comme on peut s'en rendre compte en considérant deux cas extrêmes :

- *la gerbe est concentrée en un point* : tant que ce point reste à l'intérieur du cristal central, l'estimation donnée par III.2 pour (X_{cdg}, Y_{cdg}) est $(0, 0)$ soit le centre du cristal; l'estimation est alors particulièrement fautive puisque l'incertitude sur X_{cdg} est égale au demi-côté d'un cristal soit approximativement 1 cm.

- la forme transversale de la gerbe est carrée et la distribution d'énergie est uniforme sur le carré : l'estimation donnée par III.2 est alors exactement la position du point d'impact.

Pour le calorimètre électromagnétique de L3, la fonction donnant la position précise du barycentre $(X_{cdg}^{corr}, Y_{cdg}^{corr})$ de la gerbe connaissant (X_{cdg}, Y_{cdg}) a été déterminée par la simulation et les tests en faisceau :

$$X_{cdg}^{corr} = \alpha \arctan(\beta X_{cdg}) + \gamma X_{cdg} \quad (\text{III.3})$$

avec $\alpha = 6.03 \text{ mm}$, $\beta = 0.53 \text{ mm}^{-1}$ et $\gamma = 0.215$. Cette fonction ramène le point d'impact vers le centre du cristal quand X_{cdg} et Y_{cdg} sont grands et l'écarte du centre lorsqu'il en est proche.

Pour la suite, nous appellerons amas ou dépôt dans le calorimètre électromagnétique (ou encore dépôt BGO) tout maximum local comme défini ci-dessus. Cet amas est déterminé par son énergie mesurée dans le BGO (voir ci-dessous) et ses angles $(\theta_{BGO}, \phi_{BGO})$ déterminés à partir de $(X_{cdg}^{corr}, Y_{cdg}^{corr})$ connaissant la position du cristal central de l'amas dans le système de référence de L3.

Mesure de l'énergie des dépôts électromagnétiques

Pour chaque amas électromagnétique sont définies deux sommes permettant de caractériser sa forme latérale :

- S_1 : énergie déposée dans le cristal le plus énergétique
- S_9 : énergie déposée dans la matrice de cristaux (3, 3) autour du maximum

Pour un électron ou un photon de 10 GeV dont le point d'impact est le centre de la face d'entrée du cristal, S_9 est égale à 93% de l'énergie de la particule. Si l'on appelle E l'énergie de la particule incidente on a la relation :

$$E = \frac{S_9}{0.93} \quad (\text{III.4})$$

Pour une particule dont le point d'impact n'est pas au centre du cristal, l'énergie se répartit différemment. L'énergie n'est alors plus seulement fonction de S_9 mais aussi du point d'impact. Plus on s'éloigne du centre du cristal et plus S_1 représente une faible fraction de S_9 , S_1/S_9 peut donc absorber la dépendance du point d'impact.

On peut alors, au lieu de paramétrer l'énergie de la particule en fonction de S_9 et du point d'impact, la donner en fonction de S_9 et de S_1/S_9 ce qui permet de ne manipuler que deux énergies. On définit donc S_9^{corr} l'énergie déposée dans 9 cristaux et corrigée du point d'impact, l'énergie de la particule incidente étant alors donnée par :

$$E = S_9^{corr} = \frac{S_9}{0.1231 \cdot \frac{S_1}{S_9} + 0.8222}$$

Pour la suite, c'est S_9^{corr} que nous utiliserons pour estimer l'énergie d'une particule qui a laissé un dépôt dans le calorimètre électromagnétique.

Identification d'un dépôt électromagnétique

1. Un premier critère simple

On peut, en utilisant uniquement S_1 et S_9 , rejeter les dépôts électromagnétiques où en fait un seul cristal est touché (particule au minimum d'ionisation ou bruit électronique) en réclamant que l'énergie du cristal central ne soit pas une fraction trop importante de l'énergie de l'amas (en pratique inférieure à 95%).

La figure III.1 montre les formes de deux dépôts : le premier correspond à celui d'un photon (ou d'un électron) et le second à celui d'un hadron. Le photon développe une gerbe beaucoup moins étendue transversalement que le hadron, l'énergie de la gerbe étant essentiellement concentrée sur un cristal. Partant de cette constatation, un premier critère permettant de distinguer les particules électromagnétiques (photons et électrons) a été élaboré. En effet, on peut définir S_{25} l'énergie déposée dans la matrice de cristaux (5, 5)

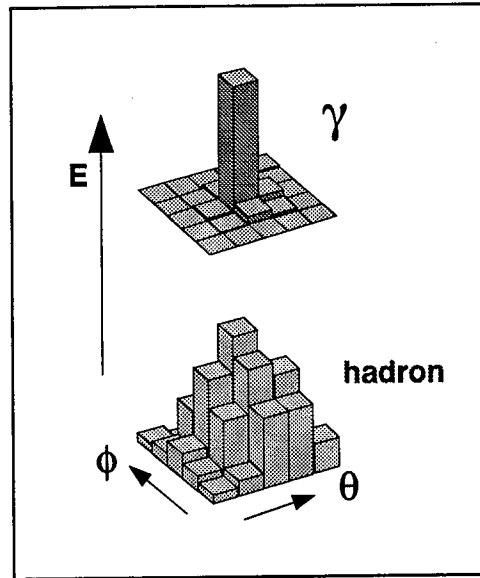


Figure III.1: Différence entre le développement latéral d'une gerbe créée par un photon et celle développée par un hadron dans le BGO.

autour du maximum tout comme nous avons défini S_9 . On peut ensuite établir la relation entre S_{25} et l'énergie de la particule si elle frappe au centre du cristal puis la corriger de son point d'impact. On trouve alors :

$$E = S_{25}^{corr} = \frac{S_{25}}{0,1241 \cdot \frac{S_1}{S_{25}} + 0,8713}$$

Un premier critère d'électromagnéticité est alors obtenu en considérant :

$$\rho_{BGO} = \frac{S_9^{corr}}{S_{25}^{corr}} \quad (\text{III.5})$$

En effet, pour des électrons de 10 GeV on a $\rho_{BGO} = 1$ et la distribution de ρ_{BGO} pour des électrons de 10 GeV est donc une gaussienne centrée sur 1. La figure III.2 montre

la distribution de ρ_{BGO} pour des électrons d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ des données. Demander que ρ_{BGO} soit compris entre 0.95 et 1.04 permet de sélectionner des électrons et des photons sur une large gamme d'énergie.

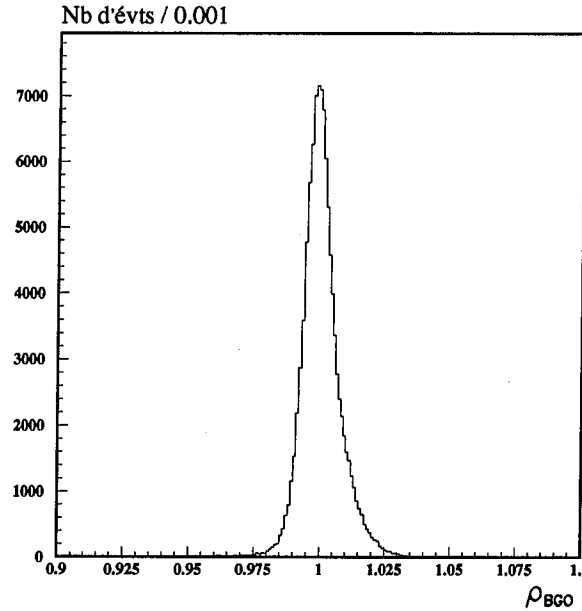


Figure III.2: Distributions de ρ_{BGO} pour des électrons d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ des données.

2. Un critère plus sophistiqué

Le critère d'électromagnétisme précédent a plusieurs limitations. Tout d'abord, pour des particules de faible énergie (inférieure à 3 GeV) S_9^{corr} n'est pas adaptée car la gerbe est moins développée latéralement. C'est alors S_6^{corr} qui est utilisée et une nouvelle méthode de calibration est requise [1].

De plus, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la géométrie des bouchons est plus compliquée que celle du tonneau (il n'y a pas de structure matricielle) et S_9 n'est plus définie aussi simplement, la difficulté étant de choisir correctement les voisins du cristal le plus énergétique. Enfin, lorsque les points d'impact de deux particules sont proches l'un de l'autre, S_{25} est perturbée et l'on ne peut plus appliquer aussi efficacement le critère précédent.

C'est principalement pour cette dernière raison qu'a été mis au point un critère plus sophistiqué [2] et basé sur un χ^2 comparant la forme de la gerbe développée avec celle d'une gerbe électromagnétique typique :

$$\chi^2_{BGO} = \sum_{i=1}^9 \frac{(Fr^i - Fr_{em}^i(X, Y, S_9))^2}{\sigma_i^2(X, Y, S_9)}$$

où Fr^i est la fraction d'énergie déposée par la gerbe dans le $i^{ème}$ cristal par rapport à S_9 , $Fr_{em}^i(X, Y, S_9)$ la fraction d'énergie déposée par un électron d'énergie $E = S_9$ et dont le point d'impact est en (X, Y) et $\sigma_i^2(X, Y, S_9)$ la largeur de cette distribution, ces deux

grandeurs ayant été mesurées en faisceau test.

La figure III.3 montre la distribution de χ^2_{BGO} (non normalisé) pour le tonneau et les bouchons avec les coupures typiques permettant de sélectionner les gerbes électromagnétiques et que nous utiliserons par la suite :

- $\chi^2_{BGO} < 5$ pour le tonneau
- $\chi^2_{BGO} < 30$ pour les bouchons

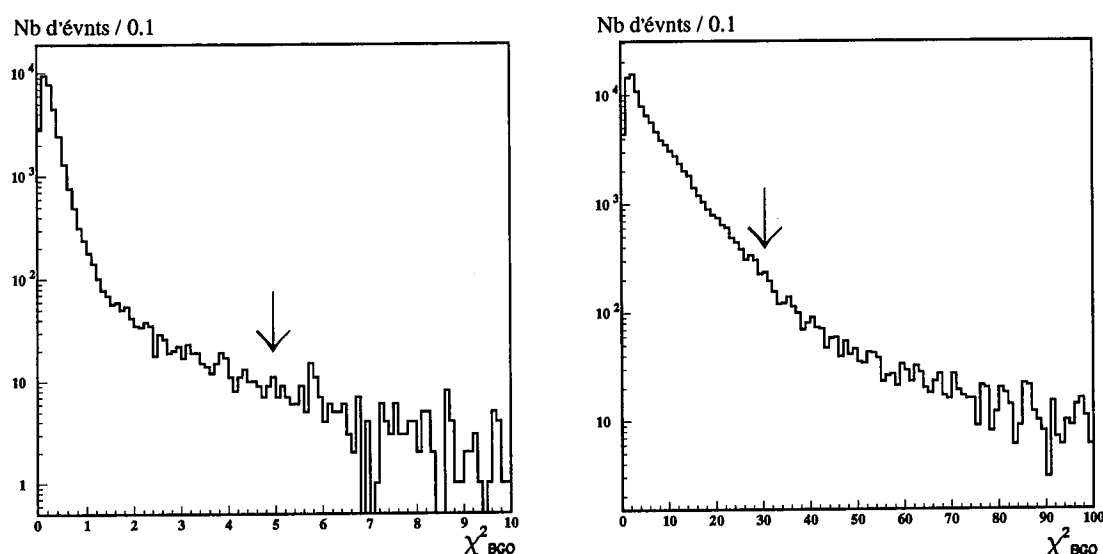


Figure III.3: Distribution de χ^2_{BGO} pour des électrons d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ des données. A gauche se trouve la distribution pour le tonneau et à droite pour les bouchons.

L'acceptance angulaire du calorimètre électromagnétique

L'énergie d'un dépôt électromagnétique étant S_9^{corr} , il faut que cette somme puisse être définie. Le calorimètre électromagnétique s'étend de 10° à 170° avec deux zones non instrumentées entre $[37^\circ; 42.5^\circ]$ et $[137.5^\circ; 143^\circ]$ (voir le chapitre V). La somme S_9^{corr} ne peut donc être définie que lorsque le point d'impact de l'électron est à plus de 2° des bords du calorimètre (un cristal de BGO correspond en moyenne à un angle de 2° d'ouverture). L'acceptance angulaire du calorimètre électromagnétique est donc donnée par :

- $\theta_{BGO} \in [12^\circ; 168^\circ]$
- $\theta_{BGO} \notin [35^\circ; 44.5^\circ], [135.5^\circ; 145^\circ]$

III.1.2 Sélection de particules chargées

La section précédente a permis de montrer comment sélectionner photons et électrons par la forme de leur dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Le signal recherché est constitué de deux électrons et c'est l'utilisation du détecteur de traces (TEC) qui va nous permettre de sélectionner les électrons qui seront définis comme des dépôts BGO satisfaisant aux critères d'électromagnéticité et identifiés comme chargés.

Description d'un secteur de la TEC

La TEC a été décrite dans le chapitre précédent, je rappellerai simplement ici les points qui concernent plus spécifiquement notre analyse. La figure III.4 représente la configuration de l'un des 12 secteurs de la TEC (30° d'ouverture en ϕ chacun). Intéressons-nous aux fils d'anode car ce sont eux qui fournissent les signaux. En partant de l'axe du faisceau (axe Oz) on trouve d'abord 8 fils espacés de 4.8 mm placés sur la bissectrice du secteur, ces fils font partie de la TEC interne. La droite joignant l'extrémité du premier fil et le point de collision fait un angle $\theta = 12.5^\circ$ avec l'axe Oz , on ne peut donc pas identifier les particules chargées en-dessous de cet angle.

Puis on trouve 54 fils faisant partie de la TEC externe, les plans de fils de la TEC externe et ceux de la TEC interne étant décalés en ϕ afin de lever une éventuelle ambiguïté gauche droite. Lorsqu'une anode est touchée lors du passage d'une particule chargée, nous avons accès à la distance entre l'anode et le point de passage de la particule par la mesure du temps de dérive. L'information délivrée par la TEC est donc un ensemble de points de mesure dans le plan transverse que nous appellerons les points (ou impacts) $(X, Y)_{TEC}$. Comme nous l'avons vu dans la description de la TEC, sur les 54 fils de la TEC externe, 9 disposent d'une lecture gauche/droite permettant de lever l'ambiguïté sur le passage de la particule, pour tous les autres fils un temps de dérive correspond en fait à deux points de passage possibles.

Reconstruction des traces dans la TEC

La TEC fournit un ensemble de points de mesure dans le plan transverse avec une précision de $30\mu\text{m}$. La reconstruction des traces se fait en partant des ensembles de points adjacents (doublets). Des impacts TEC sont adjacents si les fils fournissant les deux points sont consécutifs quand on les numérote de 1 à 62 de l'intérieur vers l'extérieur. Parmi ces doublets on cherche les triplets (ensemble de doublets adjacents) puis les segments (ensemble de triplets adjacents qui présentent la même courbure). Tout ensemble contenant au moins un segment peut constituer une trace. Cette trace est déterminée en cherchant la trajectoire la plus probable correspondant aux impacts utilisés à l'intérieur des incertitudes de $30\mu\text{m}$ sur chaque point de mesure.

Efficacité d'identification des particules chargées à l'aide des traces TEC

1. Définition

Cette efficacité est la probabilité qu'à un dépôt électromagnétique dû à une particule chargée soit associée une trace. Il s'agit donc du produit de l'efficacité de reconstruction des traces (probabilité pour qu'une trace soit reconstruite lorsqu'une particule chargée passe dans la TEC) par l'efficacité d'association des traces TEC au dépôt électromagnétique

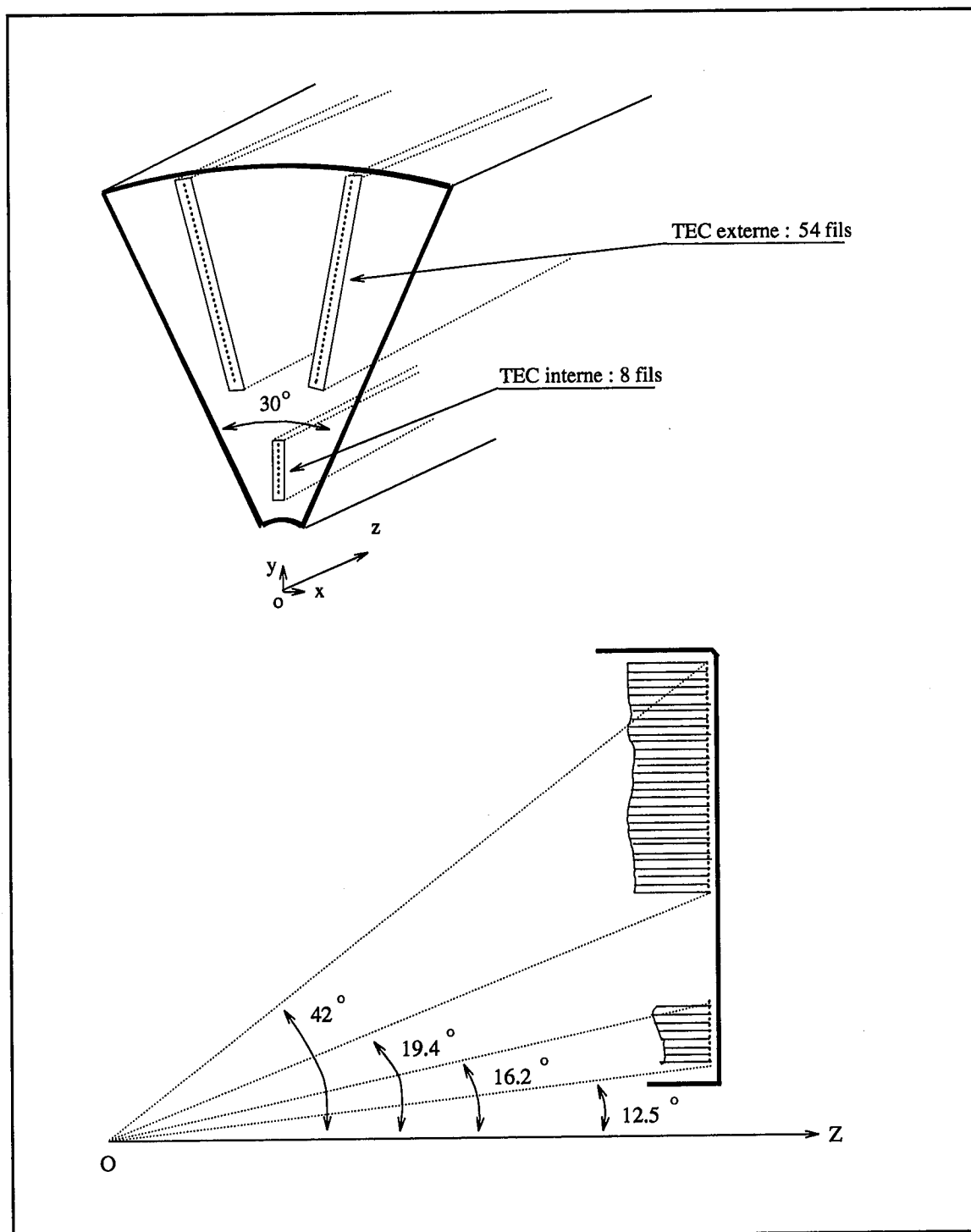


Figure III.4: *Un secteur de la TEC : vues transverse et longitudinale.*

(probabilité pour qu'une trace TEC correspondant à un dépôt BGO et reconstruite soit effectivement associée au dépôt).

2. Quels événements utiliser pour déterminer cette efficacité?

Pour déterminer cette efficacité, il faut sélectionner des lots de particules chargées en utilisant uniquement l'information donnée par les sous-détecteurs de L3 autres que la TEC. Nous avons donc sélectionné des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ à l'aide des coupures suivantes :

- Energie mesurée dans le BGO comprise entre 80 et 100 GeV.
- Nombre de dépôts électromagnétiques ≤ 3 .
- Acolinéarité $\leq 5^\circ$ (voir plus bas pour la définition de l'acolinéarité entre les électrons).
- Sélection de gerbes électromagnétiques à l'aide du χ^2_{BGO} comme décrit ci-dessus.

On sélectionne ainsi 48138 événements parmi les données 93 soit 96276 électrons. Une trace TEC est associée à un dépôt BGO si :

$$\Delta\phi = |\phi_{BGO} - \phi_{TEC}| \leq 1.5^\circ \quad (\text{III.6})$$

où ϕ_{BGO} (resp. ϕ_{TEC}) est l'angle que fait dans le plan transverse le dépôt électromagnétique (resp. le point extrapolé depuis la trace TEC jusqu'au BGO) avec l'axe Ox .

3. Résultats

La figure III.5 montre la fraction de ces dépôts BGO auxquels on a effectivement associé une trace en fonction de l'angle polaire du dépôt électromagnétique θ_{BGO} . Pour $25^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$ plus de 95% des particules chargées sont associées à une trace reconstruite dans la TEC. Par contre, cette efficacité chute rapidement à zéro dès que $\theta \leq 25^\circ$ ou $\theta \geq 165^\circ$. Les trous dans la distribution autour de $\theta = 40^\circ$ et $\theta = 140^\circ$ correspondent à une absence d'instrumentation du calorimètre électromagnétique (voir chapitre V) et ne sont donc pas liés à la TEC.

Un critère de charge plus efficace

1. Pourquoi ne pas utiliser les traces TEC comme critère de charge?

Les traces chargées sont reconstruites dans L3 avec l'objectif de pouvoir mesurer l'impulsion de la particule par la relation entre la courbure de la trace et l'impulsion. Or, le signal recherché est constitué de deux électrons dont l'énergie est mesurée par le calorimètre électromagnétique avec une précision supérieure à celle que l'on peut obtenir en mesurant l'impulsion d'une trace associée à un dépôt électromagnétique. Nous n'utiliserons donc pas la TEC pour mesurer l'impulsion des électrons mais simplement pour nous assurer qu'un dépôt électromagnétique est associé à une particule chargée afin de faire une réjection photons/électrons. Dans l'objectif d'augmenter l'acceptance du signal aux petits angles (pour la suite *petits θ* ou *petits angles* signifie non seulement $\theta \leq 25^\circ$ mais aussi $\theta \geq 165^\circ$) nous avons utilisé un critère de charge moins contraignant que les traces. Plutôt que de déclarer chargé un dépôt électromagnétique uniquement lorsqu'une trace lui est rattachée, on peut lui associer directement les points $(X, Y)_{TEC}$ qui sont donnés par les fils touchés et qui sont ensuite utilisés pour reconstruire les traces.

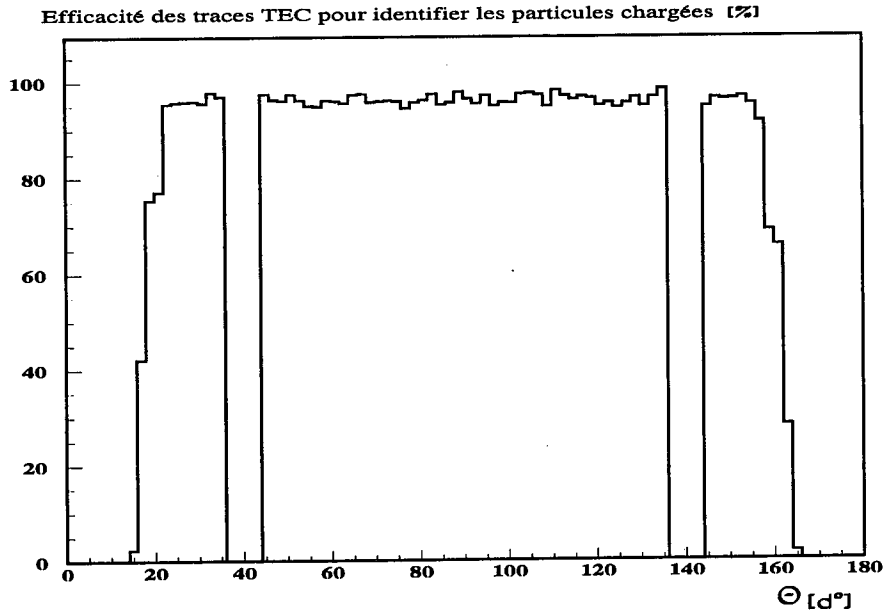


Figure III.5: Efficacité d'identification des particules chargées à l'aide des traces reconstruites par la TEC en fonction de l'angle polaire.

2. Comment utiliser l'information élémentaire fournie par la TEC ?

Un point $(X, Y)_{TEC}$ correspondant à un fil touché est associé à un dépôt dans le BGO si :

- $|\phi_{BGO} - \phi_{TEC}| \leq 1.5^\circ$

ϕ_{BGO} est l'angle que fait le dépôt mesuré dans le calorimètre électromagnétique avec l'axe Ox et ϕ_{TEC} celui de l'impact TEC. La coupure sur $|\phi_{BGO} - \phi_{TEC}|$ doit être suffisamment large pour prendre en compte tous les fils touchés par un électron sans prendre trop de bruit, d'où le choix de 1.5° qui est celui de la coupure sur $\Delta\phi$ lorsqu'on associe une trace à un dépôt électromagnétique.

- $\theta_{BGO} \geq \theta_{MIN}(anode) - 1.5^\circ$

Cette coupure prend en compte le fait qu'un fil dont l'extrémité fait un angle $\theta_{MIN}(anode)$ avec le point de collision ne peut être touché par une particule dont l'angle polaire lui est inférieur. Une autre manière de voir cette coupure est de se placer dans le plan transverse et de considérer $r_{BGO} = \sqrt{X_{BGO}^2 + Y_{BGO}^2}$ (resp. r_{anode}) distance entre le dépôt BGO (resp. le fil) et l'axe du faisceau. Un fil ne peut être touché par une particule que si r_{BGO} est supérieur à r_{anode} .

Par contre, il faut prendre en compte l'incertitude sur la mesure de l'angle polaire θ_{BGO} du dépôt électromagnétique ce qui est fait en prenant $\theta_{MIN}(anode) - 1.5^\circ$ comme limite inférieure à θ_{BGO} .

Le but principal de cette coupure est de minimiser la contribution du bruit de la TEC

(impacts mesurés ne correspondant pas au passage d'une particule chargée) et joue un rôle important aux petites valeurs de θ_{BGO} pour lesquelles le bruit potentiel est important car la plupart des fils ont un $\theta_{MIN}(anode)$ supérieur à θ_{BGO} et ne peuvent donc être associés à ce dépôt que par du bruit. Cette coupure élimine tous ces fils et l'on peut ainsi avoir un critère de charge très lâche qui va nous permettre de conserver les électrons pointant à petit θ qui est la région dans laquelle l'efficacité de reconstruction des traces est très faible.

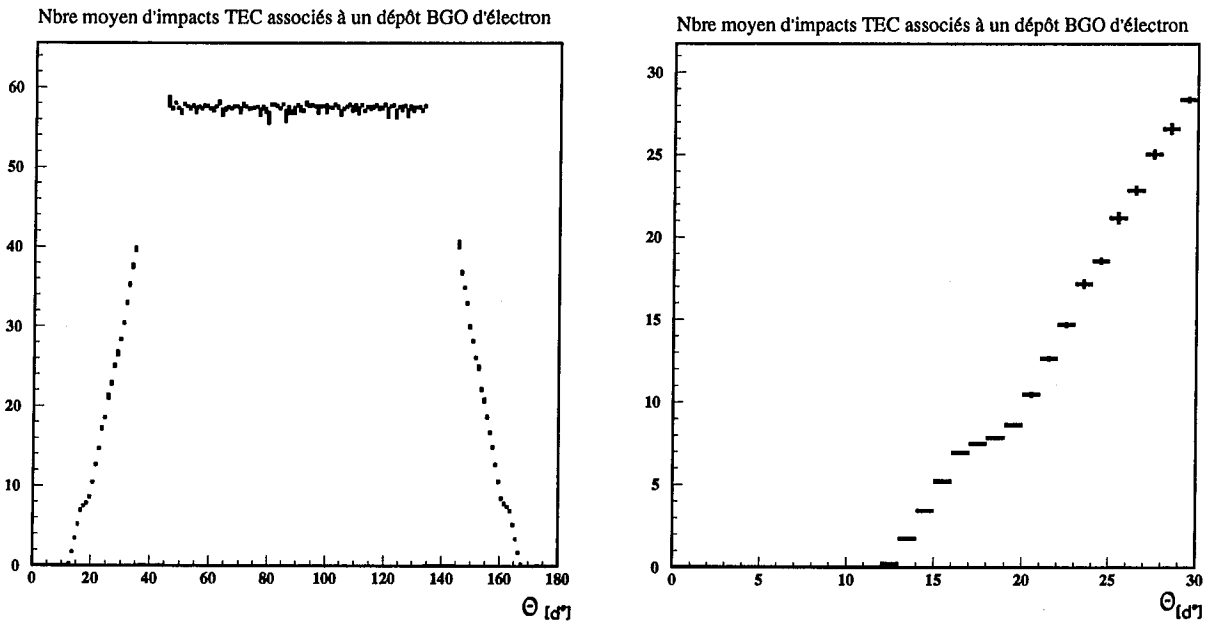


Figure III.6: Nombre moyen d'impacts TEC associés au dépôt calorimétrique d'un électron en fonction de son angle polaire. La figure de droite montre un agrandissement de la distribution pour $\theta \leq 30^\circ$ où l'on remarque le passage entre la TEC interne et la TEC externe pour θ compris entre 16° et 20° .

3. Efficacité du nouveau critère de charge

La figure III.6 montre la distribution du nombre moyen de points d'impacts $(X, Y)_{TEC}$ associés à un dépôt BGO en fonction de son angle polaire θ_{BGO} pour les événements Bhabha sélectionnés précédemment ainsi qu'un agrandissement pour la région $\theta \leq 30^\circ$ qui est la région qui nous intéresse plus particulièrement (la distribution est symétrique pour $\theta \geq 150^\circ$). Ce nombre évolue sinusoidalement avec θ_{BGO} (il évolue linéairement avec $\sin(\theta_{BGO})$ car la distance entre les fils est constante). Entre $\theta = 42^\circ$ et $\theta = 138^\circ$ ce nombre est constant et proche du maximum de fils touchés soit 62 (la moyenne est 59). On remarque aussi sur la figure III.6 le passage entre la TEC interne et la TEC externe entre $\theta = 16^\circ$ et $\theta = 20^\circ$. En effet, entre ces deux valeurs il n'y a pas de nouvelles anodes et le nombre moyen de fils touchés est constant et égal au nombre de fils de la TEC interne. La figure III.7 illustre ces explications.

En choisissant de déclarer chargé un dépôt BGO si au moins 6 impacts $(X, Y)_{TEC}$ lui sont associés (ce choix est justifié plus loin), on améliore sensiblement l'efficacité de la TEC comme le montre la figure III.8.

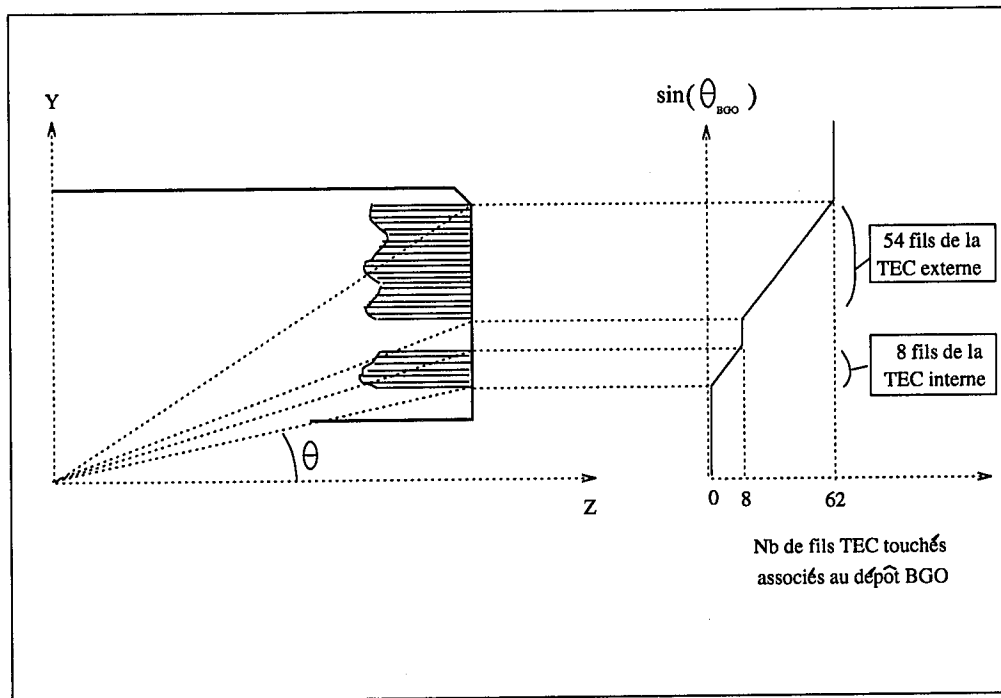


Figure III.7: Nombre de points d'impacts TEC associés au dépôt BGO d'un électron en fonction de θ_{BGO} angle polaire du dépôt dans le calorimètre électromagnétique. A gauche se trouve une coupe transverse de la TEC (ce schéma illustre la figure précédente).

4. Le niveau de bruit dans la TEC est-il suffisamment bas pour utiliser ce critère de charge?

Cette coupure n'est cependant acceptable que si le bruit moyen de la TEC lui est largement inférieur sans quoi on risque d'identifier des photons comme étant des électrons. Pour s'affranchir des périodes de fonctionnement pendant lesquelles le niveau de bruit dans la TEC est particulièrement élevé, il suffit de demander que le nombre de points d'impacts dans la TEC soit inférieur à 200 (pour des événements avec deux électrons dans l'état final le nombre de points d'impacts est au plus de l'ordre de 120). L'étude du bruit de la TEC en période de fonctionnement normal a été réalisée sur les données à l'aide de la sélection d'événements Bhabha que nous avons utilisée précédemment.

Pour chaque électron de ces événements Bhabha, nous avons supposé qu'il y avait un dépôt BGO au même angle θ et avec un angle ϕ décalé de $\pi/2$. A ce dépôt qui n'existe pas, nous avons associé des impacts TEC comme nous le faisons pour celui d'un électron. Si le bruit de la TEC était nul, le nombre d'impacts TEC associés à ce dépôt inexistant serait nul. La figure III.9 donne la fraction des dépôts qui ont plus de 5 impacts associés en fonction de l'angle polaire ce qui correspond à la probabilité de prendre pour chargé un dépôt qui ne l'est pas. La coupure précédente est ainsi justifiée puisque cette probabilité est de l'ordre de 2%.

5. Conclusion

Nous avons vu que l'utilisation des traces comme critère de charge risquait de faire chuter fortement l'efficacité de sélection des électrons en dessous de $\theta \leq 25^\circ$. L'utilisation des traces ne se justifiant pas dans notre analyse puisque nous mesurons l'énergie des électrons avec le calorimètre électromagnétique, nous avons établi un critère de charge qui, bien

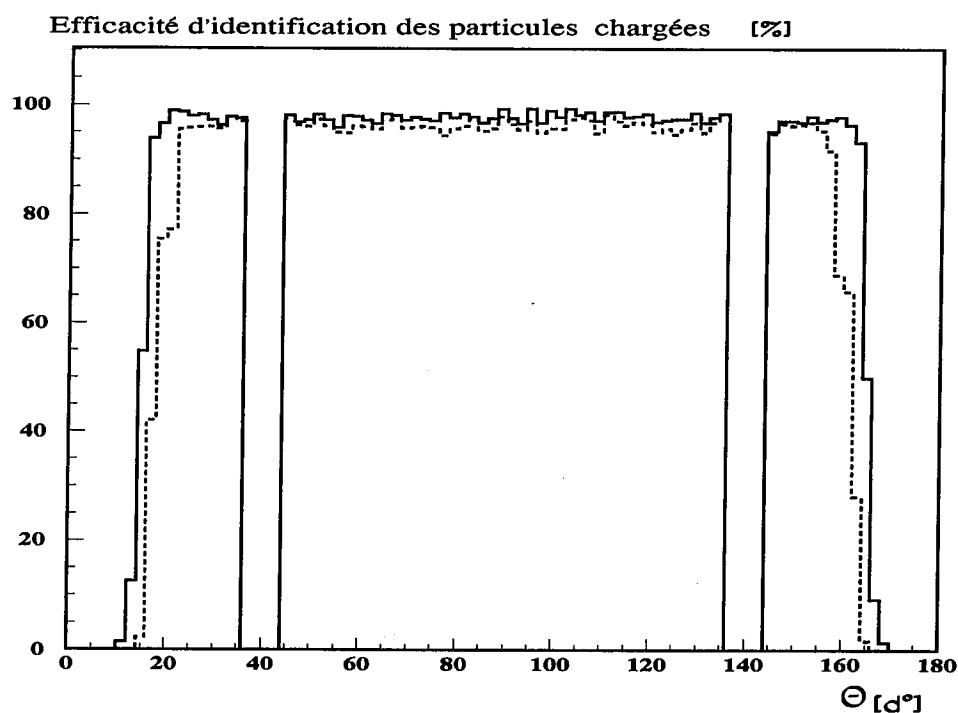


Figure III.8: Amélioration de l'efficacité de la TEC en prenant comme critère de charge au moins 6 impacts TEC associés au dépôt calorimétrique (en pointillés efficacité en demandant qu'une trace soit associée).

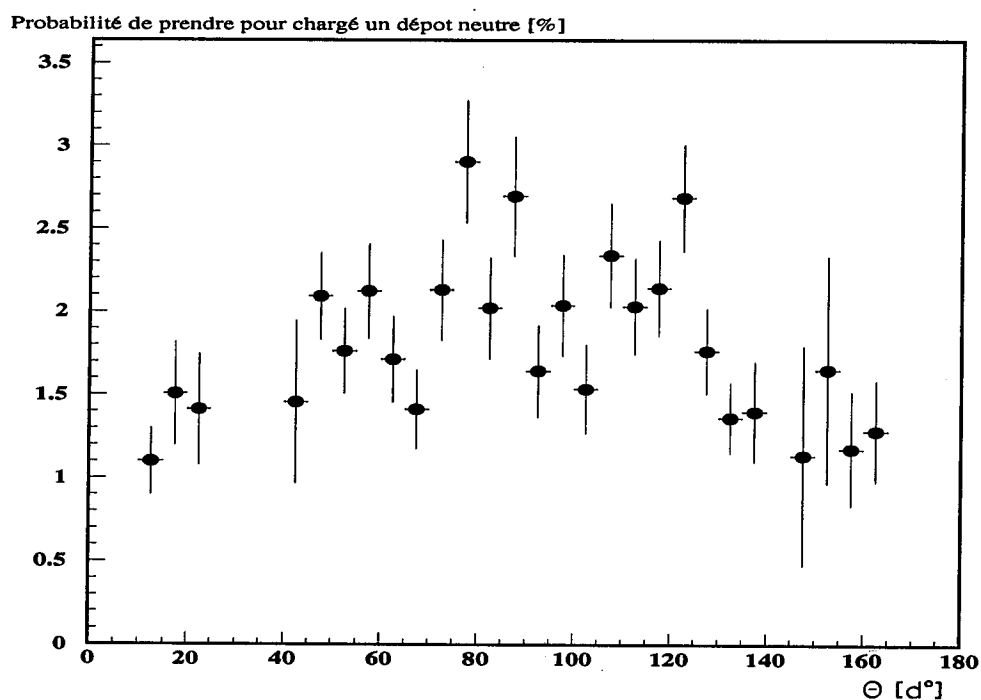


Figure III.9: Bruit de la TEC: fraction des dépôts électromagnétiques non chargés qui ont plus de 5 impacts TEC associés.

que lâche, est acceptable car le niveau de bruit dans la TEC correspondant à ce critère est suffisamment bas. Nous avons ainsi sensiblement étendu la sélection des électrons aux petites valeurs de θ .

III.1.3 Résumé : sélection des électrons dans l'expérience L3

Les deux sections précédentes ont montré que les coupures qui vont nous permettre de sélectionner des électrons sont :

- $\chi^2_{BGO} < 5$ pour le tonneau et 30 pour les bouchons
- Au moins 6 impacts TEC associés au dépôt BGO
- Acceptance angulaire : $\theta_{BGO} \in [12^\circ; 168^\circ]$ et $\theta_{BGO} \notin [35^\circ; 44,5^\circ], [135,5^\circ; 145^\circ]$

III.2 Signal et Bruits de fond

Dans cette section, je décrirai succinctement le signal recherché : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$ puis les bruits de fond correspondant. Les détails concernant les caractéristiques des différents processus seront précisés lors de la description de la sélection à partir des coupures spécifiques à chaque fond.

III.2.1 Le Signal

Processus de production

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, la production de neutralinos dans le canal $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0e^+e^-$ se fait par l'intermédiaire de plusieurs graphes : trois graphes mènent à un état $\chi_1^0\chi_2^0$ et trois graphes permettent la désintégration du χ_2^0 en $\chi_1^0e^+e^-$ l'état final étant toujours constitué d'une paire e^+e^- et d'une paire $\chi_1^0\chi_1^0$.

La caractéristique principale de l'état final

La cinématique de la paire e^+e^- dépend fortement des masses du χ_1^0 et du χ_2^0 , il faut donc s'attendre à ce que les efficacités de sélection soient elles aussi dépendantes des masses des neutralinos. En toute généralité, le signal est donc constitué d'une paire e^+e^- et de deux particules manquantes. Ces deux particules manquantes vont signaler leur présence par de l'énergie manquante (différence entre l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ et l'énergie mesurée dans le détecteur). Tout processus décrit par le modèle standard et dont l'état final peut nous apparaître comme étant constitué de e^+e^- et d'énergie manquante est donc un fond possible.

III.2.2 Les bruits de fond

Les graphes des différents bruits de fond sont représentés sur la figure III.10.

La diffusion Bhabha

Il s'agit des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ pour lesquels, a priori, il n'y a pas d'énergie manquante et ceci devrait en principe suffire à rejeter ces événements. Cependant, lorsque le processus est radiatif (un ou plusieurs photons émis dans l'état initial ou final) et que l'un des photons n'est pas mesuré, ce processus peut contribuer au fond. Une bonne étude de ce fond sera essentiellement fonction de la qualité de la simulation des inefficacités du détecteur car ce sont elles qui rendent ce processus similaire au signal.

La production de paires $\tau^+\tau^-$

Lorsque chaque τ se désintègre dans le canal électron le processus est $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+e^-\bar{\nu}_e\nu_e\bar{\nu}_\tau\nu_\tau$ menant dans 3% des cas à un état final e^+e^- avec quatre particules non mesurées. La caractéristique de ce bruit de fond est donc son extrême similitude avec le signal indépendamment de l'efficacité du détecteur : lorsqu'au moins deux particules parmi les neutrinos et anti-neutrinos sont suffisamment énergétiques, l'état final est constitué de deux électrons et deux particules contribuant fortement à l'énergie manquante, les neutrinos simulant les neutralinos.

Les interactions $\gamma\gamma$

Il s'agit de l'un des processus qui mènent à un état final à 4 électrons dont la caractéristique est que les deux électrons entrant (qui sont aussi sortant) sont diffusés à petit angle et généralement non mesurés à cause de l'absence d'instrumentation près de la ligne de faisceau. L'état final est donc constitué de deux électrons avec de l'énergie manquante. Ce processus peut aussi participer au fond lorsqu'une paire $\tau^+\tau^-$ est produite et que les désintégrations se font dans le canal électron.

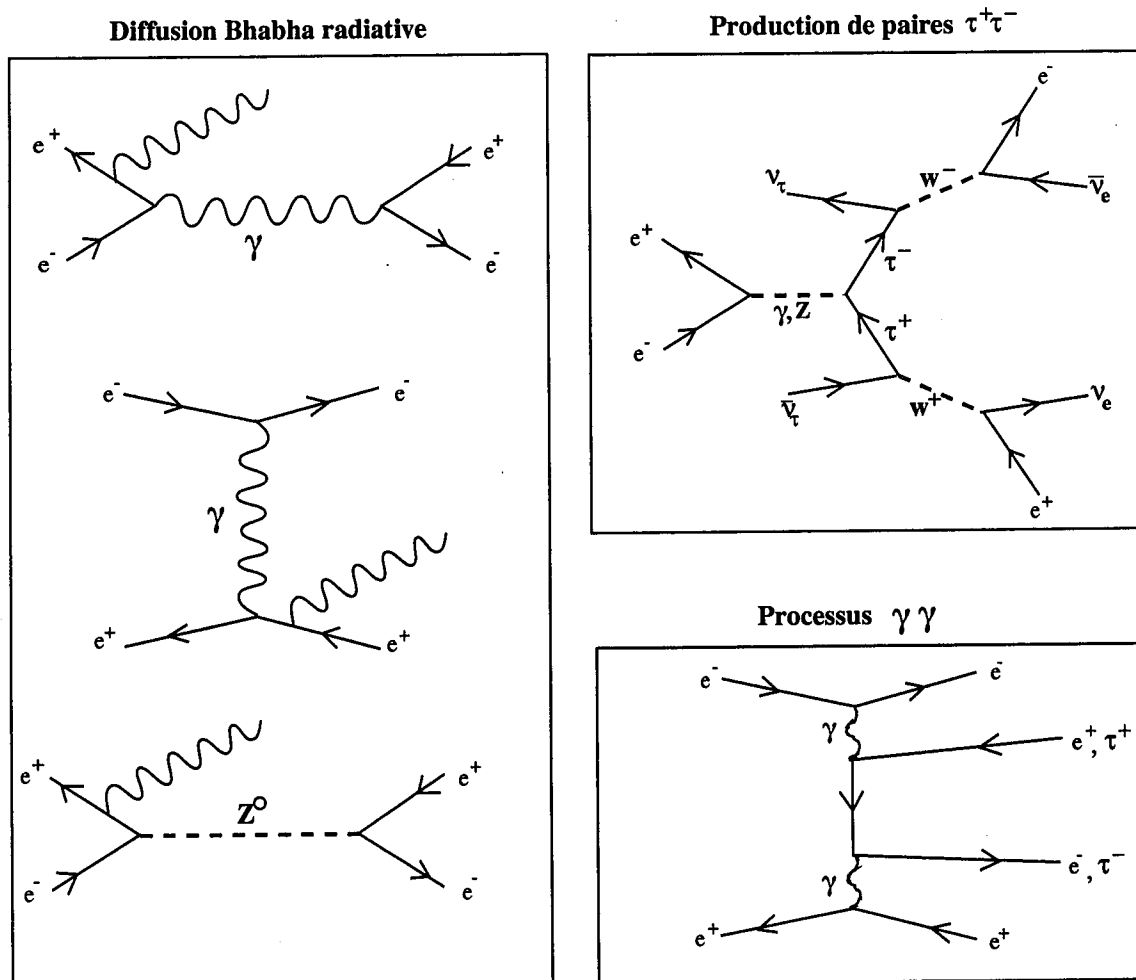


Figure III.10: Les bruits de fond à la recherche de neutralinos dans le canal $e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$.

III.3 Les générateurs d'événements et la simulation de l'expérience L3

Les générateurs d'événements

Pour chaque processus, il existe un générateur (parfois plusieurs) chargé de produire les états finals correspondant. Un générateur donne donc pour chaque événement un ensemble de particules élémentaires avec leurs caractéristiques (essentiellement le type des particules et leur quadrivecteur impulsion-énergie). A chaque événement, il est indispensable de disposer de nombres tirés aléatoirement afin de reproduire l'aspect quantique de la physique qui décrit les interactions entre particules en terme de probabilité de transition d'un état initial vers un état final. C'est à cause du rôle des générateurs de nombres aléatoires que le nom de Monte-Carlo est donné à cette simulation du processus physique de base. Souvent, le programme qui simule le détecteur est aussi appelée Monte-Carlo puisque là aussi les générateurs de nombres aléatoires sont indispensables mais les deux parties doivent être distinguées.

Si des quarks sont produits, il faut simuler l'hadronisation de l'état final puisque seuls des singlets de couleurs sont observés. Cette partie est assurée par JETSET [5] qui simule la partie perturbative de l'hadronisation pendant laquelle l'échelle d'énergie est suffisamment haute pour que la QCD perturbative soit appliquée puis simule la partie non perturbative de l'hadronisation (fragmentation) à l'aide du modèle des cordes. Les hadrons produits peuvent alors subir une éventuelle désintégration et l'on dispose ainsi du lot final des particules qui seront effectivement mesurées dans le détecteur.

La simulation du détecteur

Nos détecteurs ne sont pas parfaits et nous n'observons pas directement l'état final produit par les générateurs. La simulation des événements nécessite donc une seconde partie qui n'est plus dépendante de la physique du processus mais de l'expérience elle-même.

Cette partie est assurée par le programme de SImulation de L3 (SIL3) basé sur l'utilisation du programme GEANT [3] et qui permet d'obtenir des lots d'événements simulés avec une information identique à celle dont nous disposons pour les événements des données.

III.3.1 Les événements Monte-Carlo pour le fond

Pour l'étude des fonds nous avons utilisé les générateurs :

- BHAGENE3 [6] génère des événements Bhabha radiatifs (jusqu'à trois γ dans l'état final)
- KORALZ [7] génère des événements $\tau^+\tau^-$
- DIAG36 [8] génère les interactions $\gamma\gamma$

Ces événements sont étudiés dans de nombreuses autres analyses menées au LEP par L3 et des lots importants ont donc été complètement simulés. Les coupures appliquées à ces événements sont donc exactement celles qui seront appliquées aux données.

Le tableau suivant donne pour chaque générateur le nombre d'événements dont on dispose et la luminosité équivalente :

Générateur	Processus	Nb d'événements	Luminosité
BHAGENE3	$e^+e^-\gamma$ à $\sqrt{s} = M_Z$	619000	73 pb^{-1}
	$e^+e^-\gamma$ à $\sqrt{s} = M_Z + 2 \text{ GeV}$	216000	10.8 pb^{-1}
	$e^+e^-\gamma$ à $\sqrt{s} = M_Z - 2 \text{ GeV}$	200000	10 pb^{-1}
KORALZ	$\tau^+\tau^-$	800000	540 pb^{-1}
DIAG36	$e^+e^-e^+e^-$	310000	5.8 pb^{-1}
	$e^+e^-\tau^+\tau^-$	10000	34 pb^{-1}

Après avoir décrit la sélection, nous reviendrons sur la comparaison entre la luminosité des données analysées et celles des lots Monte-Carlo.

III.3.2 Les événements Monte-Carlo pour le signal

Le générateur

Les événements neutralinos sont générés à l'aide du programme STALINO [12] basé sur les calculs de l'article [4]. Ce programme peut générer les événements neutralinos à partir des paramètres du MSSM ($M, \mu, \tan\beta$) les masses des neutralinos et leur CP relatif étant alors fonctions de ces trois paramètres. Cependant, pour se placer dans un cadre plus général il est aussi possible de choisir les masses des neutralinos et leur CP relatif afin de générer des événements :

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0 \quad (\text{III.7})$$

la section efficace du processus n'étant pas prédite. Seul ce canal de production est pris en compte pour la suite de ce chapitre. Cependant, si le $\tilde{e}$ est suffisamment léger l'échange dans la voie t devient possible et il existe aussi un terme d'interférence avec le processus III.7. Nous reviendrons lors de l'interprétation des résultats sur le rôle de $m_{\tilde{e}}$.

Pour le canal de désintégration, comme nous supposons $m_{\tilde{e}}$ grand par rapport à M_Z , la seule voie prise en compte sera :

$$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^* \rightarrow \chi_1^0 e^+e^- \quad (\text{III.8})$$

Pourquoi ne pas utiliser une simulation complète des événements neutralinos ?

Il est possible de faire subir aux événements générés par STALINO une simulation complète du détecteur et de ses inefficacités. Cependant, il nous faut connaître les efficacités de sélection sur l'ensemble du plan $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$ et ce pour des CP relatifs +1 et -1. En générant 1000 événements par couple de masse et en faisant varier $M_{\chi_2^0}$ et $M_{\chi_1^0}$ par pas de 2 GeV il faudrait faire passer dans le programme de simulation près de 5 millions d'événements ce qui rend cette méthode prohibitive en temps de calcul.

La solution choisie consiste à sélectionner certains couples de masses répartis sur le plan $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$ et à simuler intégralement pour ces couples des lots de 1000 événements. Parallèlement, une simulation simplifiée du détecteur est développée, prenant essentiellement en compte les acceptances et résolutions. Les coupures appliquées aux événements de la simulation complète et des données le sont aussi aux événements qui passent dans la simulation rapide. On peut ainsi, après chaque coupure, comparer les efficacités obtenues avec les deux

simulations. Si celles-ci sont suffisamment proches, c'est-à-dire que les différences entre les efficacités données par les deux simulations sont compatibles avec les incertitudes statistiques, la simulation simplifiée du détecteur peut être utilisée pour déterminer les efficacités de sélection sur l'ensemble du plan ($M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0}$).

La simulation rapide

La simulation simplifiée du détecteur doit prendre en compte :

- Acceptance, résolution et efficacité du BGO

L'acceptance du BGO est prise entre 12° et 168° avec les deux intervalles exclus : $[35^\circ; 44.5^\circ]$ et $[135.5^\circ; 145^\circ]$ (ces intervalles ne sont pas instrumentés).

Les résolutions du calorimètre électromagnétique sur l'énergie et le point d'impact sont données par [14] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.38\% + \frac{1.54\%}{\sqrt{E}}) \oplus 1.18\% \oplus \frac{0.25}{E} \quad (\text{III.9})$$

$$\sigma_{\theta,\phi} = \sqrt{\frac{26.0}{E}} + 1.1 \text{ mrad} \quad (\text{III.10})$$

Enfin les inefficacités du BGO sont liées à la présence de cristaux morts ou "chauds" (c'est-à-dire avec une électronique trop bruyante pour qu'il puissent être pris en compte). Ces inefficacités dépendent des périodes de fonctionnement mais sont en moyenne de 2%.

- Acceptance et efficacité de la TEC

Compte-tenu du critère de charge que nous avons choisi elles sont directement données par la distribution de la figure III.8.

Prise en compte du système de déclenchement

Je rappelle ici uniquement les critères de déclenchement efficaces pour la recherche de paires d'électrons :

- énergie totale dans le BGO supérieure à 20 GeV
- énergie dans le tonneau du BGO supérieure à 10 GeV
- énergie de l'amas BGO le plus énergétique supérieure à 7 GeV
- un amas BGO d'énergie supérieure à 3 GeV avec une trace TEC à moins de 30° en ϕ
- deux traces TEC séparées en ϕ de plus de 120°

Efficacité sur le signal avant la sélection des événements $e^+e^- \chi_1^0 \chi_1^0$

Les coupures qui doivent être appliquées aux événements avant le début de la sélection sont :

- deux dépôts dans l'acceptance du BGO et satisfaisant aux critères d'électromagnéticité
- les deux dépôts sont identifiés comme chargés d'après la distribution de la figure III.8
- au moins un critère de déclenchement satisfait

La figure III.11 montre l'efficacité sur le signal après avoir appliqué cette préselection pour l'ensemble des couples $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$ accessibles à LEP 1 soit :

- $M_{\chi_1^0} + M_{\chi_2^0} \lesssim M_Z$
- $M_{\chi_1^0} \leq M_{\chi_2^0}$

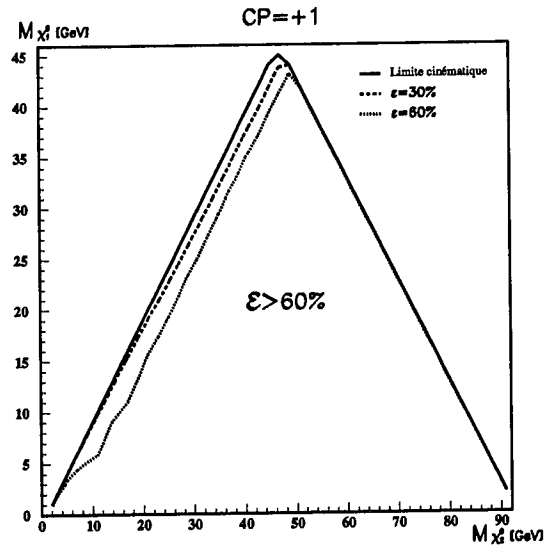


Figure III.11: Efficacités de préselection des événements $e^+e^- \chi_1^0 \chi_1^0$

On constate ainsi que 60 à 70% des événements passent cette préselection et que cette efficacité varie peu sur l'ensemble des couples de masses accessibles.

III.4 Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$

Introduction

Nous avons vu dans la section 2 comment sélectionner des événements avec deux électrons dans l'état final. Cette section est consacrée à la partie de la sélection spécifiquement destinée à distinguer les événements du modèle standard des événements neutralinos.

Pour chaque coupure nous décrirons ses effets sur le fond et le signal. Lorsqu'une coupure est plus spécifiquement destinée à rejeter un des fonds, son effet ne sera décrit que sur celui-ci. Les efficacités de sélection seront donc données après chaque coupure en fonction des masses des neutralinos ($M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0}$). Je donnerai uniquement les efficacités pour un CP relatif entre χ_1^0 et χ_2^0 égal à +1. En effet, les caractéristiques essentielles du signal (et donc les effets des coupures) dépendent peu du CP. Pour justifier les coupures sur une grandeur physique, je donnerai la valeur moyenne de cette grandeur sur l'ensemble du plan ($M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0}$) lorsque celle-ci a un sens (c'est-à-dire quand l'écart quadratique moyen est suffisamment petit). Lorsque cette moyenne n'est pas significative (distribution plate par exemple) je donnerai la fraction des événements passant la nouvelle coupure par rapport à ceux qui ont passé les coupures précédentes.

A titre indicatif, je donnerai les distributions de quelques grandeurs physiques significatives pour quelques couples de masses. L'ensemble des coupures décrites dans cette section se compose de deux parties distinctes : la première se base sur des critères énergétiques (spécifiquement destinée à rejeter le fond $\gamma\gamma$) et la seconde sur les caractéristiques topologiques de l'événement.

III.4.1 Sélection sur critères énergétiques

Coupure sur l'énergie des électrons

1. Pourquoi rejeter les électrons de basse énergie?

Bien que les électrons puissent être détectés jusqu'à des énergies de quelques centaines de MeV, il est indispensable de couper les électrons de faible énergie pour lesquels le bruit de fond lié au processus $\gamma\gamma$ devient prohibitif. La figure III.12 montre le spectre en énergie des électrons pour ce fond.

2. Energie moyenne des électrons pour les événements neutralinos

La figure III.13 montre la valeur moyenne de l'énergie des deux électrons en fonction des masses des neutralinos et de leur CP relatif, seuls étant pris en compte les événements ayant passé la préselection décrite précédemment. Une coupure en énergie importante réduit donc l'efficacité sur les couples de masse tels que $M_{\chi_1^0} \approx M_{\chi_2^0}$ surtout lorsque les masses des deux neutralinos de rapprochent de $M_Z/2$ car l'énergie disponible pour les électrons dans le référentiel du χ_2^0 est alors faible. Par contre, si $M_{\chi_2^0}$ et $M_{\chi_1^0}$ sont proches mais petits (en dessous de 20 GeV), l'énergie des électrons mesurée dans le détecteur est importante à cause de la poussée liée à la transformation de Lorentz pour passer du référentiel du χ_2^0 à celui du détecteur.

L'énergie des électrons devient très importante quand $M_{\chi_2^0}$ est grand et $M_{\chi_1^0}$ petit car le χ_2^0 est alors presque produit au repos et l'énergie disponible pour les électrons dans le référentiel du détecteur est proche de $\sqrt{s}$. La figure III.14 donne les distributions en énergie et en angle de l'électron le plus énergétique pour deux couples de masses.

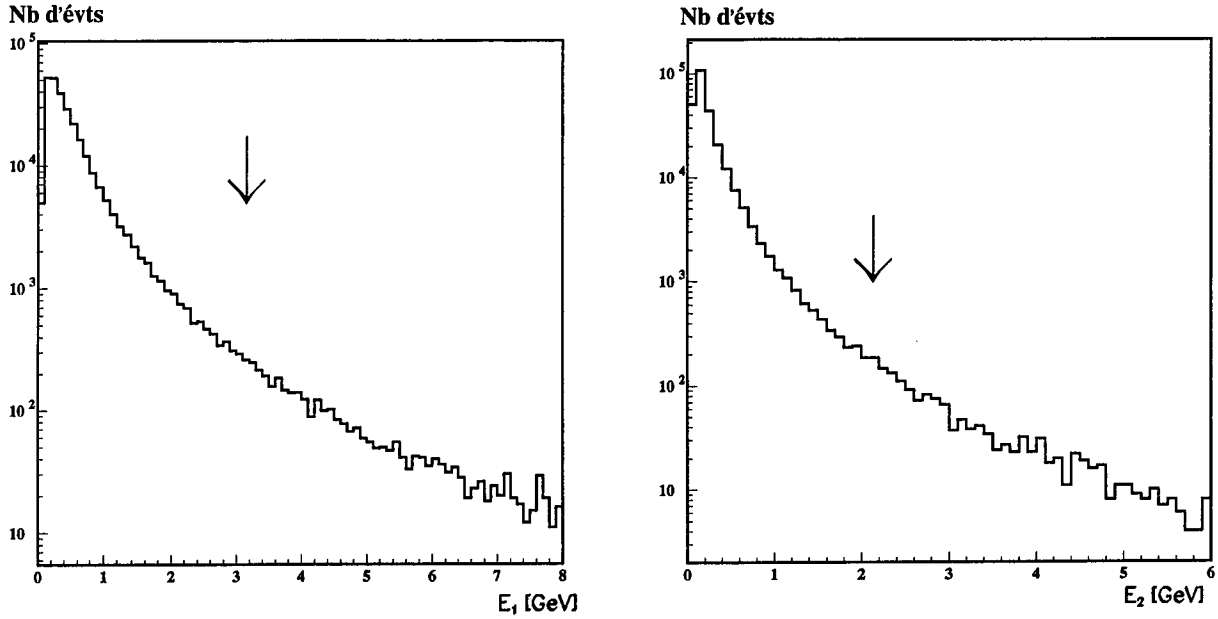


Figure III.12: Spectre en énergie des électrons du fond $\gamma\gamma$. E_1 (resp. E_2) est l'énergie de l'électron le plus (resp. le moins) énergétique.

3. Effets de la coupure

On demande donc que les électrons aient une énergie supérieure à 3 GeV pour le plus énergétique et 2 GeV pour le second. Un éventuel troisième dépôt dans le calorimètre électromagnétique doit avoir une énergie faible (inférieure à 500 MeV) s'il s'agit de bruit ou bien satisfaire aux critères de sélection des dépôts électromagnétiques décrits au début de ce chapitre s'il s'agit d'un photon. On obtient ainsi une réduction du fond de 99,4% (en ne considérant que les événements avec deux électrons dans l'acceptance du BGO).

Coupure en énergie transverse manquante

1. Définition

On définit l'impulsion manquante de l'événement comme étant l'opposée de la somme des impulsions des différents dépôts électromagnétiques, l'impulsion (p_x, p_y, p_z) de chaque dépôt étant donnée par (énergie, θ , ϕ) mesurés dans le BGO.

L'impulsion manquante transverse est alors :

$$\cancel{P}_T = \sqrt{(\sum_i p_x^i)^2 + (\sum_i p_y^i)^2} \quad (\text{III.11})$$

2. Distribution en $\cancel{P}_T$ pour les événements $\gamma\gamma$ et $e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$

Pour les interactions $\gamma\gamma$ ayant passé la première coupure, $\cancel{P}_T$ est piqué aux faibles énergies comme le montre la figure III.15. En effet, l'impulsion transverse manquante simulée par la paire e^+e^- entrante ne devient importante que si l'un des électrons entrant est sensiblement dévié de l'axe du faisceau entrant alors dans l'acceptance du BGO. Par contre, l'impulsion manquante des événements neutralinos est lié aux deux χ_1^0 et n'a donc

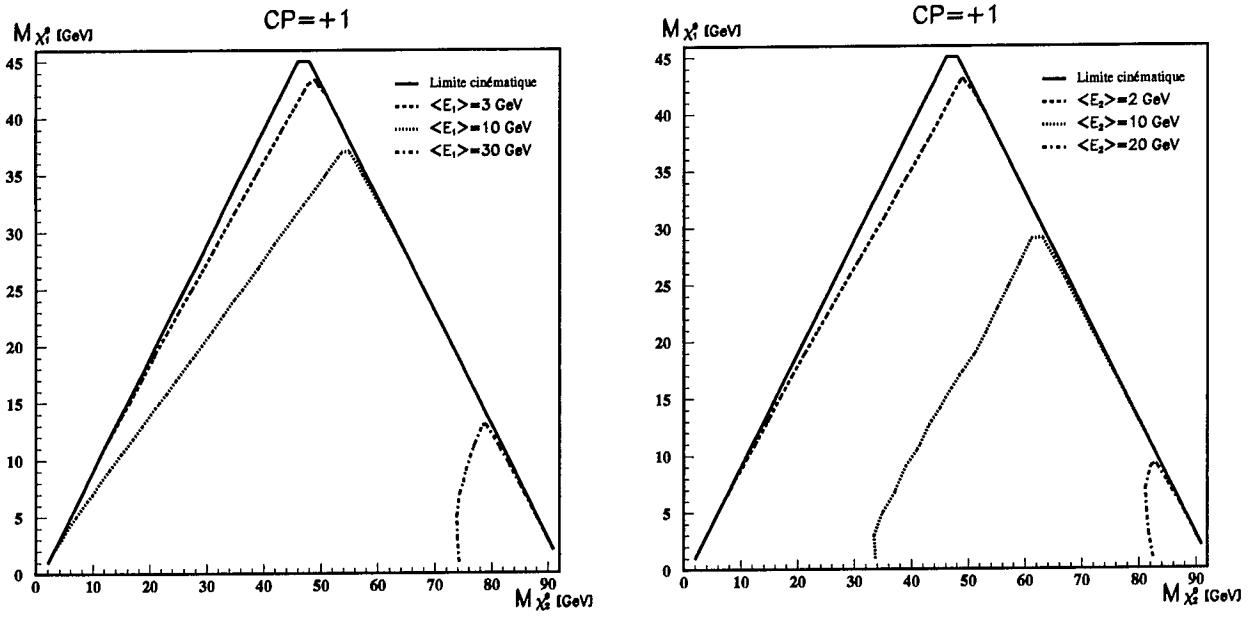


Figure III.13: Energie moyenne des électrons en fonction de $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$. E_1 (resp. E_2) est l'énergie de l'électron le plus (resp. le moins) énergétique.

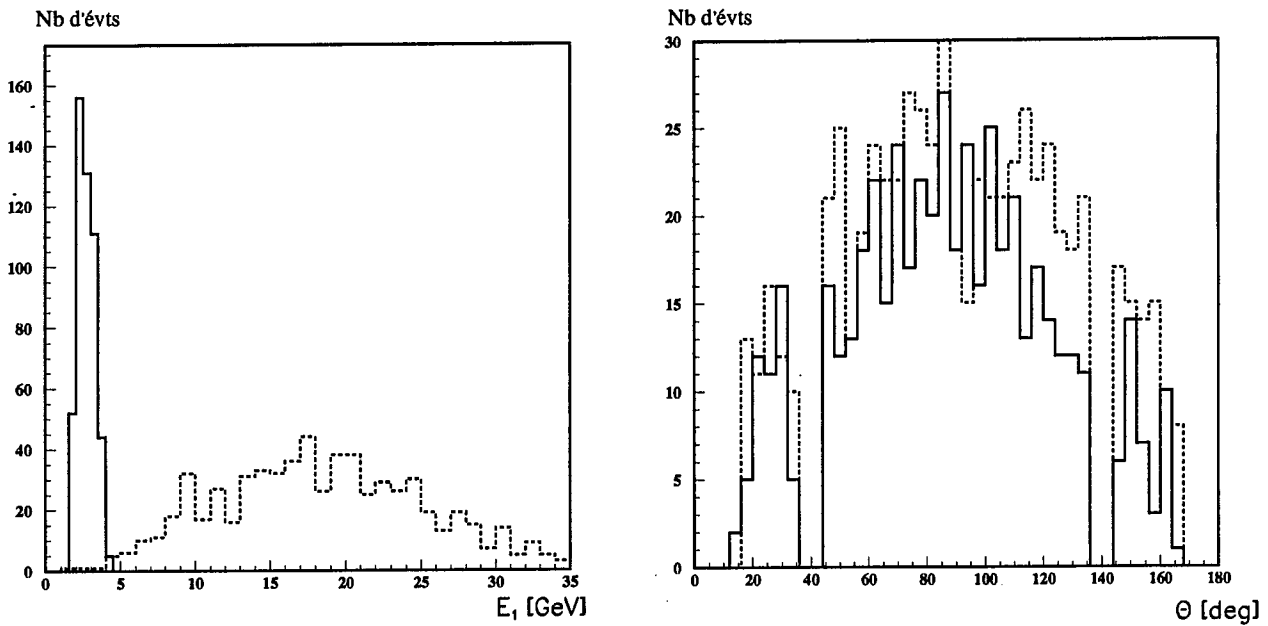


Figure III.14: A gauche : spectre de l'électron le plus énergétique pour $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0}) = (44, 40)$ (traits pleins) et $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0}) = (6, 2)$ (pointillés). A droite : distribution en θ de l'électron le plus énergétique pour les deux couples de masses.

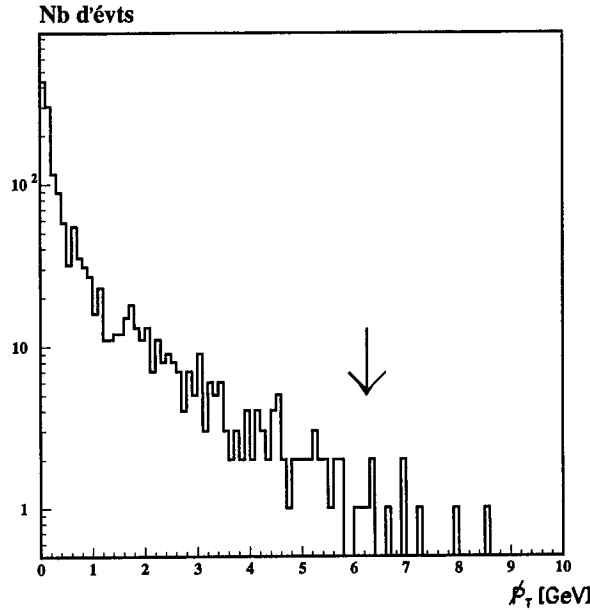


Figure III.15: Distribution de l'impulsion transverse manquante pour les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(e^+e^-)$ ayant passé la coupure : $E_1 \geq 3$ GeV et $E_2 \geq 2$ GeV.

pas de raison d'être longitudinale. La figure III.16 montre la valeur moyenne de $\vec{P}_T$ en fonction des masses des neutralinos et de leur CP relatif.

Demander que $\vec{P}_T$ soit supérieur à 6 GeV ne laisse subsister que 11 événements sur les 300000 qui ont été simulés.

Que sont les événements $e^+e^-(e^+e^-)$ qui ont passé les coupures précédentes?

Ces événements, qui présentent tous une énergie transverse manquante importante, sont en fait caractérisés par la présence d'au moins un dépôt hadronique d'une énergie supérieure à 15 GeV à petit angle correspondant à l'un des électrons entrant (la couverture angulaire du calorimètre hadronique est supérieure à celle du calorimètre électromagnétique). Il suffit donc de demander que le dépôt hadronique le plus énergétique soit suffisamment faible pour réduire à 0 le fond lié au processus $\gamma\gamma$. On choisit de demander que le dépôt d'énergie le plus important dans le calorimètre hadronique soit inférieur à 3 GeV afin de tenir compte de la possibilité de bruit dans le HCAL (voir chapitre V pour la justification de cette valeur). Cependant, il est possible lorsque les électrons sont très énergétiques que les fuites à l'arrière du calorimètre électromagnétique soient suffisantes pour qu'un dépôt hadronique de plus de 3 GeV soit reconstruit. Un événement n'est donc rejeté que si le dépôt hadronique de plus de 3 GeV n'est pas à moins de 5° de celui d'un électron.

Conclusion

Au terme de ces coupures purement énergétiques, le fond $\gamma\gamma$ est éliminé. La réduction des fonds $e^+e^-(\gamma)$ et $\tau^+\tau^-$ va nécessiter d'autres coupures, caractéristiques de la forme de l'événement.

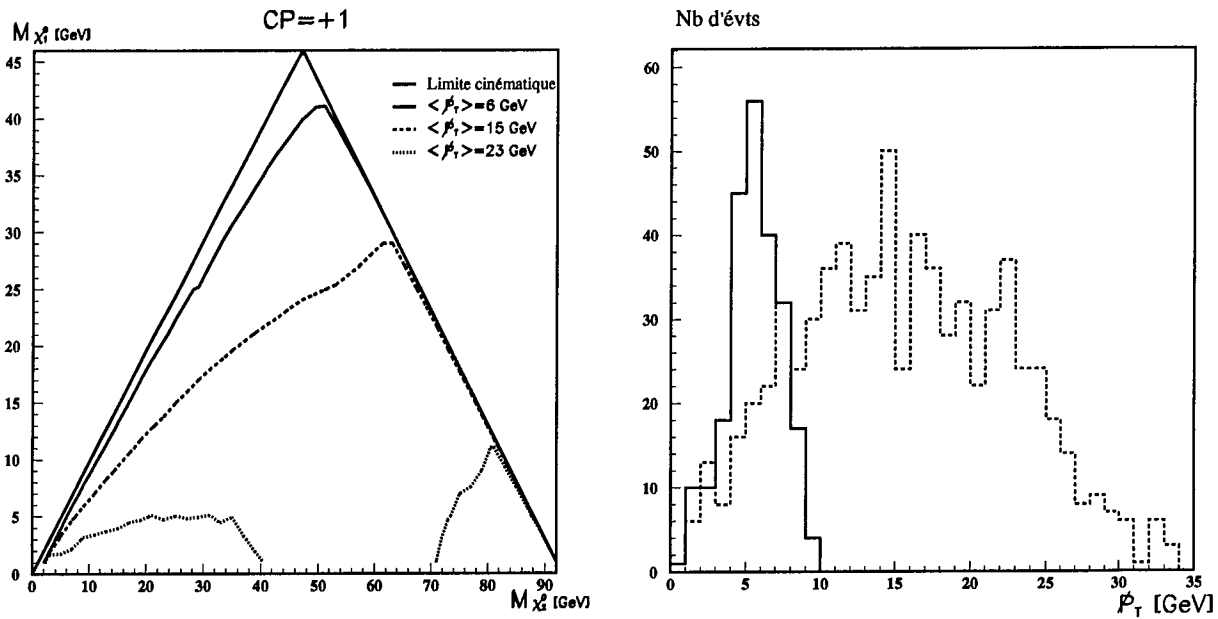


Figure III.16: Figure de gauche : valeur moyenne de l'impulsion transverse manquante pour les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$ en fonction des masses des neutralinos. Sur la figure de droite sont données les distributions en impulsion transverse manquante pour $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0}) = (30, 26)$ traits pleins) et $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0}) = (50, 20)$ (pointillés).

III.4.2 Sélection topologique

Caractérisation des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$

Sur l'ensemble des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ simulés (1 million), seuls 146 ont passé les coupures précédentes. Il s'agit principalement d'événements radiatifs avec un photon énergétique qui n'a pas été mesuré par le détecteur (l'impulsion transverse de ce photon est supérieure à 6 GeV).

La différence principale entre ces événements et les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$ est le nombre de particules emportant l'impulsion manquante. Dans le cas des événements Bhabha radiatifs, si seul un photon n'est pas mesuré, l'impulsion manquante $\cancel{P}$ est égale à l'énergie manquante $\cancel{E}$. L'impulsion manquante a été définie, l'énergie manquante est égale à $\sqrt{s} - E_1 - E_2 - (E_3)$ où E_1 (resp. E_2) est l'énergie de l'électron le plus (resp. le moins) énergétique et E_3 l'énergie d'un éventuel photon radiatif. On alors la relation :

$$\cancel{P} + E_1 + E_2 + (E_3) = \sqrt{s} \quad (\text{III.12})$$

La figure III.17 montre que $|\cancel{P} + E_1 + E_2 + (E_3) - \sqrt{s}|$ est effectivement piqué aux faibles énergies. Demander que :

$$|\cancel{P} + E_1 + E_2 + (E_3) - \sqrt{s}| \geq 5 \text{ GeV} \quad (\text{III.13})$$

permet de supprimer la majorité des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ qui ont passé les coupures précédentes car un photon n'a pas été ou a été mal mesuré.

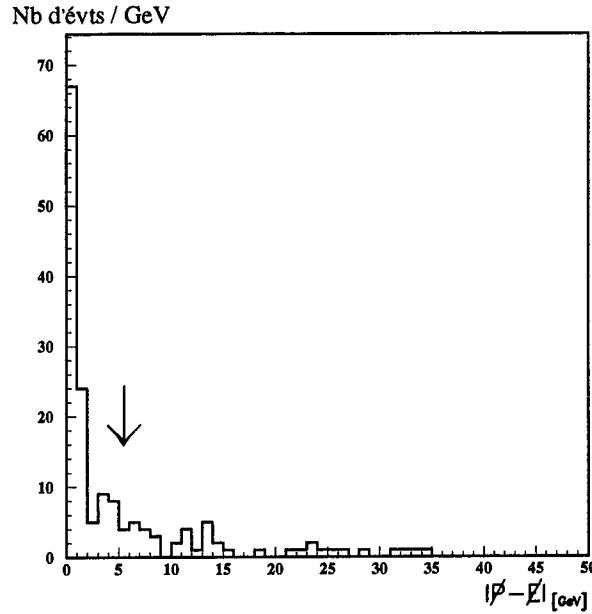


Figure III.17: Distribution de la différence entre impulsion manquante et énergie manquante : $|\vec{P} - \vec{E}| = |\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 - \sqrt{s}|$ pour les événements Bhabha ayant passé les coupures précédentes.

Effets de la coupure $|\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 - \sqrt{s}| \geq 5$ GeV sur les événements neutralinos

La figure III.18 montre la valeur moyenne de $|\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + (\vec{E}_3) - \sqrt{s}|$ en fonction des masses des neutralinos. On voit que lorsque $M_{\chi_2^0} \approx M_Z$ et que $M_{\chi_1^0}$ est faible, la relation III.13 n'est pas satisfaite. En effet, l'essentiel de l'impulsion manquante est alors emportée par le χ_1^0 issu de la désintégration du Z^0 . La figure III.19 montre qu'effectivement la coupure III.13 fait chuter l'efficacité de sélection des événements neutralinos dans la région :

$$M_{\chi_2^0} \approx M_Z \text{ et } M_{\chi_1^0} \approx 0 \quad (\text{III.14})$$

Conclusion

Les 42 événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ qui ont passé toutes les coupures précédentes sont en fait des événements pour lesquels en plus d'un photon dont l'énergie a été mal mesurée, un des électrons est proche d'une zone inefficace (ou peu efficace) du BGO ou bien pour lequel les fuites à l'arrière du calorimètre électromagnétique sont particulièrement importantes. L'énergie de cet électron est mal mesurée et on interprète cette mauvaise mesure comme une impulsion manquante qui s'ajoute à celle du photon. Ces événements seront supprimés par les coupures spécifiques aux événements $\tau^+\tau^-$ comme nous le verrons plus loin.

Caractérisation des événements $\tau^+\tau^-$

La coupure décrite ci-dessus n'a que peu d'effet sur les événements $\tau^+\tau^-$ qui ont passé les coupures précédentes. La figure III.20 montre la distribution de $|\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 - \sqrt{s}|$ pour ces

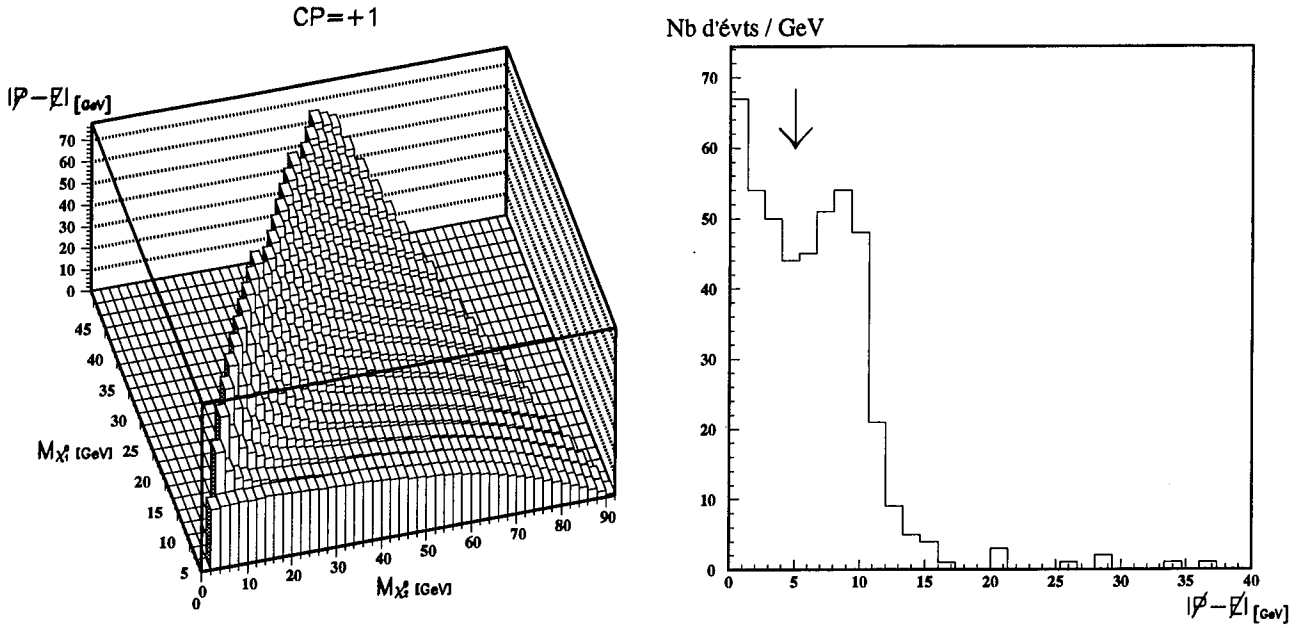


Figure III.18: Valeur moyenne de $|\vec{p} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 - \sqrt{s}|$ en fonction de $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$. La figure de droite montre la distribution pour $M_{\chi_2^0} = 85$ GeV et $M_{\chi_1^0} = 1$ GeV.

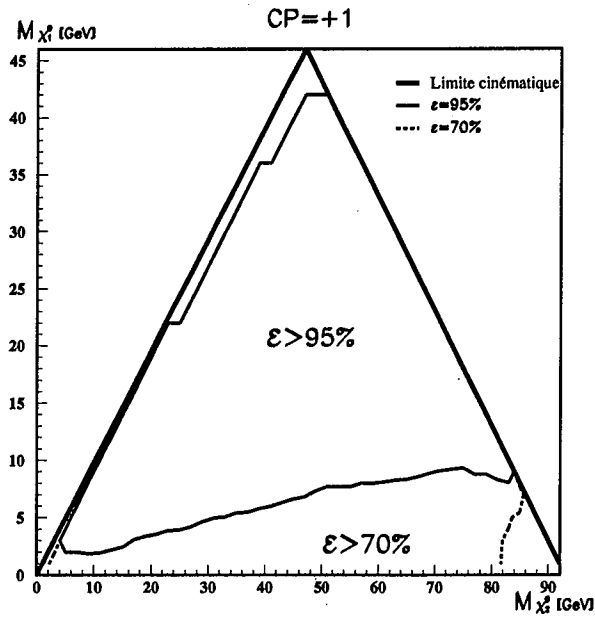


Figure III.19: Efficacités de sélection lorsque la coupure $|\vec{p} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 - \sqrt{s}| \geq 5$ GeV est appliquée. Seuls les événements ayant passé toutes les coupures précédentes sont pris en compte.

événements. On voit donc qu'en général l'impulsion manquante est partagée entre au moins deux neutrinos et anti-neutrinos. Cependant, pour ces événements on constate que les électrons ont des directions fortement corrélées dans l'espace ainsi que dans le plan (X, Y) . En effet, compte tenu de la forte poussée de Lorentz que subissent les τ , les produits de désintégration sont très collimés avec la direction de leur impulsion.

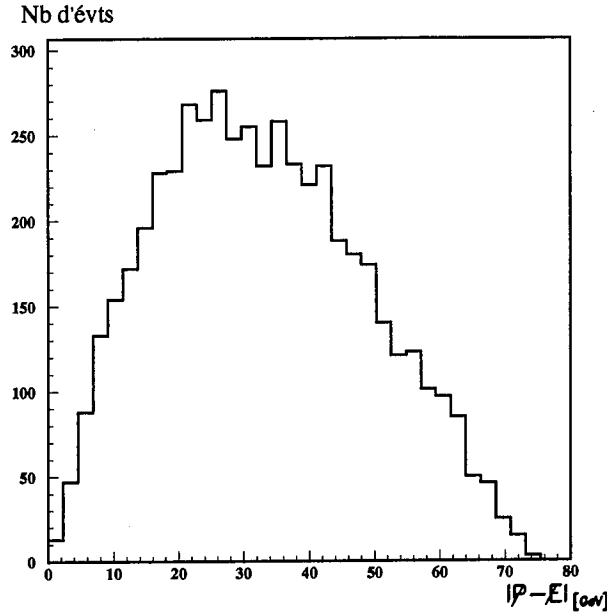


Figure III.20: Distribution de $|\vec{P} - \vec{E}| = |\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + (\vec{E}_3) - \sqrt{s}|$ pour les événements $\tau^+\tau^-$ ayant passé les coupures précédentes.

Coupures en acoplanarité et acolinéarité

1. Définitions

Les deux grandeurs qui vont nous permettre de caractériser cette corrélation sont l'acoplanarité et l'acolinéarité. Deux particules dont les impulsions sont parfaitement opposées ont une acolinéarité nulle. L'acolinéarité entre deux particules dont les impulsions sont $(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ est le complémentaire à 180° de l'angle dans l'espace entre les impulsions :

$$\text{Acolinéarité}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \pi - \text{Arcos} \left\{ \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{|\vec{p}_1| \cdot |\vec{p}_2|} \right\} \quad (\text{III.15})$$

La corrélation entre les directions des impulsions dans le plan (X, Y) est mesurée à l'aide de l'acoplanarité qui est équivalente à l'acolinéarité mais en ne prenant en compte que les impulsions projetées sur le plan transverse :

$$\text{Acoplanarité}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \pi - \text{Arcos} \left\{ \frac{\vec{p}_1^T \cdot \vec{p}_2^T}{|\vec{p}_1^T| \cdot |\vec{p}_2^T|} \right\} \quad (\text{III.16})$$

où $\vec{p}_i^T$ est un vecteur à deux composantes égales aux coordonnées transverses du vecteur $\vec{p}_i$ correspondant.

2. Distributions en acolinéarité et acoplanarité des événements $\tau^+\tau^-$

Comme le montre la figure III.21, forte acolinéarité et forte acoplanarité ne sont pas équivalentes. Des coupures en acolinéarité et en acoplanarité sont donc complémentaires. La figure III.22 montre la distribution en acoplanarité et acolinéarité des événements

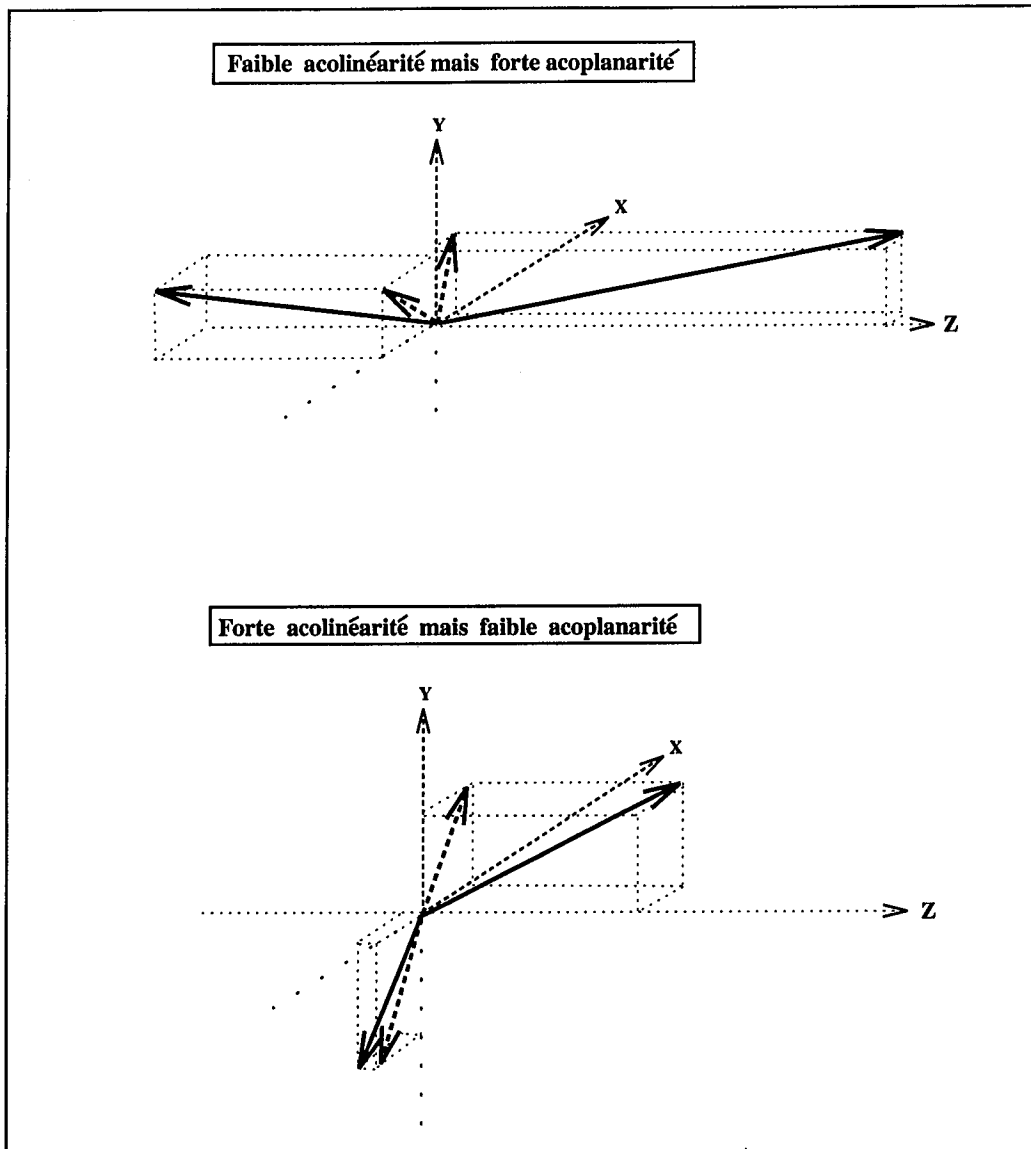


Figure III.21: Complémentarité entre les coupures en acoplanarité et acolinéarité.

$\tau^+\tau^-$ qui subsistent. On voit que demander à la fois une acoplanarité et une acolinéarité supérieures à 15° permet de réduire à 0 le fond $\tau^+\tau^-$ restant tout en s'assurant que l'essentiel des événements $\tau^+\tau^-$ soit coupé à la fois par l'acoplanarité et l'acolinéarité.

3. Retour sur les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$

Les 42 événements Bhabha qui avaient passé la coupure $|\vec{p} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 - \sqrt{s}| \geq 5 \text{ GeV}$ sont

des événements avec un électron dont l'énergie est mal mesurée, les paires e^+e^- sont faiblement acoplanaires et acolinéaires même si l'impulsion manquante est importante. La figure III.23 montre la distribution en acoplanarité et acolinéarité de ces événements. Le fond Bhabha restant est donc lui aussi réduit à 0 par les coupures d'acoplanarité et d'acolinéarité qui ont été appliquées aux événements $\tau^+\tau^-$.

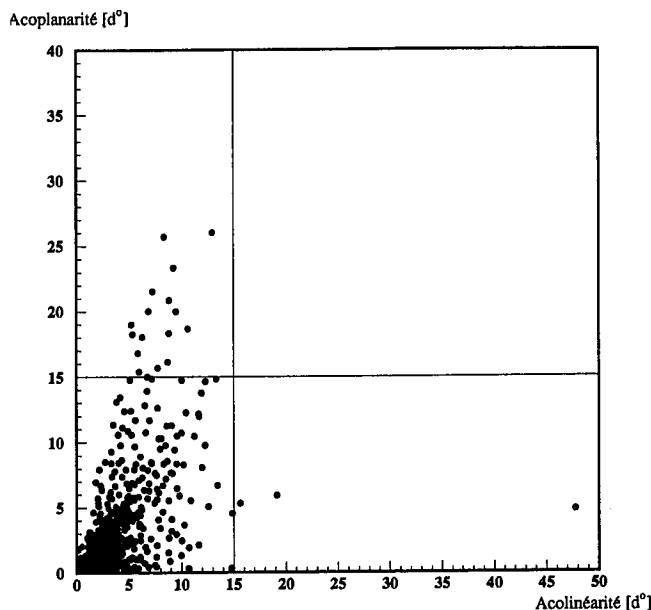


Figure III.22: Distribution en acoplanarité et acolinéarité des événements $\tau^+\tau^-$. Les coupures sont indiquées par des traits.

4. Acolinéarité et acoplanarité des événements neutralinos

Les distributions en acoplanarité et acolinéarité des événements neutralinos ont une forme qui bien que dépendante de $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$ est en général assez plate. La valeur moyenne de ces grandeurs est alors peu significative, par contre la figure III.24 montre que sur l'ensemble des couples de masses qui n'ont pas été gravement affectés par les coupures précédentes plus de 80% des événements sont suffisamment acoplanaires et acolinéaires.

III.4.3 Efficacités de la sélection complète

La figure III.25 donne les efficacités de sélection lorsque l'ensemble des coupures sont appliquées. Cette efficacité est plate sur une grande partie du domaine $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$. Elle chute cependant quand $M_{\chi_1^0} \approx M_{\chi_2^0}$ car l'énergie disponible pour la paire e^+e^- est alors faible et ces couples de masses se trouvent affectés par la coupure sur l'énergie des électrons indispensable pour s'affranchir du fond $\gamma\gamma$. Les couples de masses tels que $M_{\chi_2^0} \approx M_Z$ et $M_{\chi_1^0} \approx 0$ sont touchés essentiellement par la coupure permettant de supprimer les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$.

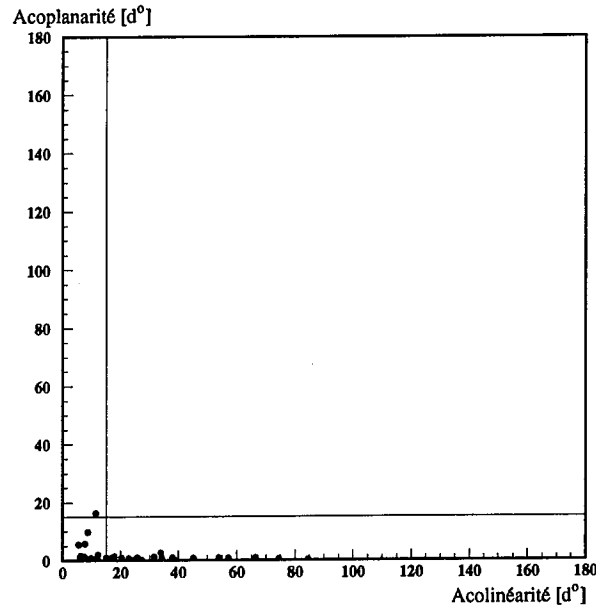


Figure III.23: Distribution en acoplanarité et acolinearité des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ qui ont passé les coupures de la section précédente.

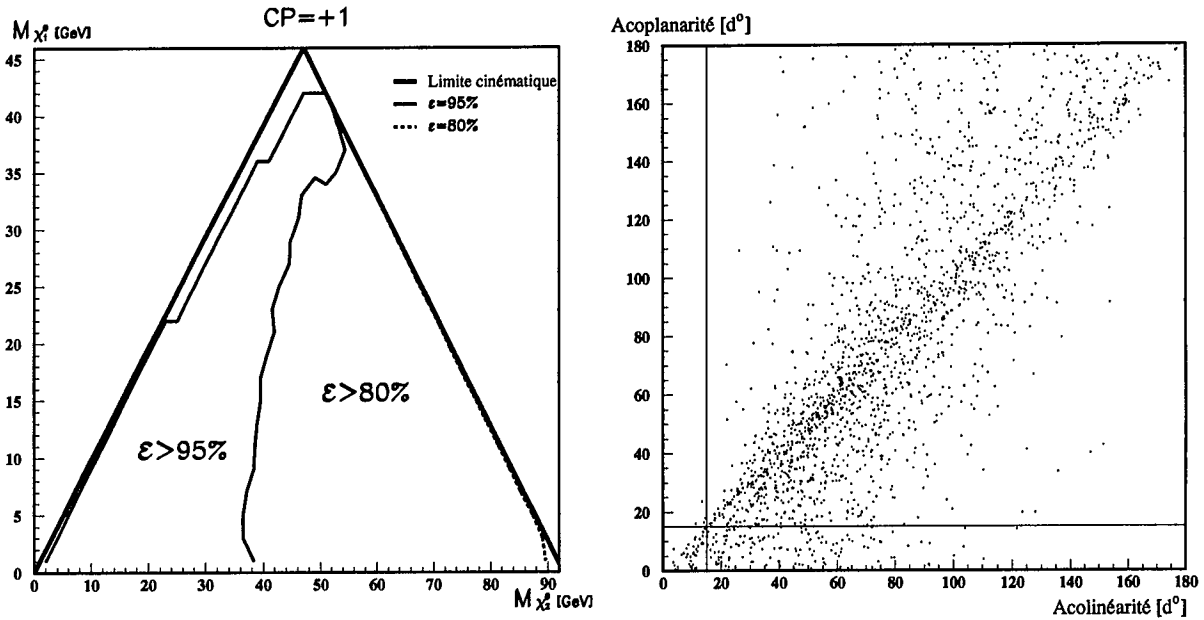


Figure III.24: Sur la figure de gauche sont données les efficacités de sélection lorsque la coupure acoplanarité et acolinearité $\geq 15^\circ$ est appliquée, seuls les événements ayant passé toutes les coupures précédentes sont pris en compte. La figure de droite montre les distributions en acoplanarité et acolinearité pour $M_{\chi_2^0} = 55$ GeV et $M_{\chi_1^0} = 17$ GeV.

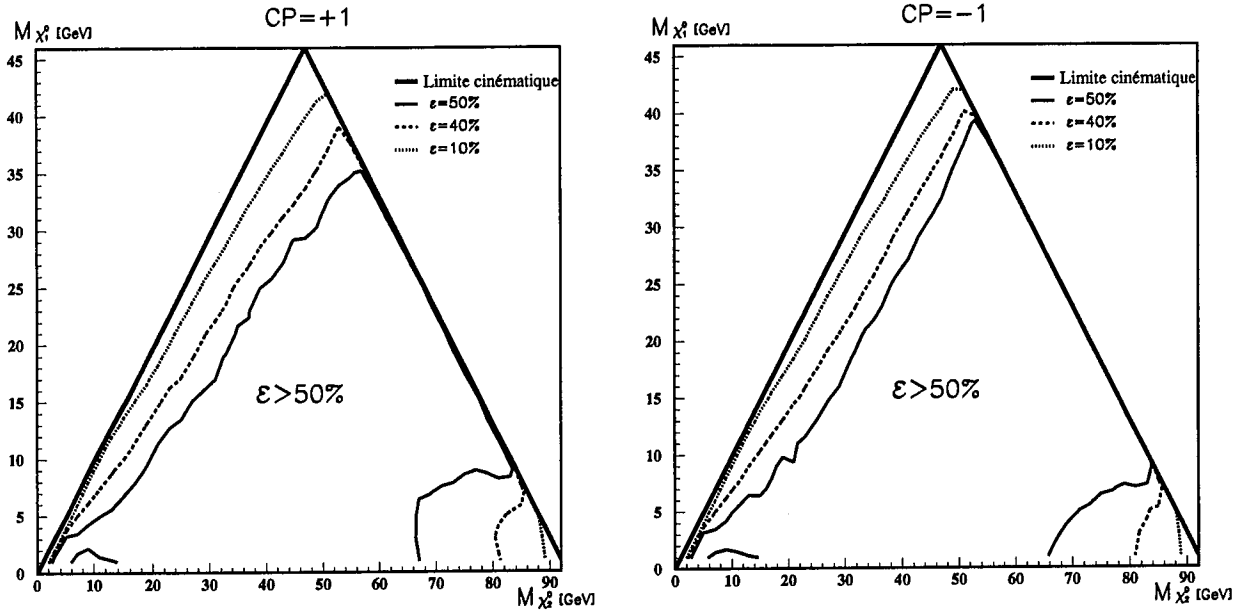


Figure III.25: Efficacités de sélection lorsque toutes les coupures sont appliquées pour les deux valeurs de CP relatif.

III.4.4 Comparaison entre les acceptances de la simulation complète et celles de la simulation rapide

Efficacités obtenues avec les deux simulations

Les efficacités sur le signal qui ont été données ci-dessus ont été obtenues avec la simulation rapide du détecteur. Pour pouvoir les utiliser lors de l'interprétation des résultats il est indispensable de comparer les résultats obtenus à l'aide de cette simulation avec ceux de la simulation complète du détecteur. Le tableau III.1 compare les acceptances obtenues avec les deux simulations pour différents couples de masse après chacune des coupures.

Incertitudes statistiques sur les efficacités liées à la taille du lot d'événements

Si ϵ est l'efficacité sur un signal, pour un lot de n événements la distribution du nombre d'événements observés est donné par la loi binomiale (voir la première section du chapitre IV). Le nombre moyen d'événements observés est $n.\epsilon$ et l'écart quadratique moyen sur cette distribution est :

$$\sigma = \sqrt{n.\epsilon.(1 - \epsilon)} \quad (\text{III.17})$$

Pour des lots de 1000 événements, les incertitudes sur les efficacités déterminées sont de 1.6% pour $\epsilon = 50\%$ et 1.2% pour $\epsilon = 20\%$.

$(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})$ CP=+1	$\varepsilon(\%)$ -Coupure 1 MC complet/rapide	$\varepsilon(\%)$ -Coupure 2 MC complet/rapide	$\varepsilon(\%)$ -Coupure 3 MC complet/rapide	$\varepsilon(\%)$ -Coupure 4 MC complet/rapide
(05,85)	68.1 / 70.5	67.5 / 69.8	66.2 / 68.0	36.8 / 38.1
(05,25)	64.0 / 64.1	63.2 / 63.5	59.8 / 59.4	59.3 / 59.0
(05,45)	69.1 / 69.9	68.7 / 68.5	64.8 / 65.0	60.8 / 60.5
(05,70)	71.2 / 69.2	70.6 / 68.3	67.6 / 65.2	58.7 / 57.7
(10,75)	70.7 / 68.4	69.8 / 67.3	66.9 / 63.7	66.6 / 63.7
(17,35)	64.0 / 66.8	63.3 / 65.9	59.8 / 57.3	59.3 / 57.3
(17,55)	69.0 / 69.8	68.3 / 68.8	63.3 / 64.7	63.3 / 64.7
(20,60)	71.4 / 69.6	70.9 / 68.6	65.3 / 64.4	65.3 / 64.4
(30,40)	60.0 / 61.0	59.6 / 60.7	35.7 / 37.1	35.8 / 37.2
(30,50)	69.3 / 68.4	68.8 / 67.6	56.4 / 56.3	56.4 / 56.4
(35,50)	67.1 / 66.7	66.8 / 66.1	46.8 / 44.8	46.8 / 44.8

Tableau III.1: Comparaison entre les efficacités obtenues à partir de la simulation complète et celles obtenues à partir de la simulation rapide. Les explications concernant les différentes coupures sont données ci-dessous.

- Coupure 1: $E_1 \geq 3$ GeV, $E_2 \geq 2$ GeV; les deux dépôts sont identifiés comme chargés et éloignés d'au moins 2° des bords du calorimètre.
- Coupure 2: Coupure 1 + $\cancel{P}_T \geq 6$ GeV.
- Coupure 3: Coupure 2 + $|\cancel{P} + E_1 + E_2 - \sqrt{s}| \geq 5$ GeV.
- Coupure 4: Coupure 3 + Acoplanarité et Acolinéarité $\geq 15^\circ$.

Conclusion : validité de l'utilisation de la simulation rapide

Nous avons vu que pour différents couples de masse la simulation rapide donne des efficacités de sélection proches de la simulation complète et ce non seulement lorsque toutes les coupures sont appliquées mais aussi après chaque coupure.

Les efficacités données par l'une des simulations ne sont pas systématiquement supérieures ou inférieures à celles données par l'autre ce qui indique que nous n'avons pas introduit de biais. Enfin, les différences entre les deux efficacités sont compatibles avec les incertitudes statistiques liées à la taille des lots d'événements sur lesquels nous les avons déterminées.

Comparaison des acceptances obtenues avec *STALINO* et *SUSYGEN*

Les efficacités de sélection obtenues précédemment l'ont été avec le générateur *STALINO* spécialement destiné à l'étude des événements neutralinos. *SUSYGEN* [13] est un générateur plus récent, valable jusqu'aux énergies auxquelles fonctionnera le LEP dans sa seconde phase et qui n'est pas dédié uniquement aux neutralinos mais à l'ensemble des processus impliquant des particules supersymétriques. La partie de *SUSYGEN* produisant les neutralinos est basée sur les mêmes calculs que ceux utilisés par *STALINO* [4]. La simulation rapide a été appliquée à des événements générés avec *SUSYGEN* et la figure III.26 montre que les efficacités de sélection obtenues avec *SUSYGEN* pour les deux valeurs de CP relatif sont proches de celles obtenues avec *STALINO* (figure III.25).

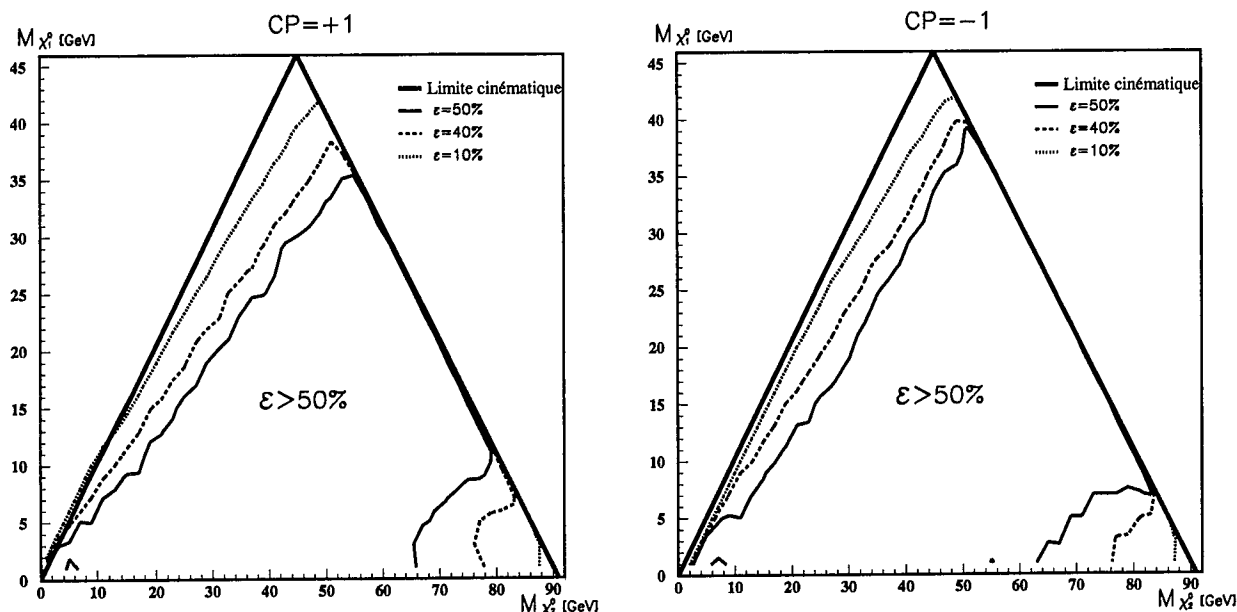


Figure III.26: Acceptances de la sélection complète obtenues avec le générateur *SUSYGEN* pour les deux valeurs de *CP* relatif.

III.4.5 Efficacités de sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0$

La sélection qui vient d'être décrite peut aussi être utilisée pour sélectionner des événements $\chi_2^0\chi_2^0$ lorsque l'un des neutralinos se désintègre dans la voie $e^+e^-\chi_1^0$ et l'autre dans la voie $\chi_1^0Z^* \rightarrow \chi_1^0\nu\bar{\nu}$. En effet, l'état final est alors $e^+e^-\nu\bar{\nu}\chi_1^0\chi_1^0$ soit une paire e^+e^- avec de l'énergie manquante et la sélection précédente peut être utilisée sans modification.

La figure III.27 montre les efficacités obtenues pour les couples de masse accessibles par ce processus à LEP 1, soit :

$$M_{\chi_2^0} \leq \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (\text{III.18})$$

$$M_{\chi_1^0} \leq M_{\chi_2^0} \quad (\text{III.19})$$

qui atteignent 50% sur une grande partie du plan $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$.

III.4.6 Conclusion

Nous avons déterminé une sélection rejetant les événements du modèle standard tout en maintenant une efficacité importante sur les événements neutralinos pour une grande partie du plan $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$ et pour les deux valeurs de *CP* relatif.

Cependant, nous ne connaissons pas le *CP* relatif du χ_2^0 et du χ_1^0 . Donc, pour une valeur de $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$ le *CP* qui doit être pris en compte est celui qui donne la plus faible efficacité de sélection afin d'en éviter une surestimation.

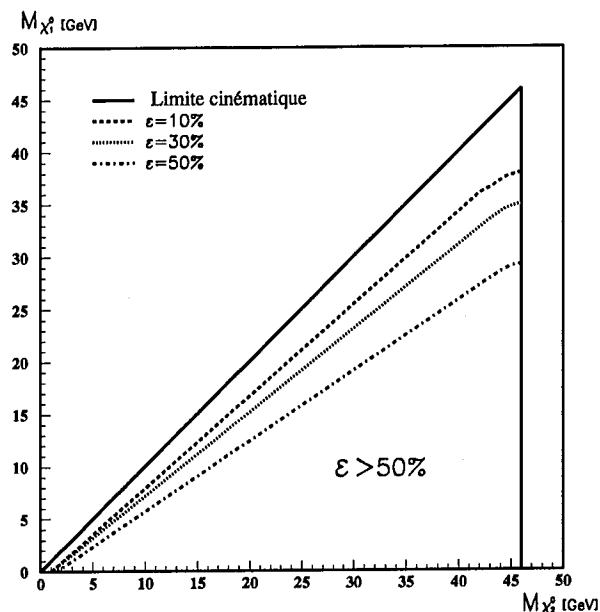


Figure III.27: Efficacités de sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0 e^+e^- \nu\bar{\nu}$.

III.5 Résultats de la recherche de neutralinos dans le canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$

III.5.1 Luminosité intégrée des données analysées

Les données analysées ont été prises entre 1991 et 1995, essentiellement à $\sqrt{s} = M_Z$. La figure III.28 montre la luminosité en fonction de $\sqrt{s}$ pour l'ensemble des données analysées. La luminosité intégrée est de 122 pb^{-1} , ce nombre ne prenant en compte que les périodes de fonctionnement où les détecteurs qui nous concernent (BGO et TEC) sont suffisamment efficaces. En particulier sont rejetées les périodes de prise de données pendant lesquelles un nombre important de cristaux BGO ne sont pas lus ou trop bruyants ou bien lorsque la TEC n'est pas suffisamment efficace (la TEC est inefficace si la fraction d'événements hadroniques ayant moins de 4 traces reconstruites est supérieure à 20%).

III.5.2 Résultats

Sur l'ensemble de ces données aucun événement n'a passé les coupures décrites dans ce chapitre. En l'absence de signal, l'interprétation des résultats se fera, dans le prochain chapitre, en termes de limites sur les paramètres de la théorie. Or, il faut s'attendre à ce que l'efficacité sur le signal dépende de $\sqrt{s}$ et ce plus particulièrement pour les couples de masse proches de la limite cinématique pour lesquels l'énergie disponible pour la paire e^+e^- varie fortement en fonction de $\sqrt{s}$. La prise de données à LEP 1, lorsqu'elle ne se déroulait pas à $\sqrt{s} = M_Z$, s'est essentiellement concentrée à $\sqrt{s} = M_Z \pm 2 \text{ GeV}$. C'est donc pour ces deux points qu'il est aussi, a priori, nécessaire de connaître la valeur de l'efficacité sur le signal en fonction de $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$.

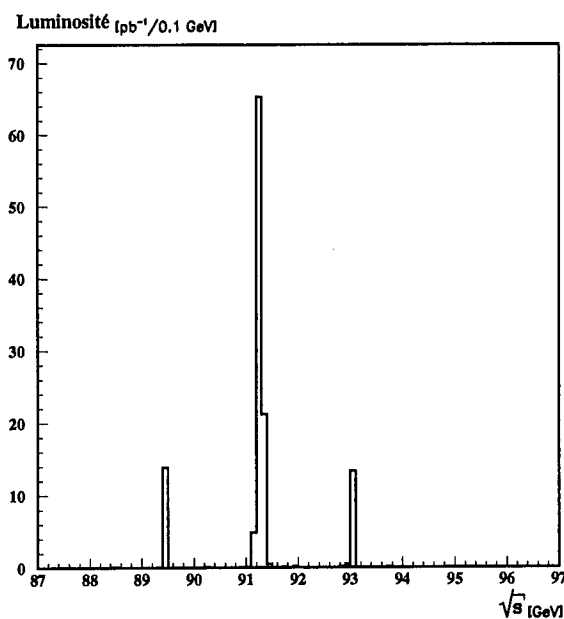


Figure III.28: Luminosités intégrées correspondant aux différentes valeurs de $\sqrt{s}$ pour les données analysées.

La figure III.29 donne ces efficacités pour $CP=+1$. Les différences ne sont pas suffisamment significatives et seront donc négligées lors de l'interprétation des résultats.

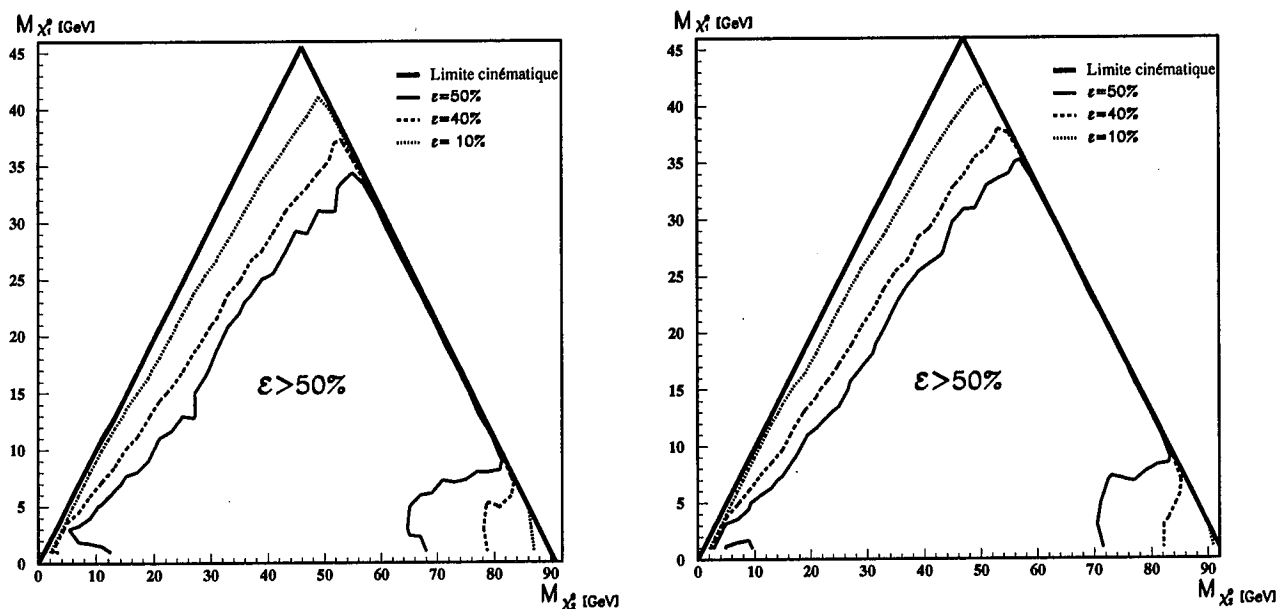


Figure III.29: Efficacités de sélection des événements $e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$ en dehors du pôle du Z (à gauche pour $\sqrt{s} = M_Z - 2$ GeV et à droite pour $\sqrt{s} = M_Z + 2$ GeV).

III.6 Quelle est la prédiction du Monte-Carlo ?

La statistique dont nous disposons pour avoir une prédiction du nombre d'événements de fond dans les données est suffisante uniquement pour le fond $\tau^+\tau^-$ pour lequel on prévoit *moins* de 0.25 événement. En effet, la statistique du Monte-Carlo est quatre fois plus grande que celle des données, aucun événement n'ayant passé la sélection, la prédiction est *inférieure* à 1 événement ce qui, ramené à la statistique des données, donne une contribution du fond $\tau^+\tau^-$ inférieure à 0.25 événement.

Pour estimer plus précisément la contribution des deux autres fonds, nous utiliserons deux méthodes :

- Utilisation de la simulation rapide, ce qui permet de générer un grand nombre d'événements et de disposer d'une statistique suffisante par rapport à celle des données. Pour tester la validité de cette simulation rapide pour l'estimation du fond, nous relâcherons les coupures appliquées et nous comparerons le nombre d'événements prédit par la simulation rapide et celui prédit par la simulation complète. Cette méthode sera utilisée pour l'estimation du fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$.
- Comparaison de la prédiction du Monte-Carlo avec les données lorsque les coupures sont relâchées. Cette méthode sera utilisée pour l'estimation du fond $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$.

III.6.1 Utilisation d'une simulation rapide pour l'étude du fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$

La simulation rapide utilisée pour le signal a été adaptée à l'étude du fond $e^+e^-(\gamma)$. La différence essentielle consiste à prendre en compte la possibilité de faire un veto sur un photon dont l'angle polaire θ est compris entre 5.5° et 10° ou entre 170° et 174.5° à l'aide du calorimètre hadronique ainsi que sur les photons pointant dans les régions non instrumentées du calorimètre électromagnétique entre les bouchons et le tonneau (voir la première section du chapitre V).

Ces efficacités de veto sont prises égales à 90% pour les photons de plus de 10 GeV pointant à petit angle et pour les photons d'énergie supérieure à 5 GeV pointant entre le tonneau et les bouchons.

La simulation rapide est appliquée à un lot de 300000 événements générés avec BHA-GENE3 et est comparée à un lot de 300000 événements complètement simulés. Le tableau III.2 compare la prédiction de la simulation rapide à celle de la simulation complète lorsque les coupures sont relâchées. Les coupures sensibles pour le fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ sont les coupures en acoplanarité et acolinéarité, en impulsion transverse manquante ainsi que la coupure $|\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + (\vec{E}_3) - \sqrt{s}| > 5 \text{ GeV}$ destinée à rejeter les événements où une seule particule emporte une grande partie de l'énergie manquante. Ce tableau montre que les coupures sont généralement redondantes car lorsque l'une d'entre elles est relâchée peu d'événements passent le nouveau lot de coupures. De plus, la prédiction de la simulation rapide est compatible avec celle de la simulation complète. Cependant, si les coupures sont très relâchées (comme pour les deux derniers lots de coupures) la prédiction de la simulation rapide commence à s'écarter de celle du Monte-Carlo réaliste. L'essentiel est que pour un lot de coupures proche de la sélection complète il apparaît que la simulation rapide peut être utilisée pour prédire la contribution du fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Coupure(s) relâchée(s)	Nb d'évts MC complet	Nb d'évts MC rapide
Sélection complète	0	0
<i>anti-Bhabha</i>	2	6
acop. et acol. $> 10^\circ$	2	1
$P_T > 4$ GeV	0	1
$P_T > 4$ GeV; acop. et acol. $> 10^\circ$	2	4
<i>anti-Bhabha</i> ; acop. et acol. $> 10^\circ$	6	7
$P_T > 4$ GeV; <i>anti-Bhabha</i> acop. et acol. $> 10^\circ$	12	9
$P_T > 4$ GeV; <i>anti-Bhabha</i> acop. et acol. $> 8^\circ$	18	12
$P_T > 3$ GeV; <i>anti-Bhabha</i> acop. et acol. $> 10^\circ$	26	17
$P_T > 3$ GeV; <i>anti-Bhabha</i> acop. et acol. $> 8^\circ$	42	22

Tableau III.2: Comparaison entre les nombres d'événements passant les coupures pour deux lots de 300000 événements $e^+e^-(\gamma)$ dont l'un a subi une simulation complète et l'autre une simulation rapide. Les coupures de la sélection complète sont acolinéarité et acoplanarité $> 15^\circ$, $P_T > 6$ GeV et $|\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + (\vec{E}_3) - \sqrt{s}| > 5$ GeV. Dans la colonne de gauche sont indiquées les coupures relâchées par rapport à la sélection complète (*anti-Bhabha* signifie que la coupure $|\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + (\vec{E}_3) - \sqrt{s}| > 5$ GeV n'est pas appliquée).

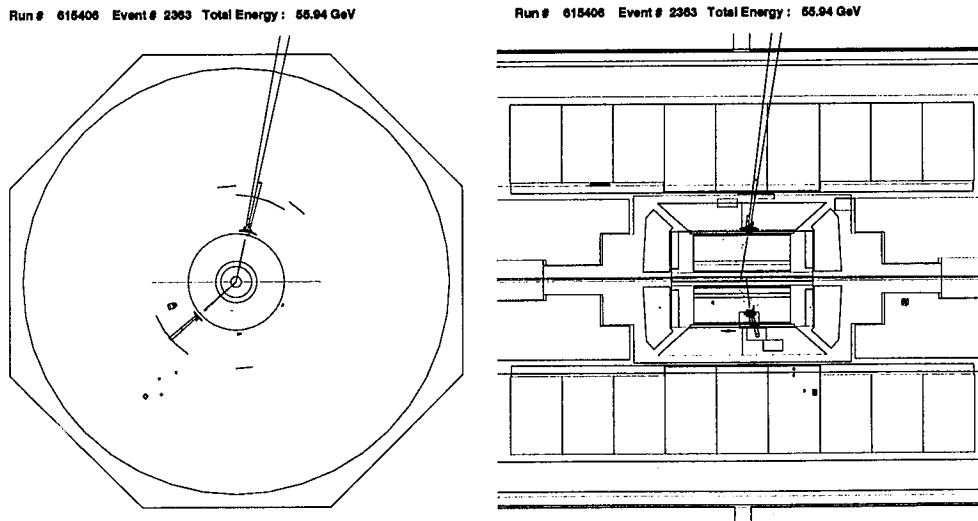


Figure III.30: Un événement des données qui passe la sélection lorsque la coupure $|\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + (\vec{E}_3) - \sqrt{s}| > 5$ GeV n'est pas appliquée.

Coupure(s) relâchée(s)	Nb d'évts MC complet	Nb d'évts données 92
Sélection complète	0	0
$P_T > 5 \text{ GeV}$	1	0
$P_T > 4 \text{ GeV}$	11	1
$P_T > 3 \text{ GeV}$	26	3
$P_T > 3 \text{ GeV} ; E_1 > 2 \text{ GeV} \text{ et } E_2 > 1 \text{ GeV}$	60	6

Tableau III.3: Comparaison entre les nombres d'événements passant les coupures pour un lot de 300000 interactions $\gamma\gamma$ ayant subi une simulation complète et les données 92. Les coupures de la sélection complète sont : $P_T > 6 \text{ GeV}$, $E_1 > 3 \text{ GeV}$ et $E_2 > 2 \text{ GeV}$.

Nous avons donc généré un lot de 2.1 millions d'événements correspondant à une luminosité de 244 pb^{-1} soit le double de la statistique des données analysées. Seuls deux événements ont passé les coupures ce qui donne une prédiction de l'ordre de 1 événement.

Enfin, la figure III.30 montre un événement des données qui passe la sélection lorsque la coupure $|\vec{P} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + (\vec{E}_3) - \sqrt{s}| > 5 \text{ GeV}$ n'est pas appliquée.

III.6.2 Sensibilité aux coupures du fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(e^+e^-)$

Le générateur DIAG36 donne une luminosité équivalente de 5.8 pb^{-1} pour les 300000 interactions $\gamma\gamma$ ayant subi une simulation complète du détecteur. Cependant, la section efficace de ce processus est mal définie et doit être normalisée aux données pour un lot de coupures donné. Pour estimer la véritable luminosité équivalente nous avons donc relâché les coupures en comparant le nombre d'événements prédit au nombre d'événements observés dans les données 92. Le tableau III.3 montre les résultats lorsque les coupures sensibles (impulsion transverse manquante et énergies des électrons) sont relâchées. La prédiction du Monte-Carlo est dix fois plus grande que le nombre d'événements dans les données 92. Ceci signifie que la luminosité équivalente pour les événements recherchés est de l'ordre du double de celle de l'ensemble des données analysées. La contribution du fond $\gamma\gamma$ est donc inférieure à 0.5 événement. La figure III.31 montre un événement des données qui passe la sélection lorsque la coupure en impulsion transverse manquante est relâchée à 5 GeV.

III.6.3 Conclusion

La contribution du fond $e^+e^-\gamma$ est de 1 événement, celle du fond $\gamma\gamma$ inférieure à 0.5 événement et celle du fond $\tau^+\tau^-$ inférieure à 0.25 événement. Ceci constitue un accord raisonnable avec l'observation de 0 événement dans les données puisque la probabilité de n'observer aucun événement lorsqu'on en attend moins de 1.75 est supérieure à 17% (pour la même prédiction la probabilité d'observer 1 événement est supérieure à 36% et celle d'en voir 2 supérieure à 13%).

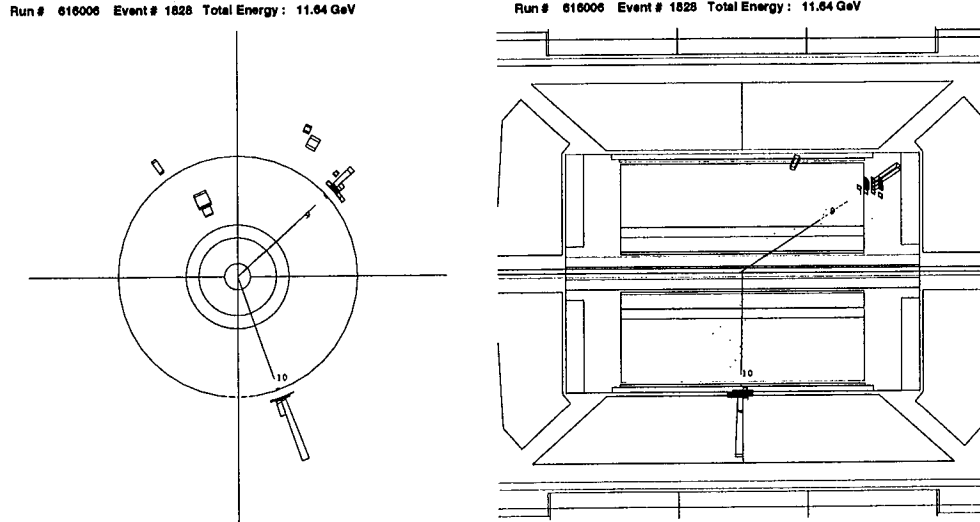


Figure III.31: Un événement des données qui passe la sélection lorsque la coupure en impulsion transverse manquante est relâchée à 5 GeV.

III.7 La recherche de neutralinos dans les autres canaux de désintégration du χ_2^0

Dans cette section je décrirai brièvement les sélections qui ont permis la recherche de neutralinos dans les autres canaux. Les sélections dans le canal $q\bar{q} \cancel{E}$ et $\mu^+\mu^- \cancel{E}$ ont été mises au point par Miltos Sarakinos. La sélection dans le canal γ a été réalisée par Alfons Weber. L'ensemble de ces trois sélections ainsi que celle dans le canal e^+e^- que j'ai décrite dans ce chapitre se trouvent rapportées dans la référence [9]. La sélection $\tau^+\tau^-$ n'a pas été réalisée car les désintégrations des $\tau^\pm$ rendent celles-ci complexe.

III.7.1 La sélection des événements dans les autres canaux fermioniques

Dans ces canaux, la paire e^+e^- est remplacée par une paire $q\bar{q}$ ou $\mu^+\mu^-$. Les fonds sont constitués des mêmes processus standards (excepté l'échange dans la voie t pour la diffusion Bhabha) et les coupures sont proches de celles utilisées pour le canal e^+e^- .

Sélection des événements neutralinos dans le canal $q\bar{q} \cancel{E}$

Il s'agit du processus $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0q\bar{q}$. Lorsque $M_{\chi_2^0}$ est faible, les deux quarks ont des impulsions dirigées dans la direction du χ_2^0 dans le référentiel du laboratoire et les deux jets sont reconstruits comme un seul jet. Quand $M_{\chi_2^0}$ augmente, l'angle entre les impulsions des deux quarks s'ouvre donnant lieu à la reconstruction d'événements 2 jets.

La sélection monojet est la suivante :

- Un jet avec une énergie transverse supérieure à 10 GeV (réduit le fond $\gamma\gamma$).
- Au moins 4 traces TEC reconstruites (réduit le fond $\tau^+\tau^-$ quand l'un des τ n'est pas détecté et que l'autre donne un état final hadronique).
- Isolation de l'impulsion manquante : pas de trace reconstruite dans la direction opposée au jet et moins de 500 MeV déposés dans un cône de 30° autour de la direction opposée à l'impulsion du jet ce qui assure que l'impulsion manquante n'est pas due à des particules dont l'énergie est mal mesurée.

et la sélection deux jets :

- Acoplanarité et acolinéarité supérieures à 40° (mêmes motivations que dans la sélection e^+e^-).
- Même coupure d'isolation de l'impulsion manquante que dans le cas monojet.
- Chaque jet a une énergie supérieure à 3 GeV et l'impulsion manquante pointe au moins à 25° de l'axe du faisceau (équivalent à une coupure sur l'impulsion transverse manquante).

Sélection des événements neutralinos dans le canal $\mu^+\mu^- \cancel{E}$

Il s'agit du processus $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0\mu^+\mu^-$ qui est sélectionné à l'aide des coupures suivantes :

- Deux muons reconstruits et pas plus de 2 traces reconstruites dans la TEC.
- Acoplanarité supérieure à 40° .
- Pas de dépôt supérieur à 2 GeV dans le ECAL (réduit le fond Bhabha) ou dans le luminomètre (réduit le fond $\gamma\gamma$).
- Impulsion transverse manquante supérieure à 6 GeV.

III.7.2 Sélection des événements neutralinos dans le canal

$$e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0\gamma$$

Il s'agit là d'un nouveau processus qui a été décrit dans le chapitre I (voir la référence [11] pour une étude complète de ce processus). Cette recherche a été menée dans L3 et se trouve détaillée dans la référence [10]. Le fond est constitué des processus suivants :

- $l^+l^-\gamma$ où les leptons ne sont pas mesurés
- $\nu\bar{\nu}\gamma$

La sélection autorise jusqu'à 3 dépôts dans le ECAL (pour ne pas supprimer un événement uniquement à cause du bruit). En voici les grandes lignes :

- Pas de dépôt supérieur à 5 GeV dans le luminomètre et 3 GeV dans le HCAL (réduit le fond $e^+e^-\gamma$).
- Pas de traces TEC ou de muon reconstruits (réduit le fond $\mu^+\mu^-\gamma$).
- L'angle de l'impulsion du photon avec l'axe du faisceau doit être supérieur à 20° et son impulsion transverse supérieure à 10 GeV (réduit le fond $\nu\bar{\nu}\gamma$).

III.7.3 Efficacités de sélection et résultats de la recherche de neutralinos dans les canaux $q\bar{q} \cancel{E}$, $\mu^+\mu^- \cancel{E}$ et $\gamma \cancel{E}$

Dans le plan $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$ la forme des efficacités de sélection est proche de celle obtenue dans le canal e^+e^- . Lorsque $(M_{\chi_2^0} - M_{\chi_1^0})$ est suffisamment grand, l'efficacité devient non nulle et est relativement plate lorsqu'on s'éloigne de la limite cinématique. Dans cette zone où l'efficacité est plate on atteint des maxima de l'ordre de 35% , 45% et 70% dans les canaux $q\bar{q}$, $\mu^+\mu^-$ et γ respectivement (figure III.32)

Le tableau III.4 montre les nombres d'événements observés dans les différents canaux ainsi que les nombres d'événements de fond attendus pour les données de 91 à 93 et accumulant 1,8 million de désintégrations hadroniques du Z^0 .

Canal	Nb d'événements	
	Observés	Attendus
monojet	0	0
deux jets	3	0.9
$\mu^+\mu^-$	0	0
γ	13	15.7

Tableau III.4: Nombre d'événements neutralinos observés avec les données de 91 à 93 dans les différents canaux de recherche ainsi que les nombres d'événements de fond attendus.

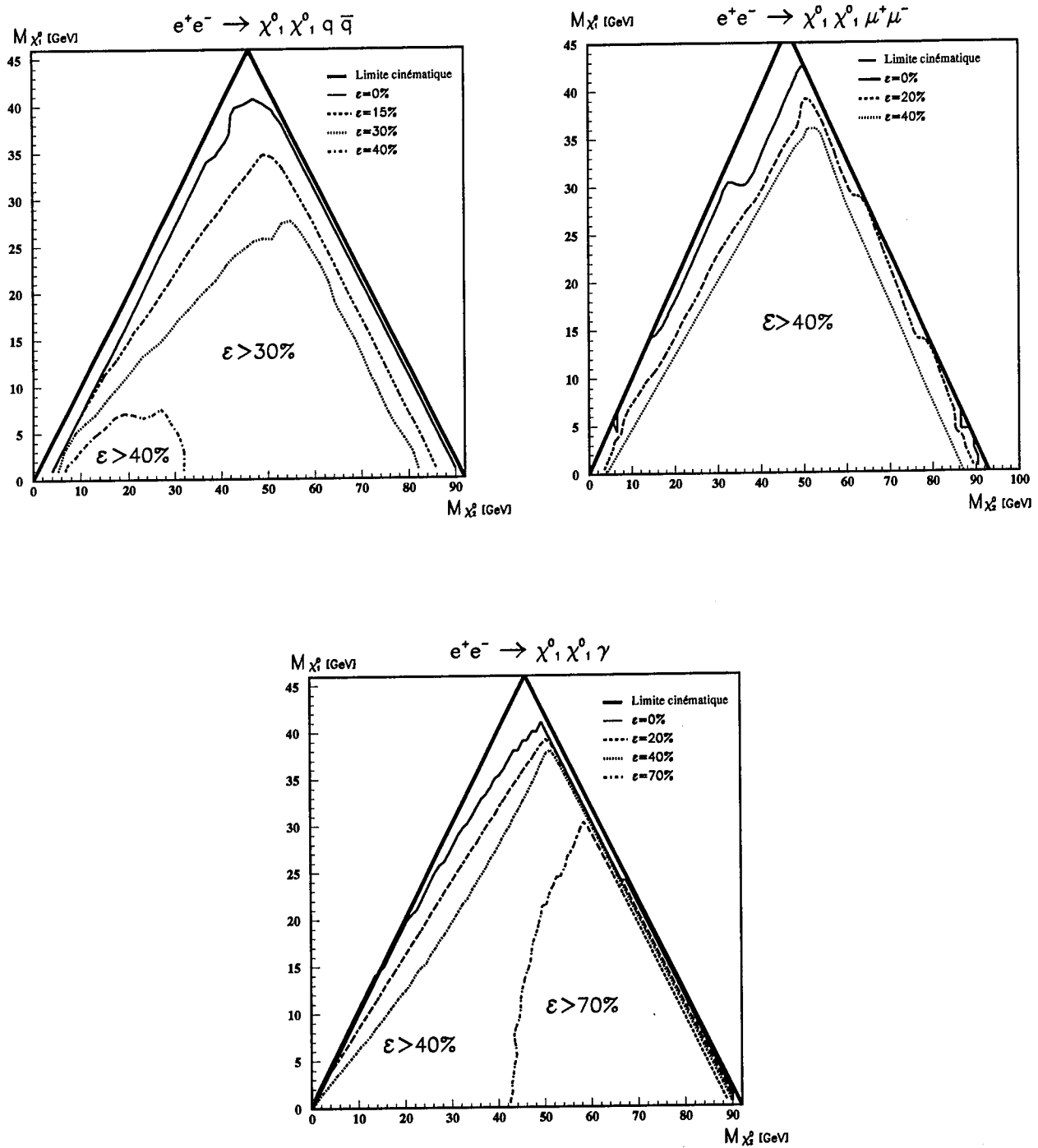


Figure III.32: Efficacités de sélection des événements neutralinos dans les canaux $q\bar{q}$, $\mu^+\mu^-$ et γ .

Bibliographie

- [1] Y. Karyotakis et M. Wadhwa, L3 note 1727
- [2] S. Jezequel et Y. Karyotakis, L3 note 1272
- [3] GEANT 3.15, R. Brun et al
CERN-DD/78-2
- [4] A. Bartl et al., Phys. Lett. **B216**, (1989) , 233
Production and decay of neutralinos in e^+e^- annihilation
- [5] JETSET 7.3: T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun 43 (1987) 367
- [6] BHAGENE3: J.H. Field, Phys. Lett. B236 (1994) 432
J.H. Field et T. Riemann, UGVA-DPNC 1995/6166, DESY 95-100
- [7] KORALZ: S. Jadach et al, Z Physics at LEP 1
eds. G. Altarelli et al., CERN Report CERN-89-08, Vol 3 (1989)
- [8] DIAG 36: F.A. Berends et al., Nucl. Phys. **B253** (1985) 441
- [9] L3 Collab., M. Acciari et al., Phys. Lett. **B350** (1995) 109
Search for neutralinos in Z decays
- [10] A. Weber, thèse, RWTH Aachen PITHA 94/18 (1994)
- [11] H. Haber and D. Wyler , Nucl. Phys **B323** (1989) 267
- [12] STALINO: K. Shultze, R. Starosta, L3 Internal note 1002 (1991).
- [13] SUSYGEN: S. Katsanevas et S. Melacrinou
publié dans "Workshop on physics at LEP 2", CERN, 1995
- [14] J. Wenninger, Thèse de l'université de Genève, n° 2544

Chapitre IV

Interprétation des résultats

Introduction

Dans ce chapitre, je donnerai une interprétation des résultats de la recherche de neutralinos menée par l'expérience L3 à LEP 1. La compatibilité entre les nombres d'événements prédits par les fonds et ceux observés dans les données donnera lieu à une interprétation en terme de limites sur les paramètres de la supersymétrie.

Dans la première partie, cette interprétation sera faite hors du MSSM. En effet, tous les modèles supersymétriques ont un spectre minimum commun, on peut alors obtenir des limites sur les différents rapports de branchement concernés par notre analyse et qui ne mettent pas en jeu les détails du modèle.

Le MSSM (Modèle SuperSymétrique Minimal) contient un nombre restreint de paramètres dont sont fonction les masses des particules ainsi que les sections efficaces des différents processus. Une interprétation sera donc faite dans ce cadre (seconde partie) et portera alors sur les paramètres de ce modèle.

Malgré tout, même dans le MSSM, le nombre de paramètres reste important. Il sera indispensable de faire des hypothèses pour avoir accès à un résultat. Je préciserai chaque hypothèse faite, puis dans la troisième partie celles-ci seront discutées afin d'éclaircir les modifications apportées aux résultats si elles ne sont pas satisfaites.

Mais avant de tirer une interprétation des résultats, je rappellerai la statistique à laquelle obéit la distribution du nombre d'événements observés et la méthode permettant d'obtenir des limites sur les paramètres du modèle.

IV.1 Statistique de Poisson et obtention de limites

IV.1.1 La statistique de Poisson

La statistique de Poisson est obtenue, tout comme la statistique gaussienne, comme limite de la loi binômiale. La loi binômiale donne la probabilité lorsqu'on réalise N expériences (*i.e.* N événements analysés) et que chaque expérience a une probabilité p de réussite (*i.e.* de passer la sélection) d'observer n succès (*i.e.* que n événements passent les coupures) :

$$\mathcal{P}(N, n, p) = C_n^N \times p^n \times (1 - p)^{N-n} \quad (\text{IV.1})$$

Lorsque $N \rightarrow \infty$ et que $p \rightarrow 0$ (beaucoup d'événements analysés mais peu sont sélectionnés) le nombre d'événements attendus est $N_{pred} = N.p$, la probabilité d'observer N_{obs} événements lorsqu'on en attend N_{pred} est alors donnée par la distribution de Poisson :

$$\mathcal{P}(N_{obs}; N_{pred}) = \frac{(N_{pred})^{N_{obs}}}{N_{obs}!} e^{-N_{pred}} \quad (\text{IV.2})$$

IV.1.2 Obtention de limites lorsque le fond prédit est nul

On considère un processus qui doit produire N_{pred} événements. La probabilité d'en observer N_{obs} est alors donnée par l'expression IV.2. La probabilité d'en observer *plus* que N_{obs} est donc :

$$\mathcal{P}(N_{evts} > N_{obs}) = \sum_{n=N_{obs}+1}^{\infty} \frac{(N_{pred})^n}{n!} e^{-N_{pred}} \quad (\text{IV.3})$$

Cette probabilité augmente avec N_{pred} et est supérieure à un degré de confiance (que nous prendrons pour toute la suite égal à 95%) pour une valeur de N_{pred} qui sera notée N_{lim} . Il y a donc 95% de chances d'observer plus de N_{lim} événements si le processus en question existe réellement. Si l'on réalise l'expérience et que le nombre d'événements *effectivement* observé est inférieur à N_{lim} le processus en question est exclu à 95% de degré de confiance. Ainsi, si l'on observe 2 événements tout processus censé produire en moyenne plus de 6.3 événements est exclu avec au moins 95% de degré de confiance.

Si le nombre d'événements prédit est une fonction monotone d'une grandeur physique ϕ : $N_{pred} = f(\phi)$ on obtient une limite ϕ_{lim} sur cette grandeur (supérieure ou inférieure selon le sens de variation de N_{pred} avec ϕ) obtenue en inversant l'égalité $N_{lim} = f(\phi_{lim})$.

IV.1.3 Obtention de limites en présence de fond

Supposons qu'en dehors du processus qui nous intéresse, produisant en moyenne N_s événements, il existe des fonds nous prédisant au total N_f événements. Si l'on observe N_{obs} événements il y en a une fraction n_f qui sont effectivement du fond et n_s qui sont des événements de signal (on a $n_s + n_f = N_{obs}$). Nous ne connaissons ni n_s ni n_f , n_s peut donc varier entre 0 et N_{obs} et n_f entre 0 et $(N_{obs} - n_s)$. Par contre, nous savons que n_s et n_f obéissent à des distributions de Poisson de moyenne N_s et N_f . La probabilité d'observer N_{obs} événements est alors :

$$\mathcal{P}(N_{obs}; N_f, N_s) = \sum_{n_f=0}^{N_{obs}} \sum_{n_s=0}^{N_{obs}-n_f} \mathcal{P}(n_f; N_f) \cdot \mathcal{P}(n_s; N_s) \quad (\text{IV.4})$$

Après calculs, cette probabilité s'avère être simplement égale à une distribution de Poisson dont la moyenne est $(N_f + N_s)$:

$$\mathcal{P}(N_{obs}; N_f, N_s) = \frac{(N_f + N_s)^{N_{obs}}}{N_{obs}!} e^{-(N_f + N_s)} \quad (\text{IV.5})$$

Pour obtenir une limite supérieure sur le nombre d'événements de signal on ne peut utiliser directement la relation (IV.5) et reproduire le raisonnement qui a été fait dans la section précédente. On peut le comprendre aisément en considérant le cas où N_f est grand et où aucun événement n'a été observé. La valeur N_{lim} de N_s pour laquelle cette probabilité est supérieure au degré de confiance est alors négative, ce qui n'a pas de sens.

Il faut en effet prendre en compte le fait que n_f doit être inférieur à N_{obs} en normalisant la probabilité (IV.5) aux valeurs que peut prendre n_f . Le facteur de normalisation est donc :

$$\mathcal{N} = \frac{1}{\sum_{n_f=0}^{N_{obs}} \mathcal{P}(n_f; N_f)} \quad (\text{IV.6})$$

Si l'on observe n_0 événements, la probabilité à considérer pour obtenir une limite supérieure sur le nombre d'événements de signal est celle d'observer *moins* de n_0 événements *et* que n_f soit *inférieur* à n_0 . Cette probabilité est donnée par :

$$\mathcal{P}(N_{obs} \leq n_0 \text{ et } n_f < n_0; N_f, N_s) = \mathcal{N} \cdot \sum_{n=0}^{N_{obs}} \mathcal{P}(n; N_s, N_f) \quad (\text{IV.7})$$

Finalement, la probabilité d'observer *plus* de n_0 événements *et* que n_f soit *inférieur* à n_0 est :

$$\mathcal{P}(N_{obs} > n_0 \text{ et } n_f < n_0) = 1 - \mathcal{P}(N_{obs} \leq n_0 \text{ et } n_f < n_0) \quad (\text{IV.8})$$

soit :

$$\mathcal{P}(N_{obs} > n_0 \text{ et } n_f < n_0) = 1 - \frac{e^{-(N_s + N_f)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(N_s + N_f)^n}{n!}}{e^{-N_f} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{N_f^n}{n!}} \quad (\text{IV.9})$$

Ce qui constitue la relation recommandée par le Particle Data Group pour la détermination de limites en présence de fond [10]. Comme pour le cas sans fond, cette probabilité augmente avec N_s et devient supérieure à 95% pour une valeur N_{lim} de N_s . C'est cette valeur qui sera utilisée comme limite supérieure sur le nombre d'événements de signal en présence de fond. Ainsi, si le fond prédit 1 événement et que l'on en observe 2, tout signal prédisant en moyenne plus de 5.5 événements est exclu avec 95% de degré de confiance. Il faut remarquer que si l'on observe 0 événement, N_{lim} ne dépend plus de la prédiction du fond et vaut toujours 3. Ceci n'est cependant valable que si la prédiction du fond n'est pas très élevée, en pratique inférieure à 5, car au-delà de cette valeur la probabilité d'observer 0 événement est inférieure à 1% et l'estimation du fond doit alors être remise en cause. Traditionnellement, lorsque la prédiction du fond N_f est supérieure au nombre d'événements observés n_0 , afin de ne pas surestimer les limites on ramène N_f à n_0 . Nous utiliserons cette procédure dans notre interprétation.

IV.1.4 Obtention de limites par combinaison de plusieurs canaux de recherche

S'il existe plusieurs canaux de recherche pour mettre en évidence le même phénomène, il est possible d'obtenir une limite en appliquant la méthode décrite ci-dessus à chaque canal et en prenant en compte la meilleure limite. Il est cependant possible de combiner les résultats des différents canaux et de généraliser ainsi la relation (IV.9) afin d'obtenir une limite plus contraignante qu'en ne considérant que le canal donnant la meilleure limite (cette méthode est décrite dans la référence [1]).

Si CL (*confidence level*) est le degré de confiance que l'on se fixe, la limite supérieure N_{lim} sur le nombre d'événements de signal est donnée par :

$$CL = 1 - \frac{e^{-(N_{lim}+N_f)} \prod_{i=1}^k \sum_{j=0}^{n_i} \frac{(N_{lim}+N_f^i)^j}{j!}}{e^{-N_f} \prod_{i=1}^k \sum_{j=0}^{n_i} \frac{(N_f^i)^j}{j!}} \quad (IV.10)$$

avec:

- k : nombre de canaux différents
- n_i : nombre d'événements observés dans le canal i
- $N_f = \sum_{i=1}^k N_f^i = \sum_{i=1}^k \frac{n_f^i}{p_i}$: somme des fonds pondérés où n_f^i est le nombre d'événements de fond attendus dans le canal i et p_i pondère le fond attendu pour chaque canal :

$$p_i = \frac{\varepsilon_i \cdot Br_i}{\sum_{i=1}^k \varepsilon_i \cdot Br_i} \quad (IV.11)$$

ε_i étant l'efficacité sur le signal dans le canal i et Br_i la fraction de signal dans le canal i , seuls sont pris en compte les canaux contribuant effectivement au signal, on a donc toujours $\sum_{i=1}^k Br_i = 1$.

Si l'on excepte le facteur de pondération, cette probabilité est simplement obtenue en prenant pour chaque canal la probabilité de la section précédente et en calculant leur produit.

IV.2 Interprétation hors MSSM

Dans cette partie, nous ne nous placerons pas explicitement dans le cadre du MSSM qui permet d'avoir accès aux masses des neutralinos ainsi qu'aux sections efficaces des différents processus à partir d'un lot réduit de paramètres. Les résultats obtenus sont alors indépendants des détails du modèle (essentiellement le mode de brisure de la supersymétrie). En effet, il existe dans toute extension supersymétrique du modèle standard un spectre minimum incluant, pour ce qui nous concerne, quatre neutralinos, deux sélectrons $\tilde{e}_L$ et $\tilde{e}_R$ correspondant chacun à deux degrés de libertés (il s'agit de champs complexes) ainsi que deux bosons de Higgs scalaires h^0, H^0 et un pseudo-scalaire A^0 . Les masses des particules, leurs rapports de branchement dans les différents canaux de désintégrations ainsi que les sections efficaces de production sont des paramètres libres.

IV.2.1 Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) \cdot Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-)$

Les hypothèses

Les efficacités sur le signal $e^+ e^- \chi_1^0 \chi_1^0$ obtenues dans le chapitre précédent supposaient que le seul canal de désintégration du χ_2^0 est :

$$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^* \quad (\text{IV.12})$$

Il s'agit de la voie s dont le graphe est le même que celui de la production de $\chi_1^0 \chi_2^0$. En fait, il existe une voie t par l'intermédiaire du $\tilde{e}$ menant elle aussi à un état final $e^+ e^- \chi_1^0$ (voir chapitre I). Si les efficacités de sélection ne dépendent pas trop de la masse des $\tilde{e}$, les acceptances des événements $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \chi_1^0 \chi_1^0$ que nous avons obtenues dans le chapitre précédent sont valables quelle que soit la masse du $\tilde{e}$. Le $\tilde{e}$ peut aussi jouer un rôle dans le processus de production mais nous verrons dans la dernière partie qu'à LEP 1 la voie s où un Z^0 est produit avant de se désintégrer en $\chi_1^0 \chi_2^0$ est dominante puisque l'énergie dans le centre de masse est proche du pôle du Z^0 . La largeur du χ_2^0 en $\chi_1^0 h^0 / A^0$ sera supposée nulle, nous reviendrons sur cette hypothèse dans la dernière partie de ce chapitre

Nombre d'événements de signal attendus

Soit $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée des données et $\varepsilon_{(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})}$ l'efficacité sur le signal pour un couple de masse $(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})$. Le nombre d'événements de signal attendus pour un couple de masse $(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})$ est :

$$N_{\text{signal}} = \sigma(e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \chi_1^0 \chi_1^0) \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon_{(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})} \quad (\text{IV.13})$$

Le processus $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \chi_1^0 \chi_1^0$ peut être factorisé en production d'une paire $\chi_1^0 \chi_2^0$ puis désintégration du χ_2^0 en $e^+ e^- \chi_1^0$:

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \chi_1^0 \chi_1^0) \cdot \mathcal{L} = N_Z \cdot Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) \cdot Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-) \quad (\text{IV.14})$$

où N_Z est le nombre de Z^0 produits correspondant aux données analysées calculé à l'aide des

paramètres du Z^0 [4]. La relation (IV.13) devient :

$$N_{signal} = N_Z \cdot Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) \cdot Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-) \cdot \varepsilon_{(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})} \quad (IV.15)$$

Obtention d'une limite sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) \cdot Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-)$

En l'absence d'excès d'événements dans les données indiquant la présence d'un signal, N_{signal} doit être inférieur à la limite N_{lim} obtenue à l'aide de la distribution de Poisson. Pour ce qui concerne la recherche de neutralinos dans le canal $e^+ e^- \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0 e^+ e^-$, puisqu'aucun événement n'a passé les coupures N_{lim} est égal à 3. On obtient ainsi une limite à 95% de degré de confiance sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) \cdot Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-)$:

$$Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) \cdot Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-) < \frac{N_{lim}}{N_Z \cdot \varepsilon_{(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})}} \quad (IV.16)$$

La figure IV.1 montre les limites obtenues en fonction de $(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})$. Celles-ci atteignent des valeurs de l'ordre de $1.2 \cdot 10^{-6}$ sur les couples de masse pour lesquels l'efficacité atteint 50%.

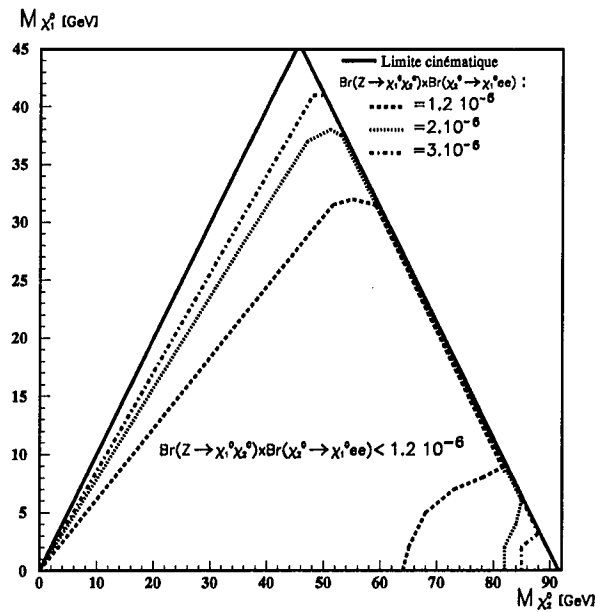


Figure IV.1: Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) \cdot Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-)$.

IV.2.2 Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$

Le rôle de $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$

Dans cette section l'hypothèse suivante est indispensable :

- la masse du $\tilde{e}$ est grande par rapport à la masse du χ_2^0

donc pour ce qui nous concerne par rapport à M_Z puisque les masses de χ_2^0 supérieures à M_Z ne nous sont pas accessibles. Cette hypothèse permet d'exprimer simplement le rapport de branchement du χ_2^0 en $\chi_1^0 e^+ e^-$ (et plus généralement en $\chi_1^0 f \bar{f}$) car on a alors :

$$Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*) + Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma) = 1 \quad (\text{IV.17})$$

Soit :

$$Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-) = (1 - Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)) \cdot Br(Z \rightarrow e^+ e^-) \quad (\text{IV.18})$$

Cette relation ne permet pas d'accéder directement à une limite sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ car $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$ peut varier sur une grande gamme de valeurs (voir [5] pour une étude détaillée). En effet, le processus en question se fait par l'intermédiaire d'un graphe mettant en jeu une boucle incluant, entre autres, des particules supersymétriques dont nous ne connaissons pas les masses. Dans L3, nous avons choisi de supposer que $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$ est inconnu et peut donc varier entre 0 et 1.

On peut alors extraire une limite conservative sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ en utilisant la recherche de neutralinos dans la voie $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma$ qui a été menée dans L3 et dont nous avons rapporté les résultats dans le chapitre précédent.

Ceci se fait en trois étapes :

1) Limite sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ en supposant $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma) = 0$

On a alors $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*) = 1$ (nous reviendrons dans la dernière section sur le rôle de la largeur du χ_2^0 en $\chi_1^0 h^0 / A^0$) et $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ est donné par :

$$Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) < \frac{N_{lim}^{ee}}{N_Z \cdot Br(Z \rightarrow e^+ e^-) \cdot \varepsilon^{ee}} \quad (\text{IV.19})$$

où N_{lim}^{ee} est la limite supérieure de Poisson sur le nombre d'événements de signal dans le canal $e^+ e^-$ et ε^{ee} l'efficacité correspondante pour un couple de masse $(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})$.

2) Limite sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ en supposant $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma) = 1$

On a alors :

$$Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) < \frac{N_{lim}^\gamma}{N_Z \cdot \varepsilon^\gamma} \quad (\text{IV.20})$$

où ε^γ est l'efficacité de sélection dans le canal correspondant.

3) Obtention d'une limite conservative sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ en faisant varier $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$ entre 0 et 1

La méthode qui est décrite dans cette section est illustrée sur la figure IV.2. La limite sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ obtenue à partir de la recherche de neutralinos dans le canal e^+e^- peut s'exprimer comme une fonction de $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$. En effet, dans l'inéquation IV.19 $Br(Z \rightarrow e^+e^-)$ doit être remplacé par :

$$Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*) \cdot Br(Z \rightarrow e^+e^-) \quad (IV.21)$$

qui est égal à :

$$(1 - Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)) \cdot Br(Z \rightarrow e^+e^-) \quad (IV.22)$$

On obtient alors la limite suivante sur $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$:

$$Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0) < \frac{N_{lim}^{ee}}{N_Z \cdot \varepsilon^{ee} \cdot (1 - Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)) \cdot Br(Z \rightarrow e^+e^-)} \quad (IV.23)$$

et donc une limite sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ qui est fonction de $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$. Ainsi, un domaine du plan $(Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0), Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma))$ peut être exclu. Mais aucune limite sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ n'est obtenue puisque pour $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma) = 1$, le nombre d'événements de signal attendus dans le canal e^+e^- est nul.

De même, pour la recherche de neutralinos dans le canal $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma$ on peut exprimer la limite sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ comme une fonction de $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*)$. Le 1 qui est au dénominateur de IV.20 et qui représente $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$ doit être remplacé par $(1 - Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*))$ et à nouveau un domaine du plan $(Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0), Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma))$ est exclu.

L'intersection de ces deux domaines exclus admet une valeur de $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ maximale qui constitue la limite supérieure à 95% de degré de confiance sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$. Calculée explicitement, cette limite conservative s'avère être simplement égale à la somme des deux limites obtenues dans les cas extrêmes $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma) = 0$ et 1.

Cette procédure est appliquée à chaque couple de points $(M_{\chi_1^0}, M_{\chi_2^0})$ et l'on obtient le résultat de la figure IV.3.

Afin d'améliorer les limites obtenues, il est possible de combiner les résultats des canaux e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $q\bar{q}$ selon la méthode décrite dans la première section de ce chapitre. Dans un premier temps on suppose $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma) = 0$, la combinaison de tous les canaux $f\bar{f}$ fournit une limite sur le rapport de branchement et la méthode variant $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$ entre 0 et 1 peut à nouveau être appliquée. La figure IV.4 montre les limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ ainsi obtenues.

IV.2.3 Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0)$

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les sélections réalisées pour les recherches de neutralinos dans les événements $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0$ pouvaient être utilisées pour rechercher les événements $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0$ où l'un des χ_2^0 se désintègre dans la voie $\chi_1^0 f\bar{f}$ et l'autre dans la voie $\chi_1^0 Z^* \rightarrow \chi_1^0 \nu\bar{\nu}$. En fait, pour la voie $q\bar{q}$, le Z^* peut aussi se désintégrer dans la voie $q\bar{q}$ car pour certains couples de masse l'état final à 4 jets peut ressembler à un état à deux monojets et on retrouve alors la configuration dijets quand le Z^* se désintègre en $\nu\bar{\nu}$.

La procédure qui a été appliquée dans la section précédente pour déterminer une limite sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ sans faire d'hypothèse sur $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*)$ peut à nouveau être appliquée et les limites obtenues sont montrées sur la figure IV.5.

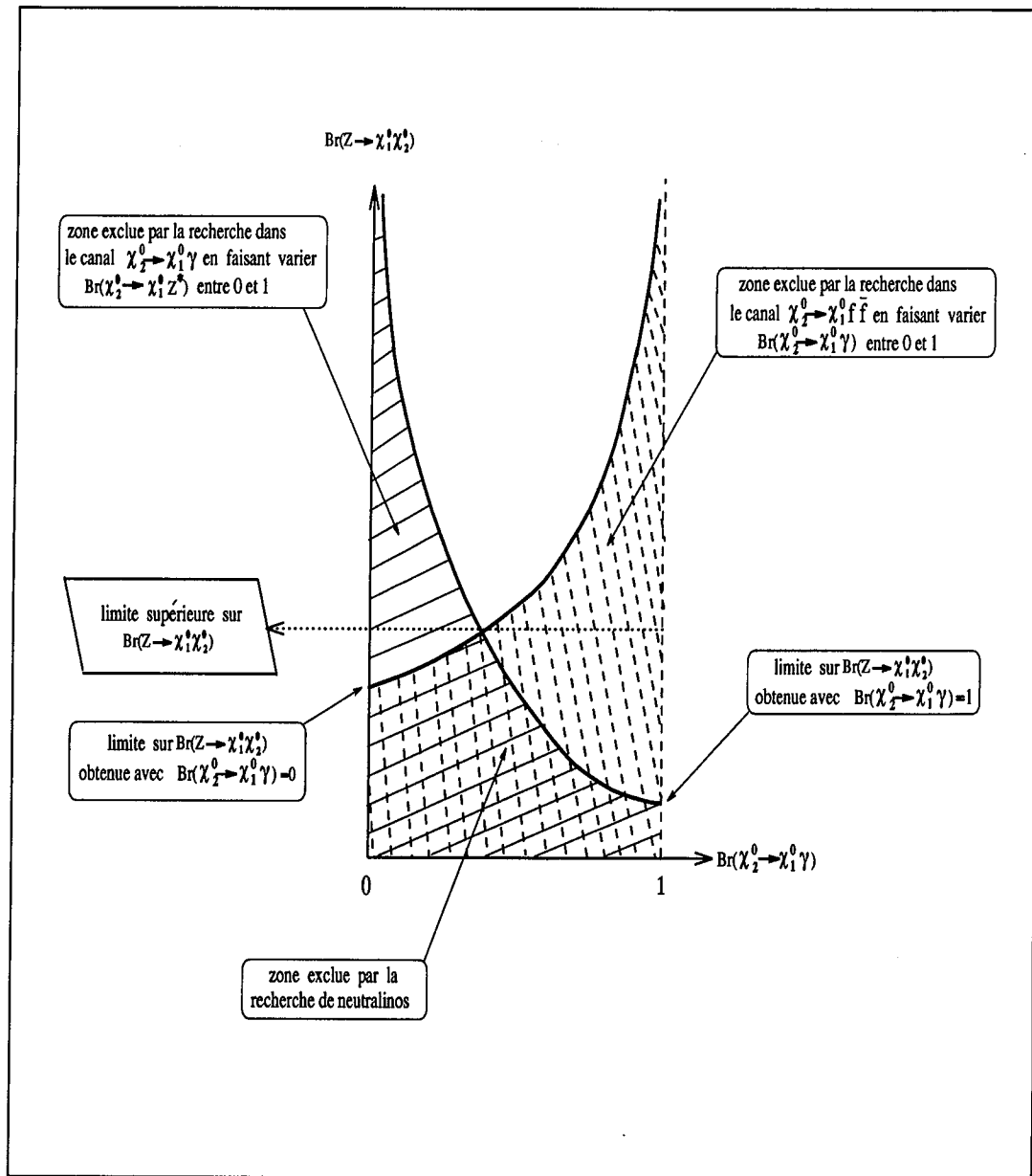


Figure IV.2: Illustration de la méthode permettant d'obtenir une limite supérieure sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ en faisant varier $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma)$ entre 0 et 1.

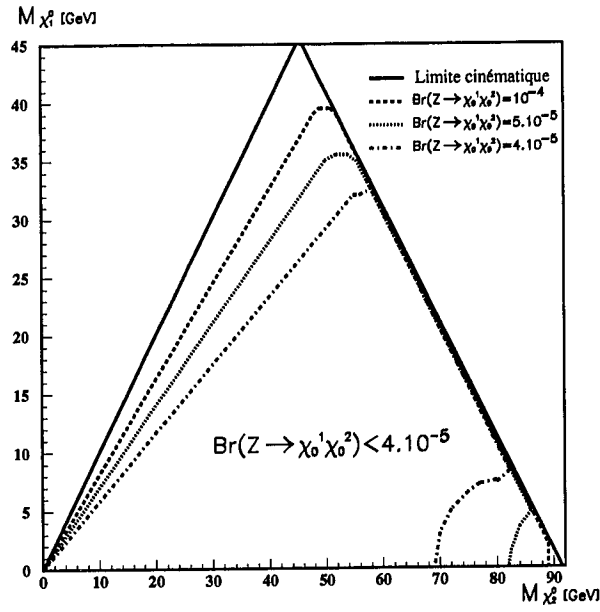


Figure IV.3: Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ obtenues à l'aide de la recherche de neutralinos en combinant les canaux e^+e^- et γ .

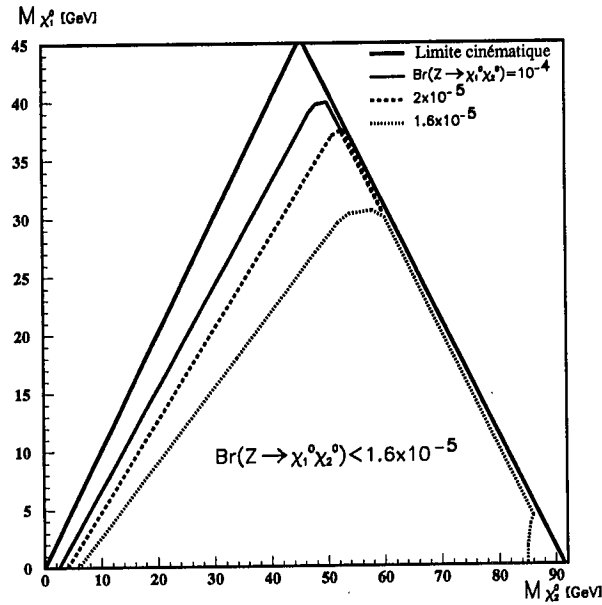


Figure IV.4: Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ obtenues à l'aide de la recherche de neutralinos en combinant les canaux $f\bar{f}$ et γ .

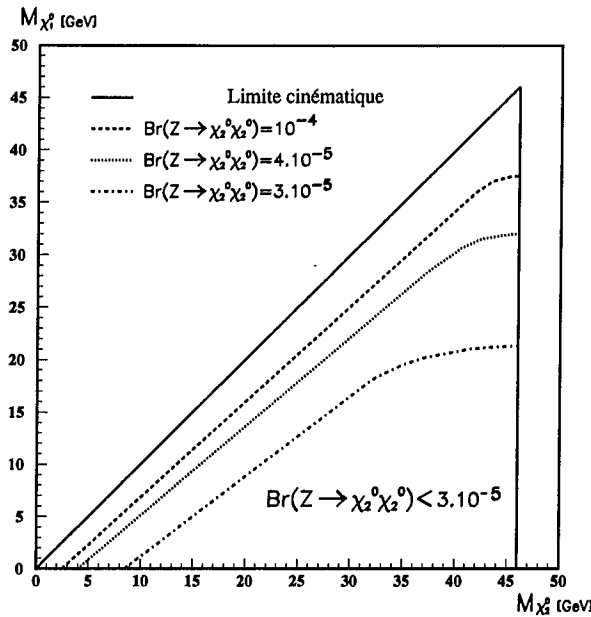


Figure IV.5: Limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0)$ obtenues à l'aide de la recherche de neutralinos en combinant les canaux $f\bar{f}$ et γ .

IV.3 Interprétation dans le cadre du MSSM

IV.3.1 L'espace des paramètres du MSSM

Dans cette partie, nous nous placerons explicitement dans le cadre du MSSM. Le secteur neutralinos (masses des particules, couplages) est alors déterminé par deux paramètres de masse (M pour le secteur jaugino et μ pour le secteur higgsino) et un paramètre sans dimension ($\tan\beta = v_1/v_2$) rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs. Par contre, les largeurs des neutralinos sont dépendantes des masses des autres superparticules en lesquelles elles peuvent se désintégrer (masses du $\tilde{e}$, des bosons de Higgs). Les paramètres ($M, \mu, \tan\beta$) ne peuvent varier dans des domaines arbitrairement grand et sont limités par (voir chapitre I) :

- $M \leq 250$ GeV
- $|\mu| \leq 200$ GeV
- $1 \leq \tan\beta \leq 50$

Nous utiliserons dans cette partie l'hypothèse que les désintégrations du χ_2^0 en $\chi_1^0 f\bar{f}$ se font par le canal $\chi_1^0 Z^*$ (ce qui revient à négliger les contributions des canaux $\tilde{\mu}, \tilde{e}$ et $\tilde{q}$). Cette hypothèse est donc conservative pourvu que les interférences destructives entre les canaux Z^* et $\tilde{f}$ soient négligeables.

IV.3.2 Exclusion de domaines de l'espace $(M, \mu, \tan \beta)$ avec la recherche directe de neutralinos

Limites cinématiques dans l'espace $(M, \mu, \tan \beta)$

Pour une valeur de $\tan \beta$ fixée, nous n'avons accès qu'à une partie du plan (M, μ) à cause de l'énergie disponible dans le centre de masse. La figure IV.6 montre ainsi pour $\tan \beta=3$ et $\tan \beta=40$ les masses des deux neutralinos les plus légers en fonction de (M, μ) .

Les masses du χ_1^0 et du χ_2^0 augmentent avec M et $|\mu|$ ce qui est dû à la dépendance en (M, μ) des masses des neutralinos (voir chapitre I). On voit ainsi qu'effectivement si M et μ sont trop grands les masses des superpartenaires deviennent trop grandes ($\simeq 1$ TeV) pour compenser les contributions des particules standard à la masse du Higgs. C'est ce qui justifie le choix des bornes pour M et μ que nous avons fait ci-dessus [3]. Les masses des neutralinos restent toujours très inférieures à cette limite de 1 TeV car ce sont des particules qui sont parmi les plus légères du spectre du MSSM. De plus, on peut remarquer que la dépendance en $\tan \beta$ est relativement douce puisqu'il n'y a pas de fortes différences entre ces deux valeurs éloignées de $\tan \beta$.

Pour chaque valeur de $\tan \beta$, peut donc être définie une limite cinématique correspondant à :

$$M_{\chi_1^0} + M_{\chi_2^0} \leq M_Z \quad (\text{IV.24})$$

La figure IV.7 donne l'évolution de la limite cinématique avec $\tan \beta$ et montre ainsi que la fraction de l'espace des paramètres qui nous est accessible dépend peu de $\tan \beta$.

Détermination des domaines exclus de l'espace $(M, \mu, \tan \beta)$

Pour un point $(M, \mu, \tan \beta)$, la matrice de mélange des états propres d'interaction (higgsinos, zino et photino) est entièrement déterminée (voir chapitre I). En diagonalisant cette matrice, on obtient les masses des neutralinos (valeurs propres) et les compositions des neutralinos en états propres d'interactions (vecteurs propres). Connaissant les masses du χ_1^0 et du χ_2^0 , on dispose d'une limite supérieure sur les rapports de branchement $Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0$ et $Z \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0$ obtenues dans la section précédente. Les couplages du Z aux états propres d'interactions sont connus, comme on connaît aussi la composition en états propres d'interaction des neutralinos, les largeurs ainsi que les rapports de branchement du Z en $\chi_1^0 \chi_2^0$ et en $\chi_2^0 \chi_2^0$ sont calculables pour ce point $(M, \mu, \tan \beta)$. Si l'un de ces rapports de branchement calculés est supérieur à la limite obtenue, le point $(M, \mu, \tan \beta)$ est exclu avec 95% de degré de confiance.

La figure IV.8 montre les domaines ainsi exclus pour différentes valeurs de $\tan \beta$. Les domaines qui ne sont pas exclus correspondent à des valeurs des paramètres pour lesquelles la différence de masse entre les deux neutralinos les plus légers est faible (l'efficacité de sélection est alors réduite) ou bien à des neutralinos légers dont les composantes higgsinos sont faibles (ils ne se couplent alors pas au Z). Ces domaines exclus dépendent peu des valeurs exactes des limites sur les rapports de branchement du Z en $\chi_1^0 \chi_2^0$ et $\chi_2^0 \chi_2^0$ ce qui justifie que l'on ne considère qu'une seule limite (la moins bonne) indépendamment du CP relatif bien que celui-ci soit fixé en fonction de $(M, \mu, \tan \beta)$. De plus, ceci indique que les domaines exclus ne sont pas très sensibles à une éventuelle surestimation des efficacités de sélection ou à une augmentation de la statistique des données analysées.

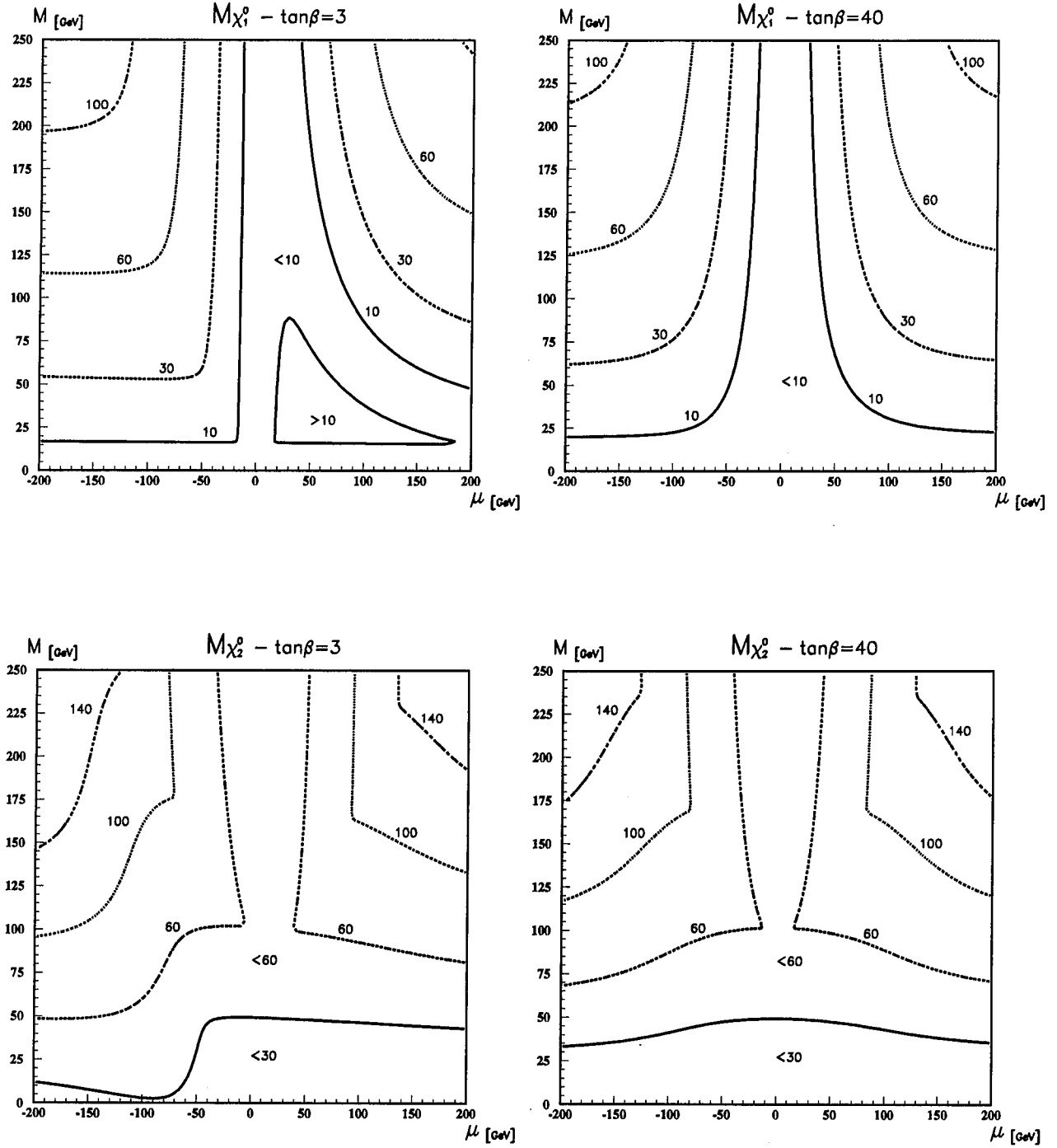


Figure IV.6: Masses des neutralinos les plus légers en fonction de (M, μ) pour $\tan\beta = 3$ et $\tan\beta = 40$. Les contours iso-masse sont tracés avec les valeurs correspondantes des masses indiquées.

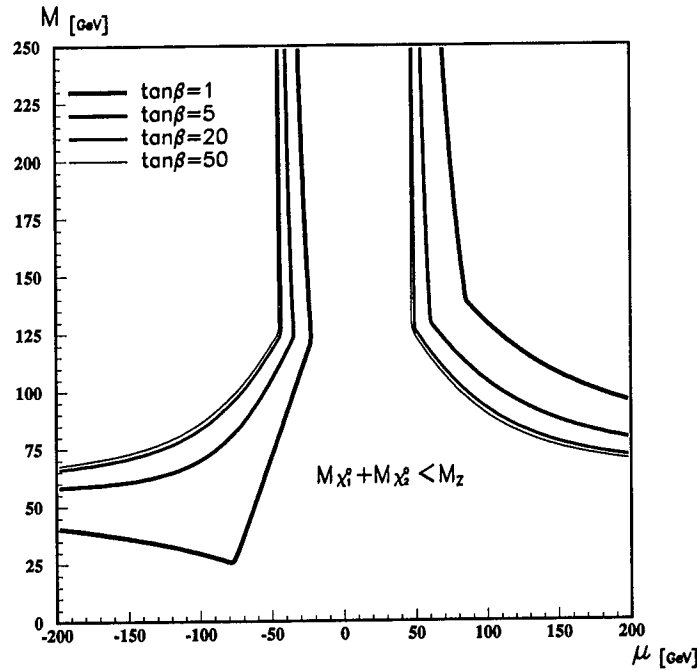


Figure IV.7: Evolution de la limite cinématique du processus $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0$ avec $\tan \beta$.

IV.3.3 Exclusion de domaines de l'espace $(M, \mu, \tan \beta)$ avec les mesures de Γ_Z et Γ_Z^{inv} à LEP 1

Introduction

Dès lors que de nouvelles particules se couplant au Z sont introduites, les largeurs totale Γ_Z^{tot} et invisible Γ_Z^{inv} du Z sont modifiées. Ces paramètres ont été mesurés à LEP 1 et leurs valeurs sont en accord avec celles prédites par le modèle standard. Si les modifications apportées aux largeurs du Z par rapport à celles du modèle standard sont supérieures à celles tolérées par les incertitudes de mesures, la nouvelle physique en question est exclue.

Procédure permettant d'obtenir une limite supérieure sur la contribution aux largeurs Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv}

Dans cette section, je décrirai la procédure permettant d'accéder à une limite supérieure sur la contribution de la nouvelle physique aux largeurs du Z . Les explications qui suivent sont illustrées par la figure IV.9.

Dans le cadre du modèle standard, les valeurs de Γ_Z et Γ_Z^{inv} sont exactement calculables. Cependant, certains paramètres qui entrent dans leurs calculs sont connus avec une précision limitée (la constante de couplage fort α_s , la masse du Z , la masse du top m_t) voire inconnu comme la masse du boson de Higgs M_H . Malgré tout, si l'on fait varier les paramètres en question dans leur zone d'incertitude, on peut obtenir une limite inférieure sur chacune des largeurs que nous noterons Γ_{min}^{tot} et Γ_{min}^{inv} (nous reviendrons plus loin sur la détermination de

 Exclu par la recherche directe de neutralinos
 Limite cinématique

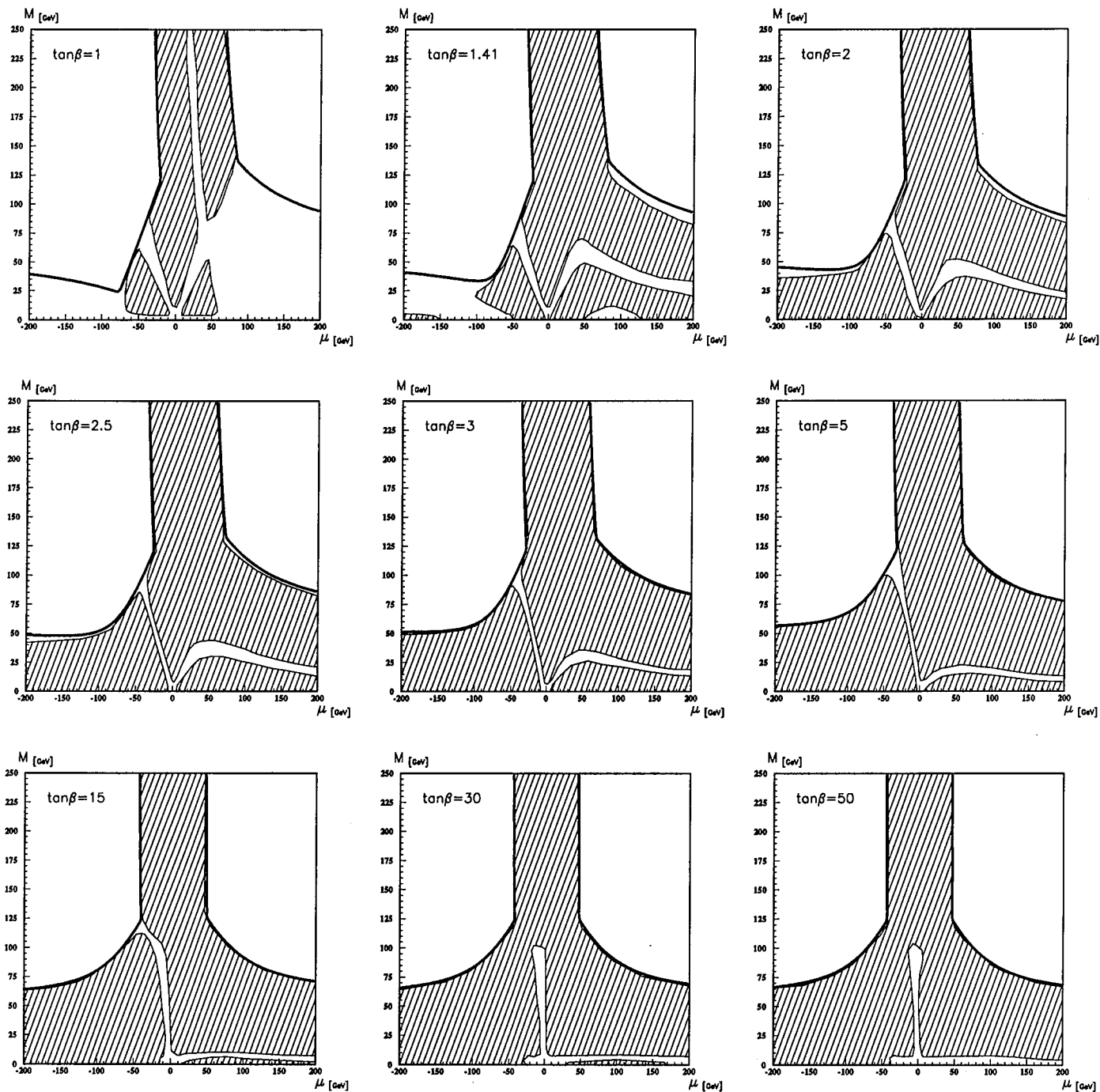


Figure IV.8: Domaines du plan (M, μ) exclus en combinant les différents canaux de recherche de neutralinos.

ces limites).

Ces deux largeurs sont par ailleurs mesurées à LEP 1 [4] en utilisant les sections efficaces $Z \rightarrow f\bar{f}$. Cette mesure fournit une estimation Γ_{mes} avec une incertitude σ_Γ (Γ désigne indifféremment Γ^{tot} ou Γ^{inv}).

On suppose que $\mathcal{P}(\Gamma)$, la distribution de la densité de probabilité de Γ , est donnée par une gaussienne centrée sur Γ_{mes} et de largeur σ_Γ . Cependant, de cette gaussienne il faut exclure la partie qui est en-dessous de Γ_{min}^{SM} qui est la valeur minimale tolérée par le modèle standard. On normalise donc la distribution de probabilité à la partie de la gaussienne qui est au-dessus de Γ_{min}^{SM} .

$$\int_{\Gamma_{min}^{SM}}^{\infty} \mathcal{P}(\Gamma) d\Gamma = 1 \quad (\text{IV.25})$$

Ne prenant en compte que cette partie de la gaussienne, on peut déterminer la valeur Γ^{95} telle que 95% de la gaussienne soit compris entre Γ_{min}^{SM} et Γ^{95} .

$$\int_{\Gamma^{95}}^{\infty} \mathcal{P}(\Gamma) d\Gamma = 0.05 \quad (\text{IV.26})$$

Ainsi, si l'on considère un processus apportant une contribution à Γ égale à $\Gamma^{Nouv.Phys}$, la valeur de Γ est supérieure à $\Gamma_{min}^{SM} + \Gamma^{Nouv.Phys}$. Si cette valeur est supérieure à Γ^{95} elle n'est compatible avec la valeur mesurée qu'avec une probabilité inférieure à 5%, la nouvelle physique en question est alors exclue avec 95% de degré de confiance par la mesure de Γ .

La limite supérieure à 95% de degré de confiance sur la contribution à Γ de la nouvelle physique est donc donnée par :

$$\Delta\Gamma = \Gamma^{95} - \Gamma_{min}^{SM} \quad (\text{IV.27})$$

En appliquant la procédure qui vient d'être décrite à la largeur totale du Z (resp. la largeur invisible) on obtient une limite supérieure $\Delta\Gamma_{lim}^{tot}$ (resp. $\Delta\Gamma_{lim}^{inv}$) sur la contribution à Γ_Z^{tot} (resp. Γ_Z^{inv}).

Limites inférieures sur Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv} dans le cadre du modèle standard

Afin de déterminer les plus petites valeurs de Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv} permises par le modèle standard nous utiliserons le programme ZFITTER [8] qui calcule ces deux paramètres dans le cadre du modèle standard en fonction de :

- la masse du boson de Higgs M_H supposée inconnue et donc libre de varier entre 50 GeV (valeur inférieure à la limite obtenue à LEP 1) et 1 TeV (valeur supérieure permise par le modèle standard).
- la masse du quark top M_{top} que nous supposons elle aussi inconnue et libre de varier entre 130 et 210 GeV (soit ± 40 GeV autour de la valeur la plus probable).
- M_Z mesurée à LEP 1 avec une valeur de 91.190 ± 0.009 GeV [4].
- la constante de couplage fort $\alpha_s(M_Z)$ mesurée avec une valeur de 0.123 ± 0.006 . [9]

En principe, la constante de Fermi $\mathcal{G}_F$ entre aussi dans le calcul, mais celle-ci n'entrera pas dans nos considérations car elle est connue avec une précision de 10^{-5} . Plutôt que d'explorer point par point l'ensemble de l'espace de ces paramètres nous avons choisi de générer aléatoirement des points de cet espace. Pour les paramètres inconnus (M_H, M_{top}) la densité de probabilité est

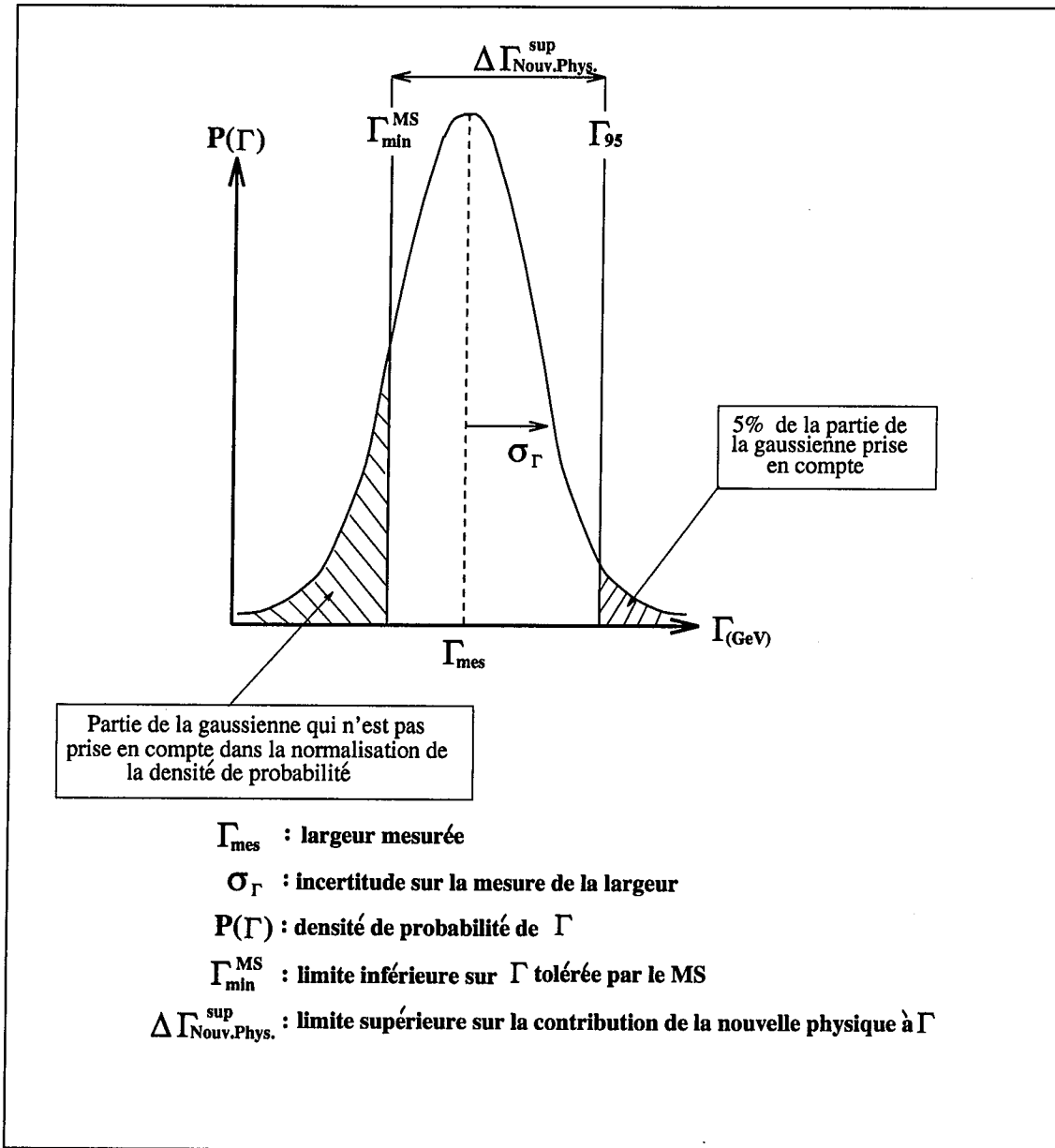


Figure IV.9: Illustration de la procédure permettant de déterminer une limite supérieure à 95% de degré de confiance sur la contribution à Γ (i.e. Γ_Z^{tot} ou Γ_Z^{inv}) de la physique au-delà du modèle standard.

plate entre les deux valeurs extrêmes. Pour les paramètres (M_Z et α_S) dont nous avons une mesure, la densité de probabilité est supposée distribuée selon une gaussienne dont la moyenne est la valeur de la mesure et la largeur l'incertitude correspondante. Nous avons ainsi généré 5000 points, chaque point étant donné par quatre tirages aléatoires selon les distributions qui ont été décrites. Les figures IV.10 montrent l'évolution de Γ_Z^{tot} en fonction de M_{top} et M_H . Comme nous le verrons plus loin Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv} sont fortement corrélées, Γ_Z^{inv} évolue donc comme Γ_Z^{tot} en fonction de M_{top} et M_H .

Ces deux figures montrent que les valeurs minimales Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv} sont obtenues pour une masse du quark top minimale et une masse du boson de Higgs maximale. Nous prendrons donc $M_{top} = 130$ GeV et $M_H = 1$ TeV.

La figure IV.11 montre la corrélation entre Γ_Z^{inv} et Γ_Z^{tot} . On voit que Γ_Z^{inv} augmente *en moyenne*

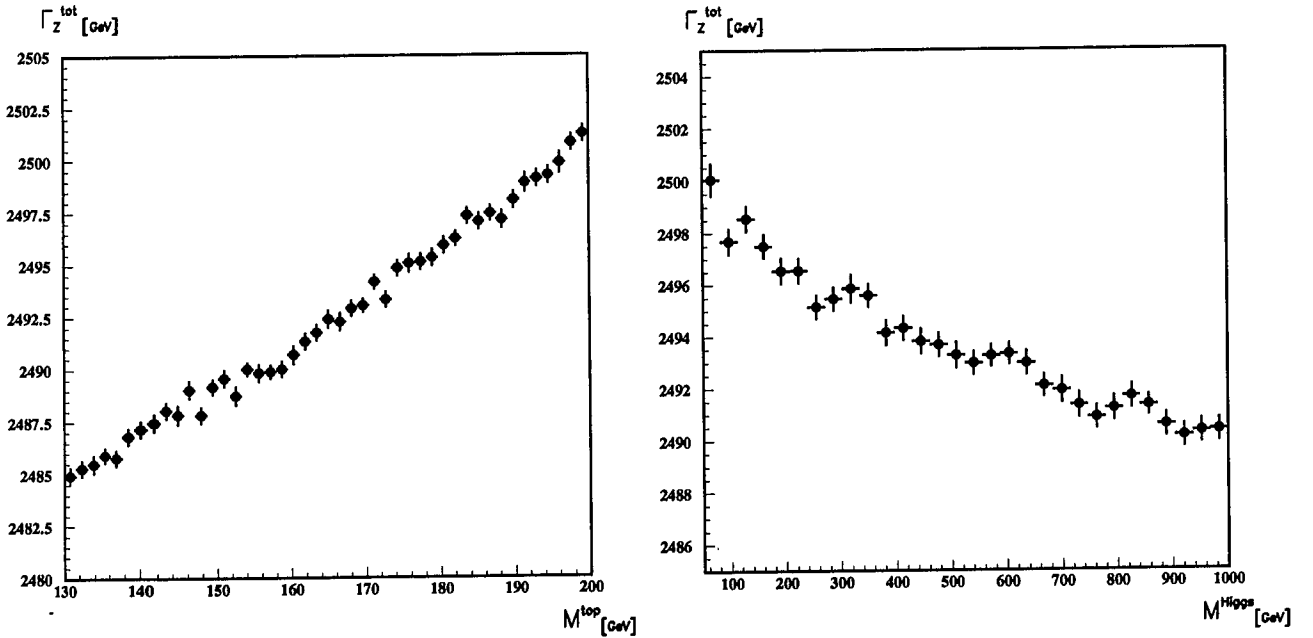


Figure IV.10: Evolution de Γ_Z^{tot} en fonction de la masse du quark top et de la masse du boson de Higgs.

avec Γ_Z^{tot} mais la plus petite valeur de Γ_Z^{tot} ne correspond pas au même lot de paramètres que la plus petite valeur de Γ_Z^{inv} . Afin de déterminer les valeurs de M_Z et α_S adéquates, nous avons généré 5000 points supplémentaires avec $M_{top} = 130$ GeV et $M_H = 1$ TeV et seuls sont pris en compte ceux qui donnent de petites valeurs pour les deux largeurs : $\Gamma_Z^{tot} \leq 2.48$ GeV et $\Gamma_Z^{inv} \leq 499$ MeV.

Pour ces points, la figure IV.12 montre les distributions de M_Z et α_S ainsi que leur valeur moyenne. Ce sont ces valeurs moyennes qui sont prises en compte pour déterminer Γ_{min}^{tot} et Γ_{min}^{inv} . Nous choisissons donc le lot de paramètres :

- $M_{top} = 130$ GeV
- $M_H = 1$ TeV

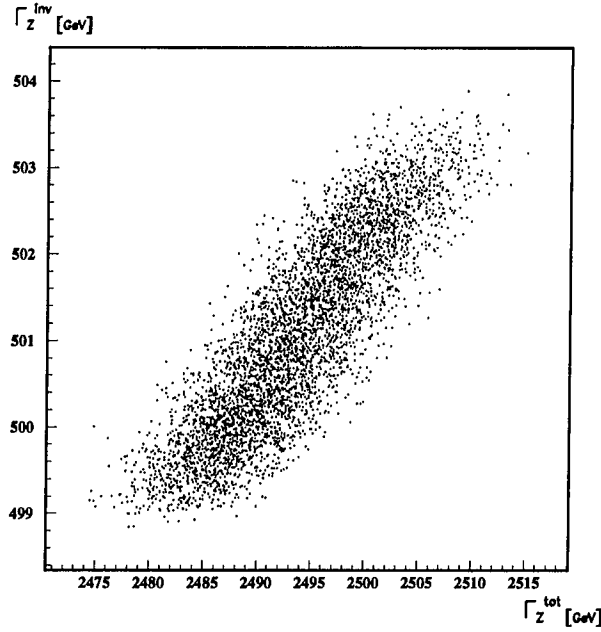


Figure IV.11: Corrélation entre Γ_Z^{inv} et Γ_Z^{tot} pour M_{top} et M_H distribués uniformément dans les intervalles $[130 \text{ GeV}; 210 \text{ GeV}]$ et $[50 \text{ GeV}; 1 \text{ TeV}]$ respectivement et M_Z et α_S distribués selon leurs valeurs mesurées à LEP 1.

- $M_Z = 91.18 \text{ GeV}$
- $\alpha_S = 0.117$

correspondant à des largeurs du Z :

- $\Gamma_{min}^{tot} = 2477.85 \text{ MeV}$
- $\Gamma_{min}^{inv} = 498.89 \text{ MeV}$

Ce sont ces valeurs qui seront utilisées pour déterminer les limites supérieures aux contributions à Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv} .

Obtention de limites supérieures aux contributions à Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv}

Les valeurs de ces deux largeurs mesurées à LEP 1 [10] sont :

- $\Gamma_{mes}^{tot} = 2490. \pm 7. \text{ MeV}$
- $\Gamma_{mes}^{inv} = 498.2 \pm 4.2 \text{ MeV}$

Les valeurs Γ_{95}^{tot} (resp. Γ_{95}^{inv}) telles que 95% de la partie de la gaussienne supérieure à Γ_{min}^{tot} (resp. Γ_{min}^{inv}) soit compris entre Γ_{min}^{tot} et Γ_{95}^{tot} (resp. entre Γ_{min}^{inv} et Γ_{95}^{inv}) sont alors données par :

- $\Gamma_{95}^{tot} = 2501.1 \text{ MeV}$

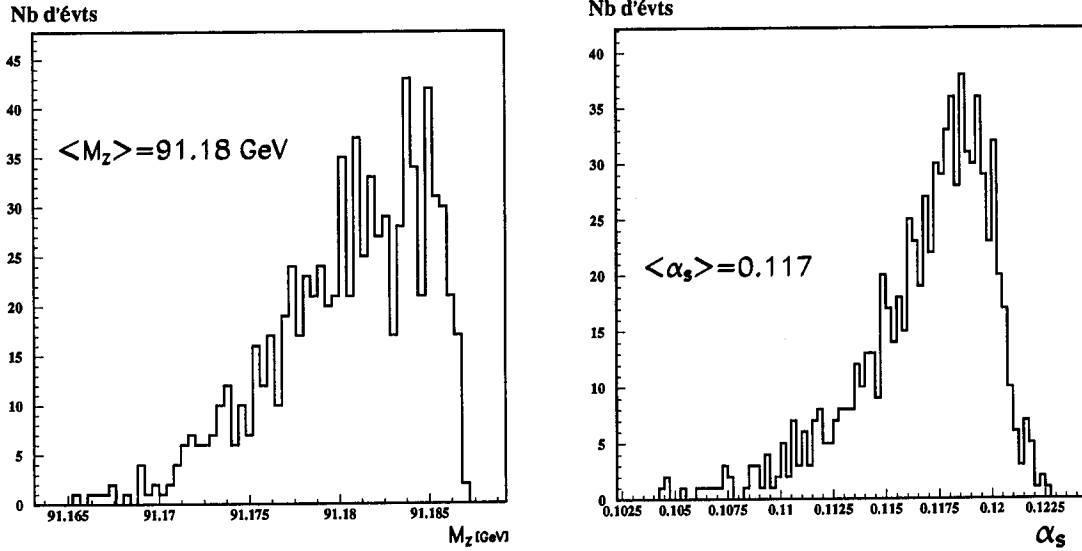


Figure IV.12: Distribution de la masse du Z et de α_s pour les points de l'espace des paramètres ($\alpha_s, M_Z, M_H = 1 \text{ TeV}, M_{top} = 130 \text{ GeV}$) tels que $\Gamma_Z^{tot} \leq 2.48 \text{ GeV}$ et $\Gamma_Z^{inv} \leq 499 \text{ MeV}$.

- $\Gamma_{95}^{inv} = 506.6 \text{ MeV}$

d'où l'on tire les limites supérieures aux contributions à Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv} :

- $\Delta\Gamma_{max}^{tot} = 23.3 \text{ MeV}$
- $\Delta\Gamma_{max}^{inv} = 8.4 \text{ MeV}$

Obtention des domaines d'exclusion de l'espace ($M, \mu, \tan \beta$)

Les masses et couplages au Z des quatre neutralinos $(\chi_i^0)_{i=1,4}$ et des deux charginos $(\chi_i^\pm)_{i=1,2}$ ne dépendent que des paramètres $(M, \mu, \tan \beta)$. Les contributions à Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv} qui sont fonctions uniquement de ces paramètres sont donc :

1. Contribution des neutralinos à Γ_Z^{inv}

En principe, quel que soit l'état intermédiaire $(\chi_i^0 \chi_j^0)_{j>i\geq 1}$ il est possible d'aboutir à un état final invisible par le biais de désintégrations en chaîne $\chi_j^0 \rightarrow \chi_i^0 Z^*$ où l'état final est constitué de paires $\chi_1^0 \chi_1^0$ et $\nu \bar{\nu}$. Cependant, tous ces processus sont fortement défavorisés par la présence d'un grand nombre de propagateurs de Z . La contribution à la largeur invisible du Z est donc complètement dominée par :

$$e^+ e^- \rightarrow Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$$

Cette hypothèse est conservative puisque les points $(M, \mu, \tan \beta)$ qui sont exclus si elle vraie le sont *a fortiori* si elle est fausse.

2. Contribution des neutralinos et charginos à Γ_Z^{tot}

Là encore, les processus pouvant contribuer à Γ_Z^{tot} sont nombreux, nous nous limiterons

à ceux qui font intervenir *au plus* trois propagateurs de Z pour parvenir à un état final visible. De plus, nous ne prendrons en compte que la contribution des charginos les plus légers $\chi_1^\pm$. Les processus à considérer sont donc :

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0, \chi_1^0\chi_2^0, \chi_2^0\chi_2^0 \text{ et } \chi_1^+\chi_1^- \quad (\text{IV.28})$$

La figure IV.13 montre les domaines de l'espace des paramètres qui sont exclus par une contribution trop importante à Γ_Z^{inv} ou Γ_Z^{tot} superposés aux domaines exclus par la recherche directe. Les domaines exclus sont peu sensibles à des modifications de $\Delta\Gamma_{max}^{tot}$ et $\Delta\Gamma_{max}^{inv}$.

IV.3.4 Détermination de limites inférieures sur les masses des neutralinos

Description de la procédure

Pour obtenir une limite inférieure sur les masses des neutralinos, il est indispensable de se placer dans le cadre d'un modèle spécifique. En effet, hors de ce cadre il n'y a pas de lien entre les masses des neutralinos et leurs couplages (pour ce qui nous concerne le couplage au Z). Si l'on se place dans le MSSM, la composition des neutralinos en états propres d'interaction est donnée par les vecteurs propres d'une matrice dont les paramètres sont $(M, \mu, \tan\beta)$ et dont les valeurs propres sont les masses des neutralinos. Masses et couplages des neutralinos sont alors fonction de ces paramètres. Pour une valeur de $\tan\beta$, l'espace des paramètres autorisé ($0 \leq M \leq 250$ GeV et $|\mu| \leq 200$ GeV) est réduit des domaines exclus déterminés dans les sections précédentes. Pour chaque point des domaines non encore exclus, nous pouvons calculer la masse $M_{\chi_i^0}$ de chaque neutralino χ_i^0 . La valeur minimale de $M_{\chi_i^0}$ sur ces domaines nous fournit une limite inférieure à 95% de degré de confiance sur la masse du neutralino χ_i^0 , cette limite étant fonction de $\tan\beta$.

Résultats

La figure IV.14 donne les limites inférieures à 95% de degré de confiance sur les masses des quatre neutralinos et permet de constater que si $\tan\beta$ est supérieur à 2 le neutralino le plus léger a une masse supérieure à 20 GeV. Par contre, pour des valeurs de $\tan\beta$ proches de 1, quand $M \approx 0$ le χ_1^0 est un pur photino et ne se couple donc pas au Z^0 . De plus, pour ces valeurs de M on a $M_{\chi_1^0} \approx 0$ et un neutralino léger n'est alors pas exclu.

Limites sur les masses des neutralinos en utilisant la limite inférieure sur $m_{\tilde{g}}$ obtenue par l'expérience D0 à Fermilab

Nous avons vu dans le premier chapitre qu'une hypothèse d'unification induisait une relation entre la masse des gluinos $m_{\tilde{g}}$ ($\equiv M_3$) et M ($\equiv M_2$) :

$$m_{\tilde{g}} = \frac{\alpha_S}{\alpha} \sin^2\theta_W M$$

soit numériquement $M \approx 0.3 m_{\tilde{g}}$.

En utilisant la limite inférieure de 173 GeV sur $m_{\tilde{g}}$ obtenue par l'expérience D0 à Fermilab [12], on peut donc limiter l'espace des paramètres à $M > 48.5$ GeV. Les limites obtenues sur les masses des neutralinos en prenant en compte cette limite inférieure sur M sont montrées

-  Exclu par la recherche directe de neutralinos
-  Exclu par la contribution à Γ_{inv} ou Γ_Z
-  Limite cinématique

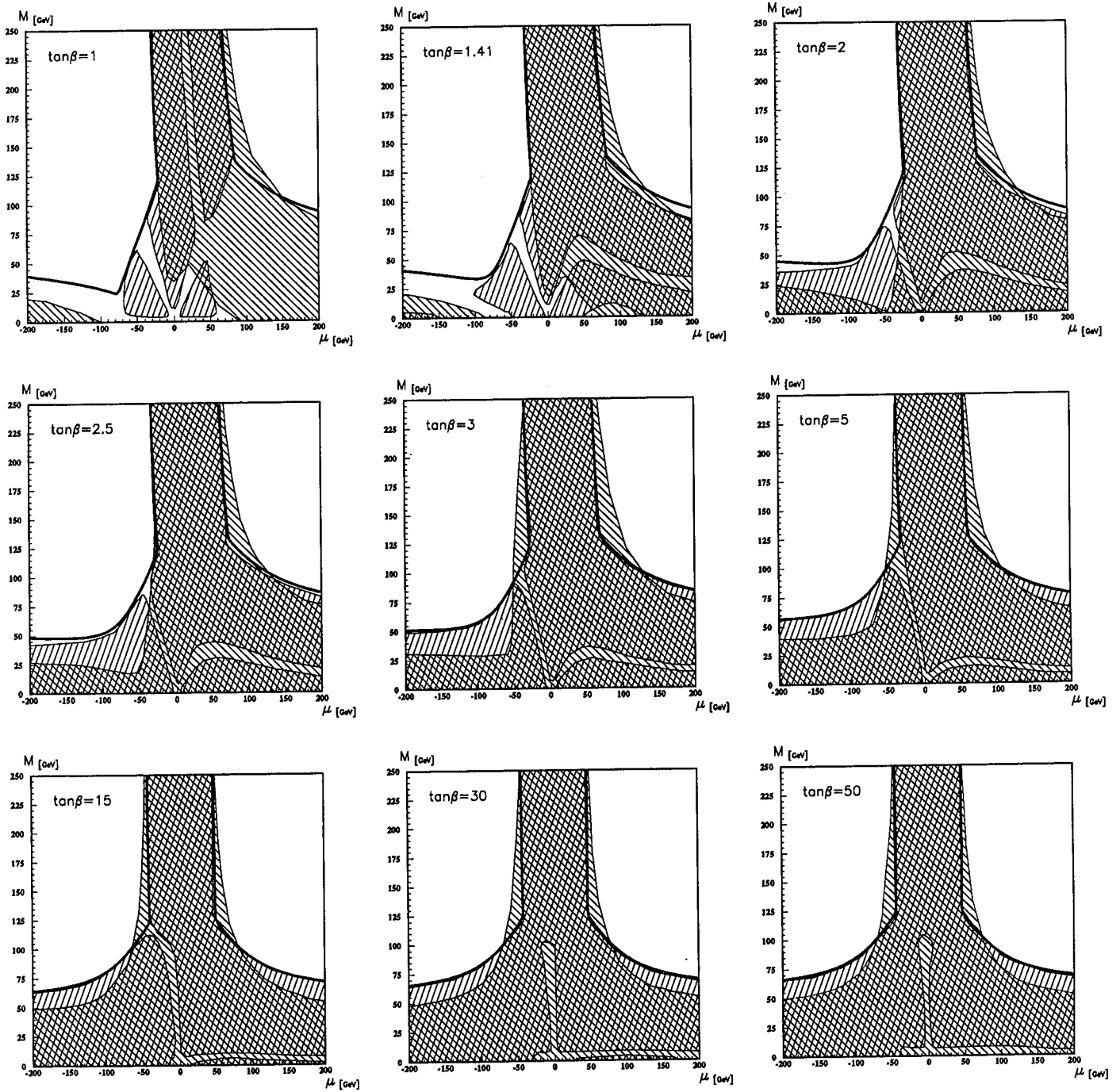


Figure IV.13: Domaines du plan (M, μ) exclus par leur contribution à Γ_Z^{inv} ou Γ_Z^{tot} pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Les domaines exclus par la recherche directe sont aussi indiqués.

Limite inférieure sur la masse [GeV]

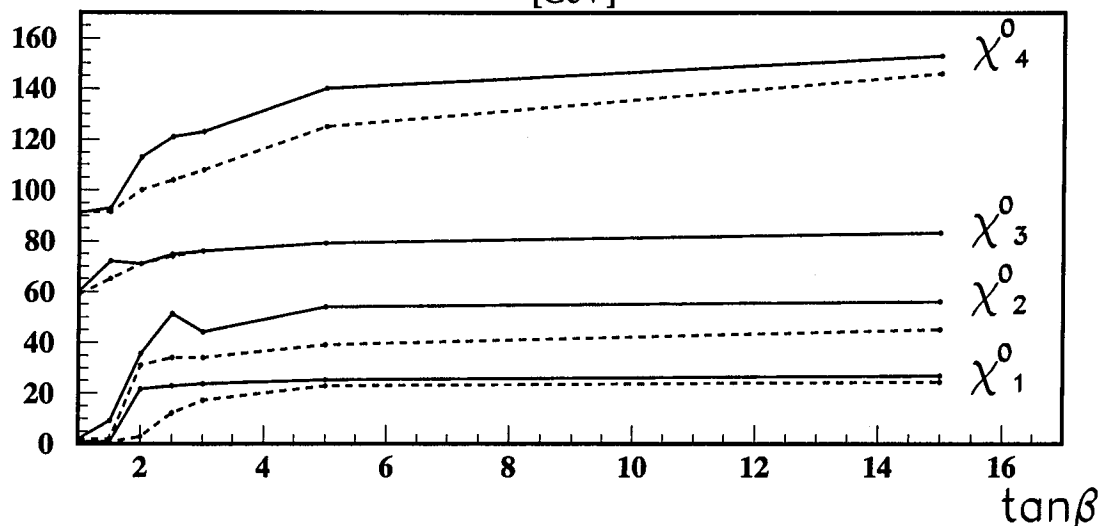


Figure IV.14: Limites inférieures sur les masses des neutralinos en fonction de $\tan\beta$. En pointillés sont indiquées les limites obtenues en ne prenant en compte que les domaines du plan (M, μ) exclus par les largeurs du Z.

Limite inférieure sur la masse [GeV]

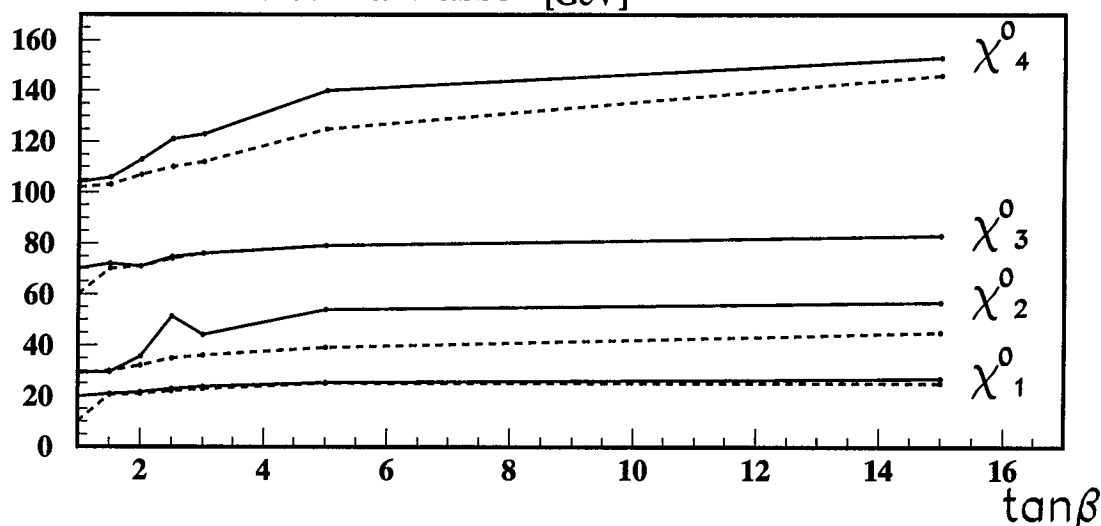


Figure IV.15: Limites inférieures sur les masses des neutralinos en fonction de $\tan\beta$ obtenues en prenant en compte la limite inférieure de 172 GeV sur la masse des gluinos. En pointillés sont indiquées les limites obtenues en combinant uniquement les domaines du plan (M, μ) exclus par les largeurs du Z avec la limite de D0 sur la masse du gluino.

sur la figure IV.15. La modification essentielle par rapport aux limites obtenues précédemment est que même pour $\tan\beta \approx 1$ la limite inférieure sur $M_{\chi_1^0}$ est de 20 GeV car les points non exclus qui font chuter la limite sur les masses des neutralinos lorsque $\tan\beta \approx 1$ se trouvent à des valeurs de M inférieures à 40 GeV.

Si l'on ne prend en compte que les domaines exclus par les largeurs du Z (on s'affranchit ainsi des hypothèses faites dans l'interprétation de la recherche directe) la limite inférieure sur la masse du χ_1^0 chute à 10 GeV.

La dépendance de la limite sur $M_{\chi_1^0}$ en fonction de la limite sur $m_{\tilde{g}}$ n'est pas très sensible, ce qui n'est pas le cas pour $M_{\chi_2^0}$. Ainsi, pour une limite sur $m_{\tilde{g}}$ de 150 GeV, la limite sur $M_{\chi_2^0}$ chute à 25 GeV alors que la limite sur $M_{\chi_1^0}$ reste stable.

IV.4 Discussion des hypothèses

IV.4.1 Le rôle de $m_{\tilde{e}}$

Dans le processus de production $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0$

Nous avons vu dans le chapitre I qu'il y a deux voies pour produire $\chi_1^0\chi_2^0$. Au LEP, comme $\sqrt{s} \approx M_Z$, le canal $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0$ domine complètement par rapport à l'échange dans la voie $\tilde{e}$. La figure IV.16 montre les valeurs de $(\sigma_{\tilde{e}} + \sigma_{Z\tilde{e}})$ où $\sigma_{\tilde{e}}$ est la section efficace de production de $\chi_1^0\chi_2^0$ dans la voie $\tilde{e}$ et $\sigma_{Z\tilde{e}}$ celle de l'interférence avec la voie $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0$ pour $\tan\beta = 2$ et $\tan\beta = 10$ avec un $\tilde{e}$ léger (ces valeurs sont obtenues pour $M_{\tilde{e}_L} = M_{\tilde{e}_R} = 40$ GeV). La somme de ces sections efficaces varie entre -1 pb et quelques pb ce qui indique que l'interférence destructive peut être assez importante. Cependant, les valeurs de (M, μ) pour lesquelles cette interférence destructive est importante correspondent à des sections efficaces dans la voie Z beaucoup plus grandes et on a :

$$\frac{\sigma_{\tilde{e}} + \sigma_{Z\tilde{e}}}{\sigma_Z} \sim 0.001$$

ce qui indique l'on peut effectivement négliger le rôle de $\tilde{e}$ dans le processus de production des neutralinos.

Dans la désintégration $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-$

Les limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0).Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-)$ ont été obtenues en supposant que seule la voie Z^* contribuait mais si un $\tilde{e}$ est suffisamment léger la voie t contribue aussi. Pour estimer la sensibilité de cette limite à la voie $\tilde{e}$ nous avons déterminé les efficacités de sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0 e^+ e^-$ lorsque $M_{\tilde{e}_L} = M_{\tilde{e}_R} = 40$ GeV valeur proche de la limite inférieure obtenue à LEP [10]. La figure IV.17 montre que ces efficacités pour $CP = +1$ sont comparables aux efficacités de sélection obtenues dans le chapitre précédent (figure 3.26) qui ne prenaient en compte que la voie Z^* . Les limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0).Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+ e^-)$ n'ont donc pas à être remises en cause lorsqu'un $\tilde{e}$ léger est pris en compte.

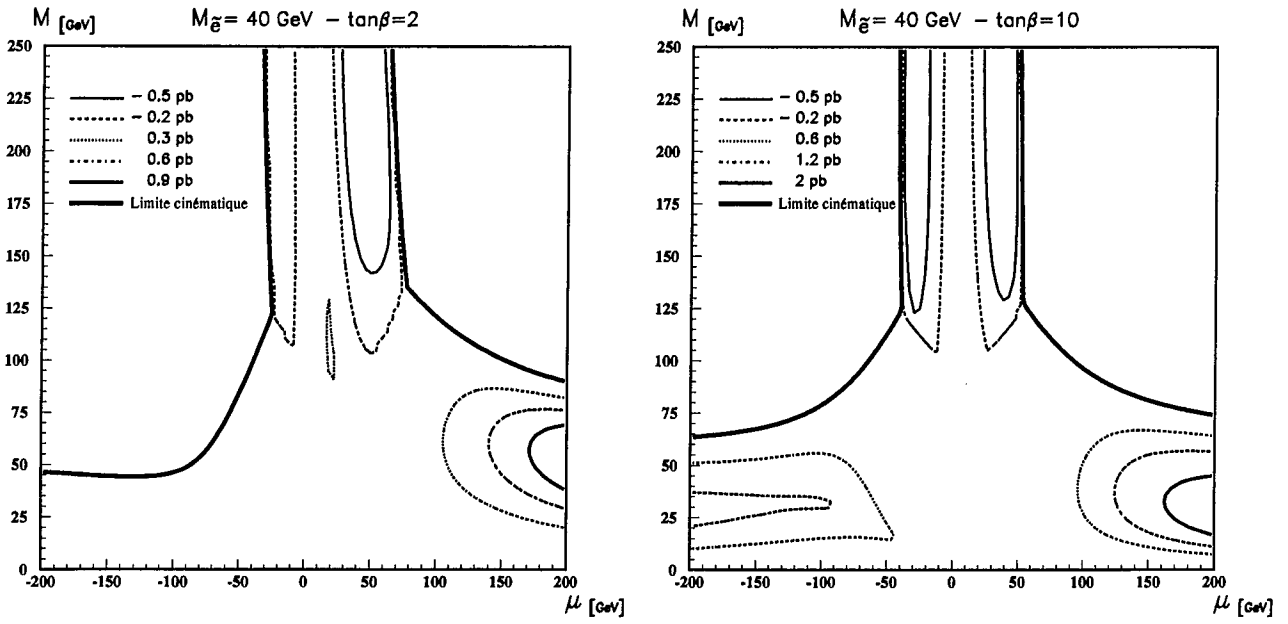


Figure IV.16: $\sigma_e + \sigma_{Ze}$ pour $\tan\beta = 2$ et $\tan\beta = 10$ avec deux sélectrons dégénérés de masse $M_{\tilde{e}_R} = M_{\tilde{e}_L} = 40$ GeV.

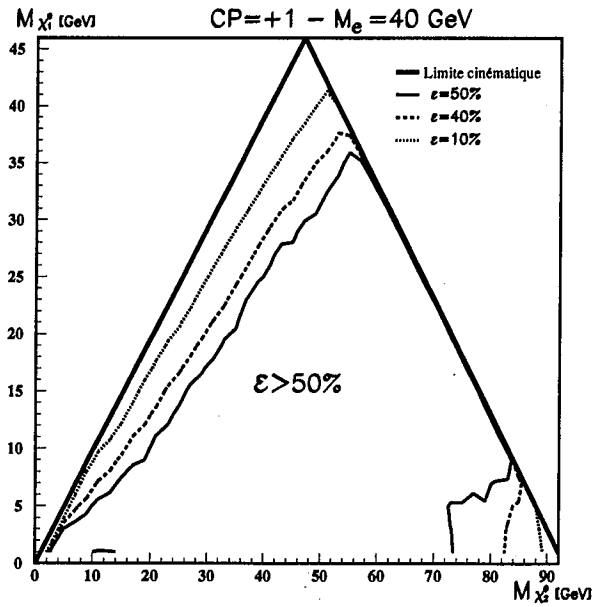


Figure IV.17: Efficacités de sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0 e^+e^-$ pour $M_{\tilde{e}_R} = M_{\tilde{e}_L} = 40$ GeV.

IV.4.2 Limites sur les masses des neutralinos si $|\mu| > 200 \text{ GeV}$

Les limites sur les masses des neutralinos obtenues dans la section précédente supposent que μ est compris entre -200 et 200 GeV. Ces bornes sur μ assurent que les paramètres du MSSM n'ont pas à être réglés trop finement (c'est-à-dire de plus d'un ordre de grandeur) pour reproduire la masse du Z (cf chapitre 1). Si l'on s'autorise plus d'un ordre de grandeur de réglage fin, $|\mu|$ peut être supérieur à 200 GeV. Nous avons donc relâché les bornes sur $|\mu|$ jusqu'à 400 GeV et la figure IV.18 montre que les limites sur les masses des neutralinos restent très proches de celles obtenues en limitant $|\mu|$ à 200 GeV (relâcher la valeur de M n'aurait pas d'influence sur les limites obtenues pour les neutralinos les plus légers car celles-ci correspondent à de petites valeurs de M).

IV.4.3 Le rôle de la largeur du χ_2^0 en $\chi_1^0 h^0/A^0$

Dans la détermination des domaines d'exclusion, nous avons utilisé les limites sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0 \chi_2^0)$ et $Br(Z \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0)$ qui prennent correctement en compte la largeur du χ_2^0 en $\chi_1^0 \gamma$ mais supposent une largeur en $\chi_1^0 h^0/A^0$ nulle. Les domaines d'exclusion qui ont été déterminés à partir de la recherche directe de neutralinos peuvent donc être remis en cause. Les limites obtenues à LEP sur m_{A^0} étant de l'ordre de 20 GeV [10], nous avons étudié trois cas : $m_{A^0} = 20 \text{ GeV}$, $m_{A^0} = 40 \text{ GeV}$ et $m_{A^0} = 60 \text{ GeV}$. Pour chacune de ces masses, la largeur $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 h^0/A^0$ est calculable en fonction de $(M, \mu, \tan\beta)$ et m_{A^0} . La largeur du χ_2^0 en $\chi_1^0 \gamma$ est calculée en ne prenant en compte que les particules du modèle standard, les charginos et les neutralinos dont les masses et couplages sont fixés par $(M, \mu, \tan\beta)$ ainsi que les bosons de Higgs chargés dont les masses et couplages sont fixés par m_{A^0} et $\tan\beta$. On suppose une efficacité nulle sur les événements $\chi_1^0 h^0/A^0$ et les limites supérieures sur les rapports de branchement du Z en neutralinos obtenues dans la deuxième section de ce chapitre sont pondérées par le poids :

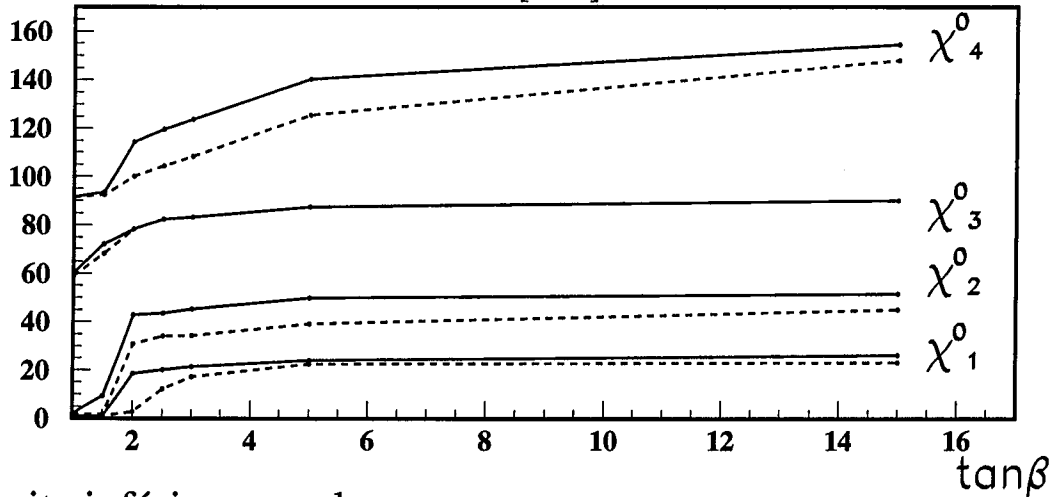
$$W = \frac{\Gamma_{\chi_2^0}^{tot}}{\Gamma_{\chi_2^0}^{tot} - \Gamma_{\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 h/A}^0}$$

qui tend vers 1 lorsque $\Gamma_{\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 h/A}^0 \rightarrow 0$ (on retrouve alors les domaines exclus déterminés précédemment) et vers l'infini quand $\Gamma_{\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 h/A}^0 \rightarrow \Gamma_{\chi_2^0}^{tot}$ le point correspondant ne pouvant alors être exclu par la recherche directe.

La figure IV.19 montre que les domaines exclus déterminés précédemment peuvent effectivement être réduits si le A^0 est suffisamment léger. Ce résultat doit cependant être tempéré par le fait que nous avons supposé une acceptation nulle dans le canal $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 h/A$ alors que les événements correspondant ont une topologie en $\chi_1^0 \chi_1^0 q\bar{q}$ proche de celle des événements $q\bar{q}$ dans le canal $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*$.

Pour ce qui concerne les limites sur les masses des neutralinos, celles-ci ne sont pas gravement affectées comme le montre la figure IV.20 qui donne les limites obtenues pour $m_{A^0} = 20 \text{ GeV}$. Ainsi, en combinant la recherche directe, les domaines exclus par les largeurs du Z et la limite sur $m_{\tilde{g}}$, une limite inférieure de 18 GeV est maintenue sur $M_{\chi_1^0}$.

Limite inférieure sur la masse [GeV]



Limite inférieure sur la masse [GeV]

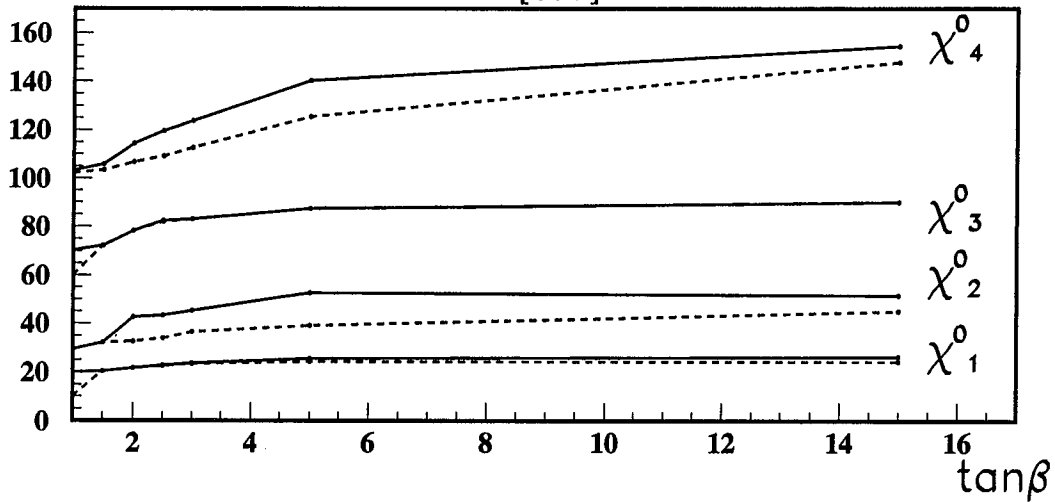


Figure IV.18: Limites sur les masses des neutralinos lorsque $|\mu|$ est relâché jusqu'à 400 GeV. Sur la figure du haut sont indiquées les limites obtenues à partir de la recherche directe et des largeurs du Z (en pointillés les limites obtenues uniquement avec les largeurs du Z). Sur la figure du bas, les limites ont été obtenues en utilisant en plus la limite sur la masse du gluino (en pointillés sont données les limites qui n'utilisent que les largeurs du Z et la masse du gluino).

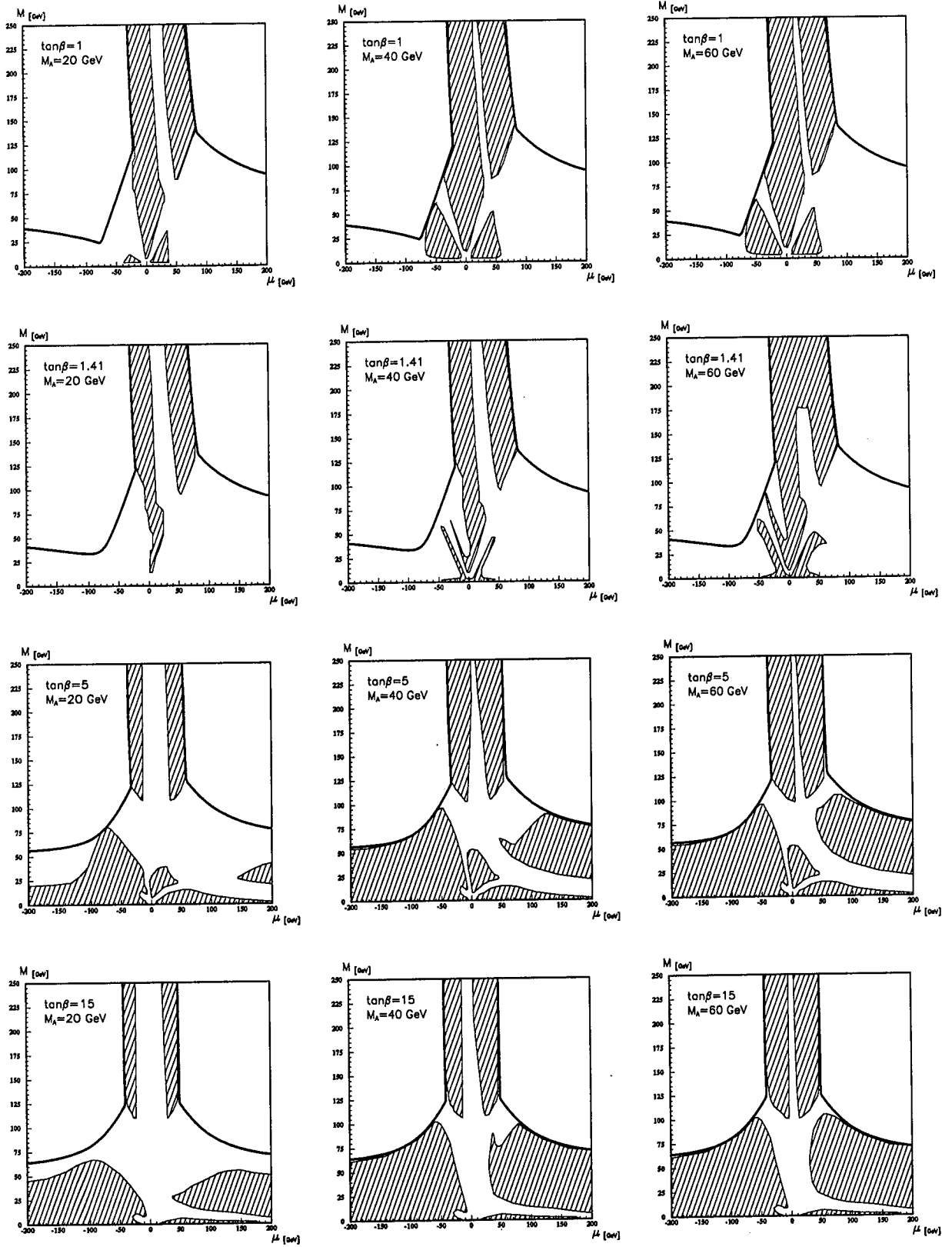
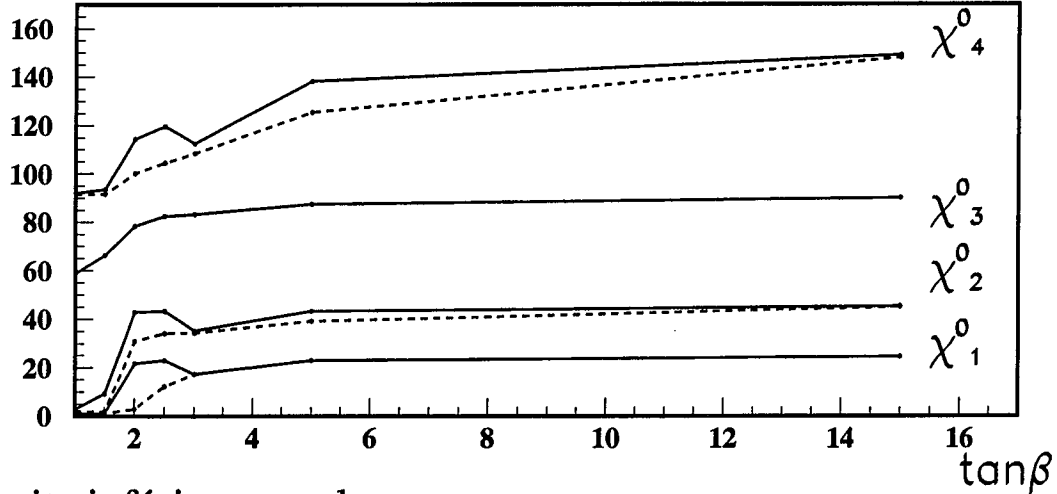


Figure IV.19: Domaines du plan (M, μ) exclus par la recherche directe de neutralinos pour différentes valeurs de $\tan\beta$ lorsque le canal $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 h^0/A^0$ est pris en compte pour $m_{A^0} = 20, 40$ et 60 GeV.

Limite inférieure sur la masse [GeV]



Limite inférieure sur la masse [GeV]

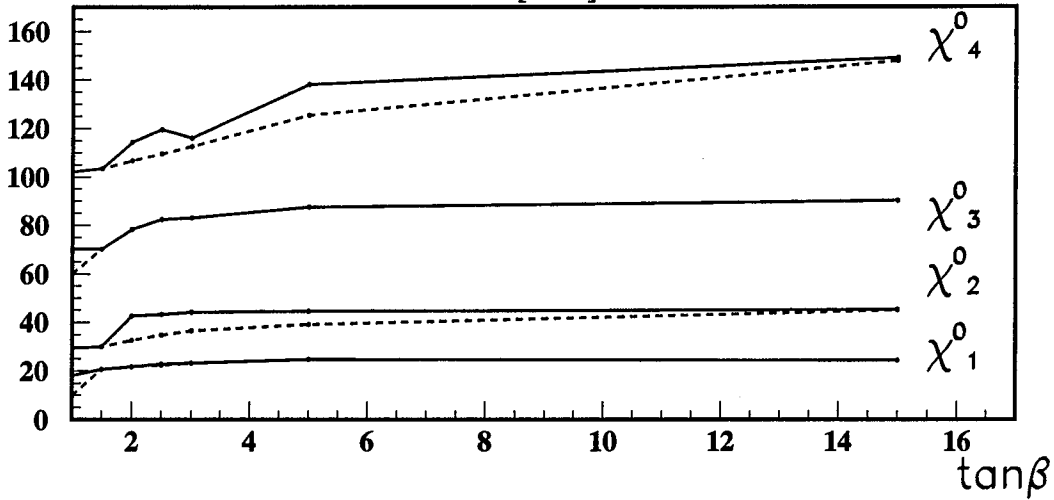


Figure IV.20: Limites sur les masses des neutralinos lorsque la largeur du χ^0_2 en $\chi^0_1 h/A$ est prise en compte avec $m_{A^0} = 20$ GeV. Sur la figure du haut sont indiquées en trait plein les limites obtenues à partir de la recherche directe et des largeurs du Z. Sur la figure du bas, les limites ont été obtenues en utilisant en plus la limite sur la masse du gluino (en pointillés sont rappelées les limites n'utilisant pas la recherche directe qui sont inchangées par rapport à la section précédente).

Bibliographie

- [1] V.F. Obraztsov, Nucl. Instr. and Meth. **A316** (1992) 388
O. Helene, Nucl. Instr. and Meth. **A212** (1983) 319
- [2] G. Zech, Nucl. Inst. and Meth. **A277** (1989) 608
Upper limits in experiments with backgrounds or measurement errors A.G. Frodesen, O. Skjeggstad, H. Töfte *Probability and statistics in particle physics* (Bergen - 1979)
- [3] R. Barbieri and G.F. Giudice, Nucl. Phys. **B306** (1988) 63
R. Barbieri, Riv. Nuev. Ci. (#4 1988) 11
- [4] L3 Collaboration, A. Adam et al., Z. Phys. **C62** (1994) 551
- [5] H. Haber & D. Wyler Nucl. Phys. **B323** (1989) 267
Radiative neutralino decay
- [6] A. Bartl et al., Phys. Lett. **B216** (1989) , 233
Production and decay of neutralinos in e^+e^- annihilation
- [7] L3 Collaboration, M. Acciari et al., Phys. Lett. **B350** (1995) 375
- [8] D. Bardin et al. Z. Phys. **C44** (1989) 493
- [9] L3 Collaboration, O. Adriani et al., Phys. Rep. **236** (1993) 1
- [10] Review of Particle Properties, L. Montanet et al., Phys. Rev. **D50** (1994)
- [11] A. Bartl et al., Phys. Lett. **B216** (1989) 233
Production of neutralinos at the Z and their decay into Higgs bosons
- [12] D0 Collaboration, FERMILAB-Conf-95/193-E, D0 Note 2614

Chapitre V

SPACAL : un calorimètre pour augmenter l'herméticité électromagnétique de L3

Introduction

Le calorimètre électromagnétique du détecteur L3 présente deux zones non instrumentées entre les bouchons et le tonneau pour $\theta \in [37^\circ; 42.4^\circ]$ et $\theta \in [143^\circ; 137.6^\circ]$. Ce chapitre décrit la construction d'un calorimètre permettant de compléter l'herméticité de cette région :

- **Motivations** - Dans la première partie, je décrirai la zone non instrumentée ainsi que les motivations qui ont amené la collaboration L3 à décider l'installation d'un calorimètre dans cette région.
- **Conception** - Je décrirai ensuite la conception du détecteur : le choix du calorimètre, la géométrie du détecteur, la simulation qui en a été faite ainsi que les résultats obtenus.
- **Test des prototypes** - Des prototypes ont alors été réalisés puis testés en faisceau en mai 1994. Je décrirai dans la troisième partie les résultats du faisceau test puis la simulation qui a permis de comprendre les résultats obtenus.
- **Le détecteur final** - Dans la dernière partie, je décrirai le détecteur final qui a été modifié par rapport au prototype en fonction des résultats du premier test. Je donnerai ensuite les résultats du test en faisceau du détecteur final, qui a eu lieu en avril-mai 95, puis je terminerai par une description de l'implantation du détecteur dans l'expérience L3.

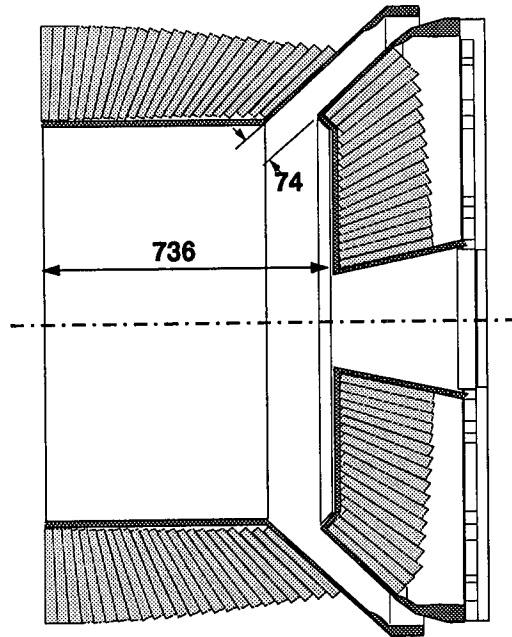


Figure V.1: *Vue en coupe de la zone non instrumentée du calorimètre électromagnétique à $\theta = 40^\circ$.*

V.1 Motivations pour une instrumentation complémentaire du calorimètre électromagnétique

V.1.1 Description de la zone non instrumentée

Les bouchons ont été installés en 1991 et avaient été conçus pour assurer parfaitement la jonction avec le tonneau. Cependant, les deux plaques d'aluminium qui supportent les fils aux extrémités de la TEC faisaient craindre de détériorer la résolution des derniers cristaux du tonneau. La TEC fut donc rallongée de 10 cm ce qui empêcha une jonction correcte entre les bouchons et le tonneau. La figure V.1 montre la géométrie de cette zone autour de $\theta = 40^\circ$. Elle est limitée par deux cônes dont le premier a une demi-ouverture de 42.3° avec pour sommet le point d'interaction et longe les bords des derniers cristaux du tonneau. Le second cône a la même demi-ouverture que le précédent mais son sommet est 10.9 cm plus en avant le long de l'axe Z et passe par les bords des premiers cristaux du bouchon.

V.1.2 Problèmes liés à une herméticité imparfaite

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, lorsque des particules supersymétriques sont produites, la chaîne de désintégration se termine par la production de la particule supersymétrique la plus légère. Cette particule interagit faiblement et passe à travers le détecteur sans laisser de trace se manifestant donc dans des événements présentant un déficit en énergie

et il faut alors minimiser la contribution au bruit de fond liée à une herméticité imparfaite du détecteur.

Le but de l'étude présentée dans cette section est d'estimer dans quelle mesure les deux zones non instrumentées du calorimètre électromagnétique peuvent simuler une énergie manquante.

Pour y parvenir, deux solutions sont mises à notre disposition. La première est d'utiliser le programme de simulation de L3 qui permet de choisir une particule, son énergie, sa direction, de la propager dans le détecteur et de simuler la réponse de celui-ci. Cependant, dans la région qui nous intéresse, se trouvent essentiellement les câbles du détecteur central et dans la simulation de L3 ceux-ci ont été modélisés par un milieu homogène constitué d'un mélange représentant la densité moyenne de câble. On ne peut donc pas estimer correctement la contribution à un signal avec énergie manquante à partir de la simulation. Il nous faut donc opter pour la seconde solution qui consiste à utiliser directement les données, l'idée étant alors de sélectionner des événements Bhabha radiatifs avec un photon dans la direction de la région non instrumentée et d'étudier alors le comportement du détecteur.

V.1.3 Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ avec le photon pointant dans la zone non instrumentée du calorimètre électromagnétique

Sélection d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$

Ces événements ont été sélectionnés en appliquant les coupures suivantes :

- Deux traces TEC associées à deux dépôts électromagnétiques dans le BGO
- Energie du dépôt électromagnétique le plus important ≥ 10 GeV
- Acolinéarité entre les deux dépôts électromagnétiques supérieure à 5°
- Angle polaire de l'impulsion manquante $\theta(\vec{p})$ compris entre 10° et 170°
- Coupure fiducielle sur les dépôts électromagnétiques

La première coupure sélectionne des événements avec deux électrons. La seconde coupure permet de s'affranchir des événements $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ qui ont deux électrons de basse énergie dans l'acceptance du détecteur et la coupure en acolinéarité sélectionne des événements radiatifs.

La coupure sur l'angle polaire de l'impulsion manquante permet de réduire les événements pour lesquels l'impulsion manquante est due à un rayonnement dans l'état initial.

La coupure fiducielle : pas d'électrons à moins de 2° des bords du calorimètre (c'est-à-dire un cristal de BGO) permet de s'affranchir des événements où la gerbe de l'un des électrons n'est que partiellement contenue latéralement dans le BGO simulant ainsi une énergie manquante.

Coupure en impulsion manquante

On définit alors l'impulsion manquante dans le BGO comme étant l'opposé de la somme des impulsions associées à chaque dépôt électromagnétique.

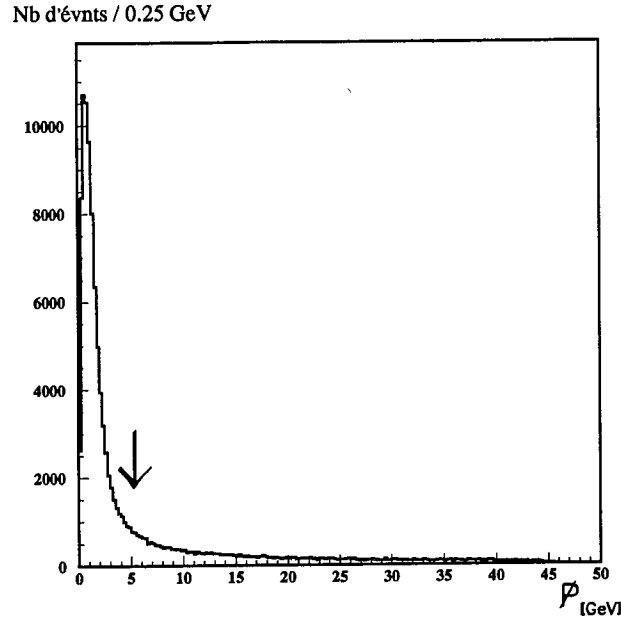


Figure V.2: Distribution de l'impulsion manquante pour des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ des données.

Les énergies et les angles mesurés dans le BGO le sont avec une résolution de [1]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.38\% + \frac{1.54\%}{\sqrt{E}}) \oplus 1.18\% \oplus \frac{0.25}{E} \quad (V.1)$$

$$\sigma_{\theta,\phi} = \sqrt{\frac{26.}{E}} + 1.1 \text{ mrad} \quad (V.2)$$

L'impulsion manquante étant fonction d'au moins deux énergies et quatre angles n'est en général pas nulle même si l'état final est exactement constitué d'une paire e^+e^- comme le montre la figure V.2 qui représente la distribution de l'impulsion manquante pour les événements satisfaisant les coupures précédentes. Cette impulsion manquante est distribuée autour d'une valeur de 1.6 GeV et n'est associée à une particule manquante que pour des valeurs suffisamment grandes. On ne garde donc que les événements présentant une impulsion manquante supérieure à 5 GeV.

Sélection d'événements pour lesquels l'impulsion manquante est associée à une particule manquante

1. Rôle des inefficacités du calorimètre électromagnétique

Les événements sélectionnés à ce niveau ont une impulsion manquante qui pointe surtout vers les régions où le calorimètre électromagnétique est présent comme le montre la figure V.3. En effet, lorsque la gerbe électromagnétique n'est pas entièrement incluse longitudinalement dans le BGO, des pertes d'énergie à l'arrière en résultent simulant ainsi une énergie manquante. Ces fuites sont uniformes sur l'ensemble du calorimètre électromagnétique, les régions où l'impulsion manquante pointe préférentiellement sont

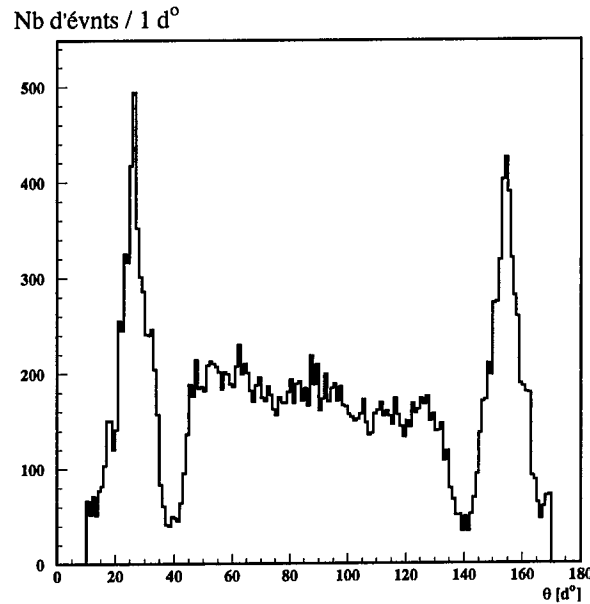


Figure V.3: Distribution en θ de l'impulsion manquante pour des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ des données avec au moins 5 GeV d'impulsion manquante.

celles qui présentent une faible efficacité.

La présence de deux pics à $\theta \leq 35^\circ$ et $\theta \geq 145^\circ$ dans la distribution de la figure V.3 est due à la forme de la section efficace Bhabha qui augmente aux petits angles. Comme nous faisons une coupure sur les traces des électrons et que l'efficacité de la TEC chute aux petits angles comme nous l'avons vu dans le chapitre III, la courbe de la section efficace Bhabha est coupée aux petits angles donnant naissance à ces deux pics.

L'asymétrie avant-arrière de la distribution est due à l'asymétrie de la distribution des régions inefficaces du BGO.

La distribution de l'angle dans l'espace entre l'impulsion manquante et le plus proche des électrons (figure V.4) montre qu'effectivement on interprète généralement comme une impulsion manquante ce qui n'est qu'une fuite à l'arrière du BGO.

2. Sélection d'événements pour lesquels l'impulsion manquante est due à un photon pointant dans la région non instrumentée du BGO

Pour ne garder que les événements où l'impulsion manquante n'est pas due à une mauvaise mesure de l'énergie de l'un des électrons, il suffit de demander que l'impulsion manquante soit suffisamment éloignée des électrons : on ne garde que les événements pour lesquels l'angle entre l'impulsion manquante et le plus proche des électrons soit supérieur à 5° et l'impulsion manquante pointe alors vers les régions non instrumentées du calorimètre électromagnétique. Malgré cette sélection, il reste des événements pour lesquels l'impulsion manquante pointe dans le BGO. Pour ceux-ci, il y a en fait un troisième dépôt électromagnétique dans le BGO, sur les trois dépôts deux (au moins) sont mal mesurés et la somme de ces deux mesures donne une impulsion manquante pointant dans le BGO et éloignée des deux électrons. Pour s'affranchir de la majorité de ces événements, il suffit

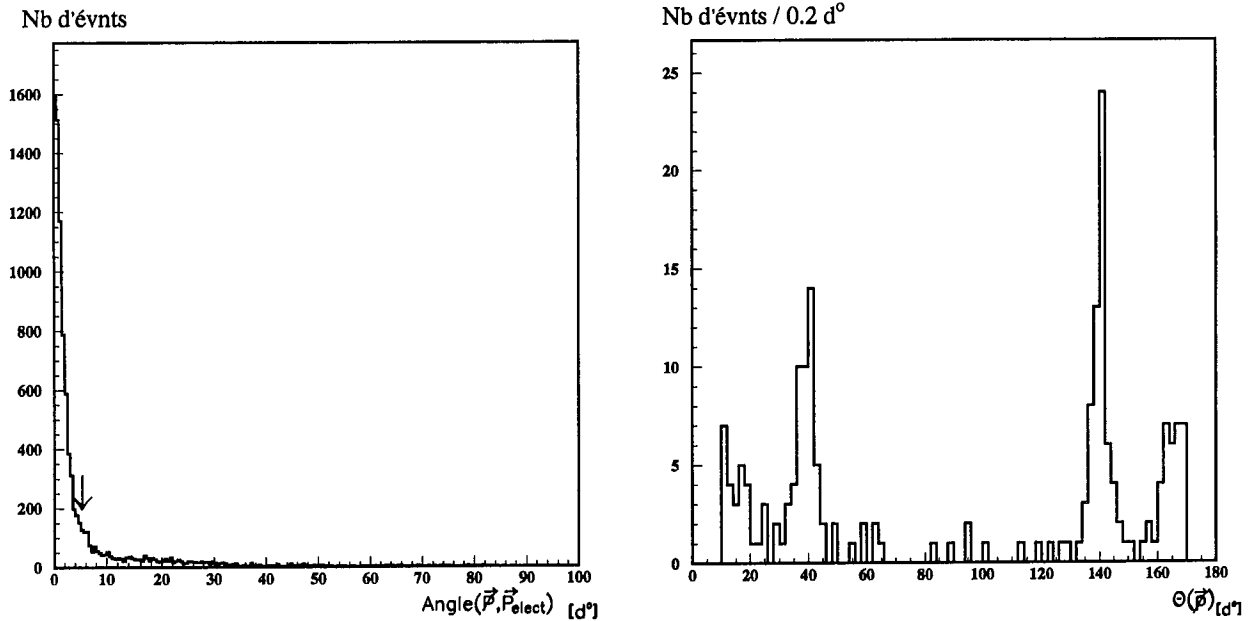


Figure V.4: La figure de gauche montre la distribution de l'angle entre $\vec{p}$ et le dépôt électromagnétique le plus proche : l'impulsion manquante est généralement due à une mauvaise mesure de l'énergie de l'un des électrons. La figure de droite montre qu'une fois appliquée la coupure d'isolation de l'impulsion manquante, $\vec{p}$ pointe vers les régions non instrumentées du calorimètre électromagnétique (40° et 140°).

de demander que le troisième dépôt électromagnétique soit de faible énergie.

Résumé de la sélection

Voici en résumé les coupures permettant de ne sélectionner que les événements pour lesquels l'impulsion manquante est associée à un photon manquant :

- Impulsion manquante dans le BGO > 5 GeV
- Angle entre l'impulsion manquante et l'électron le plus proche $> 5^\circ$
- Energie du troisième dépôt électromagnétique ≤ 3 GeV

On ne garde que les événements pour lesquels l'impulsion manquante pointe entre 35° et 45° , ce qui revient à étendre la région non instrumentée de $\pm 2^\circ$ afin de prendre en compte la résolution sur la direction de l'impulsion manquante. Nous sélectionnons ainsi 120 événements sur l'ensemble des données 91, 92 et 93 dont on peut penser qu'il s'agit d'événements Bhabha radiatifs avec un photon dans la région non instrumentée du calorimètre électromagnétique.

V.1.4 Etude des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \vec{p}$ avec $\vec{p}$ pointant entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique

Utilisation du calorimètre hadronique

Derrière la zone non instrumentée du calorimètre électromagnétique se trouve le calorimètre hadronique (HCAL) dans lequel les photons interagissent aussi. C'est donc vers ce sous-détecteur qu'il faut d'abord chercher la possibilité de faire un veto sur les événements sélectionnés précédemment.

Effectivement, on trouve pour 95 d'entre eux le dépôt le plus énergétique du calorimètre hadronique dans la direction de l'impulsion manquante. La figure V.5 montre la corrélation angulaire en θ et ϕ entre la direction où un photon est attendu (direction de l'impulsion manquante) et celle du dépôt d'énergie hadronique.

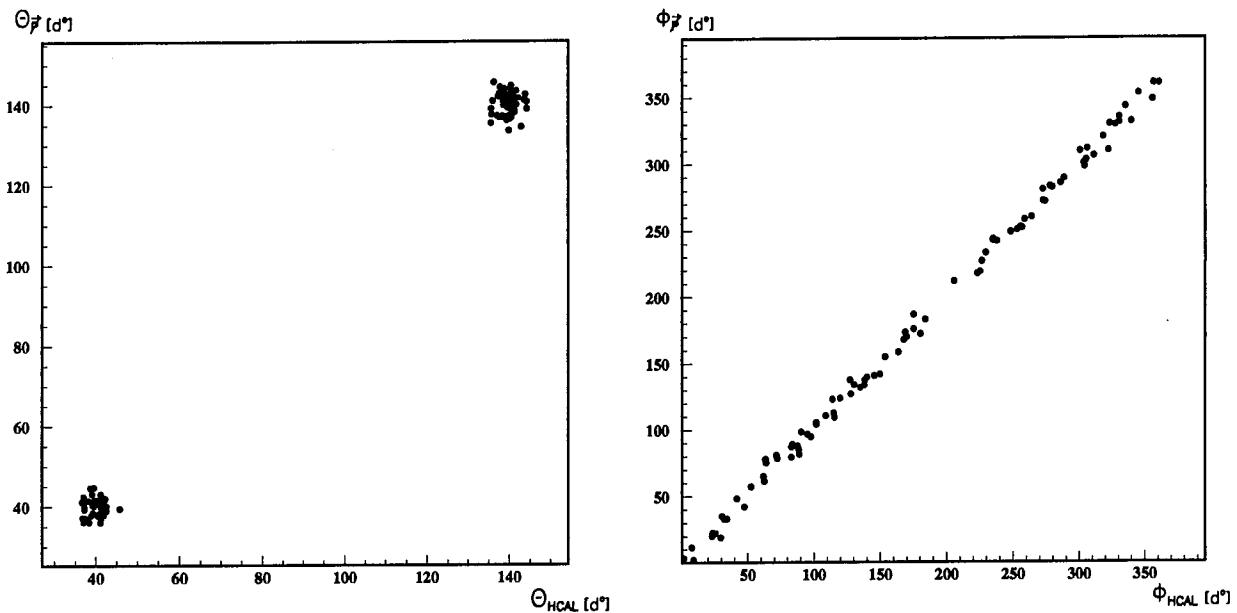


Figure V.5: Corrélation en θ et ϕ entre la direction du dépôt hadronique et la direction de l'impulsion manquante lorsque celle-ci est due à un photon passant dans la région non instrumentée du BGO et interagissant dans le calorimètre hadronique.

Compte-tenu de ces corrélations, il ne fait aucun doute que ce dépôt hadronique correspond à un photon qui est passé dans la zone non instrumentée. Cependant, l'énergie mesurée dans le calorimètre hadronique est souvent très inférieure à l'énergie attendue comme le montre la figure V.6.

En particulier, pour une énergie attendue de l'ordre de 20 à 30 GeV parfois seuls quelques GeV sont déposés dans le calorimètre hadronique (un tel événement est montré dans la figure V.7). Ceci montre que les fluctuations sur la fraction d'énergie absorbée dans la zone non

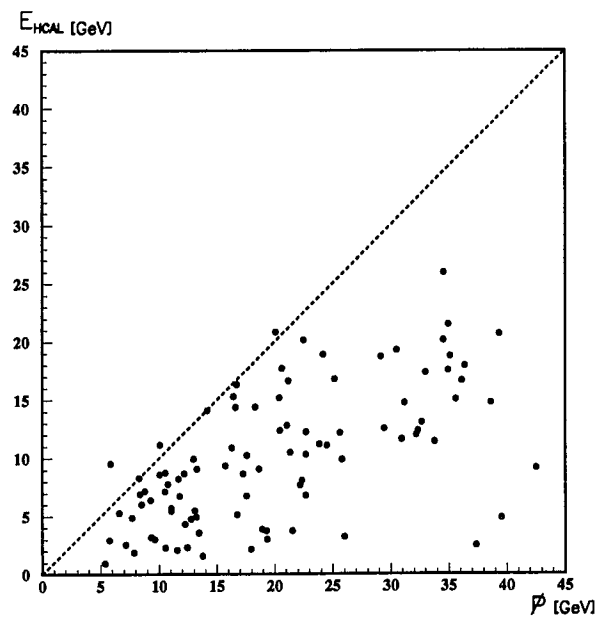


Figure V.6: *Energie mesurée dans le HCAL en fonction de l'énergie attendue pour des événements Bhabha radiatifs avec un photon dans la zone non instrumentée du calorimètre électromagnétique.*

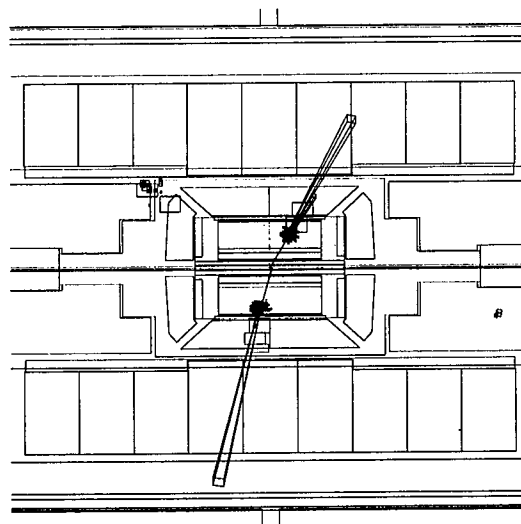


Figure V.7: *Un événement où un photon de 12 GeV pointant vers la zone non instrumentée du calorimètre électromagnétique laisse un dépôt de 4.5 GeV dans le calorimètre hadronique (coin supérieur gauche).*

instrumentée sont très importantes et ne permettent pas de s'assurer que des photons, même très énergétiques, ne vont pas déposer toute leur énergie dans la zone non instrumentée.

Utilisation des derniers cristaux des bouchons

Sur les 25 événements restant, 23 laissent en fait de l'énergie dans le BGO lui-même. Il s'agit d'événements pour lesquels le photon est proche du premier cristal du bouchon, juste avant la zone non instrumentée. En effet, ces cristaux ont un côté extérieur qui n'est pas aligné avec le vertex et un photon partant du point d'interaction peut ainsi ne pas passer par la face avant du cristal mais commencer à développer une gerbe électromagnétique dans la partie arrière du cristal (la figure V.8 montre ce qui se passe selon que le photon passe près du bouchon ou près du tonneau). Là encore, le photon ne laisse souvent qu'une très faible partie de son énergie puisque seule une petite fraction de la gerbe est contenue dans le BGO. Un événement de ce type est montré sur la figure V.9.

Etude des deux événements n'ayant pas déposé d'énergie autre que celle des électrons

Ces événements ne sont pas nécessairement des Bhabha radiatifs, il peut s'agir en effet d'événements $\tau^+\tau^-$ avec un état final constitué d'une paire e^+e^- et de deux paires $\nu\bar{\nu}$. Cependant, la somme des énergies des deux électrons ajoutée à l'impulsion manquante est proche de $\sqrt{s}$ si une seule particule emporte l'énergie manquante, ce qui est seulement le cas des événements Bhabha radiatifs :

	1 ^{er} électron (GeV)	2 nd électron (GeV)	$\not{p}$	$E_1 + E_2 + \not{p}$	$\sqrt{s}$
événement 1	21.3	45.1	25.5	91.9	91.2
événement 2	33.3	4.5	31.	68.8	91.3

Pour des événements $\tau^+\tau^-$ ceci n'est vrai que si un neutrino ou un antineutrino emporte seul la quasi totalité de l'énergie invisible. L'événement 2 est donc très probablement un événement $\tau^+\tau^-$. L'événement 1 montre que des photons durs peuvent très bien déposer toute leur énergie dans la zone non instrumentée (figure V.10).

Conclusion

C'est surtout le calorimètre hadronique qui permet de faire un veto sur les photons qui ne laissent pas d'énergie dans le BGO. Pour pouvoir utiliser celui-ci jusqu'à des énergies de l'ordre de 1 GeV comme nous l'avons fait, il faut s'assurer que le bruit dans le HCAL est suffisamment faible, sans quoi on risque de rejeter des événements intéressants ($e^+e^- \chi_1^0 \chi_1^0$ par exemple) si dans la direction de l'impulsion manquante se trouve un amas d'énergie dans le HCAL qui n'est en fait que du bruit.

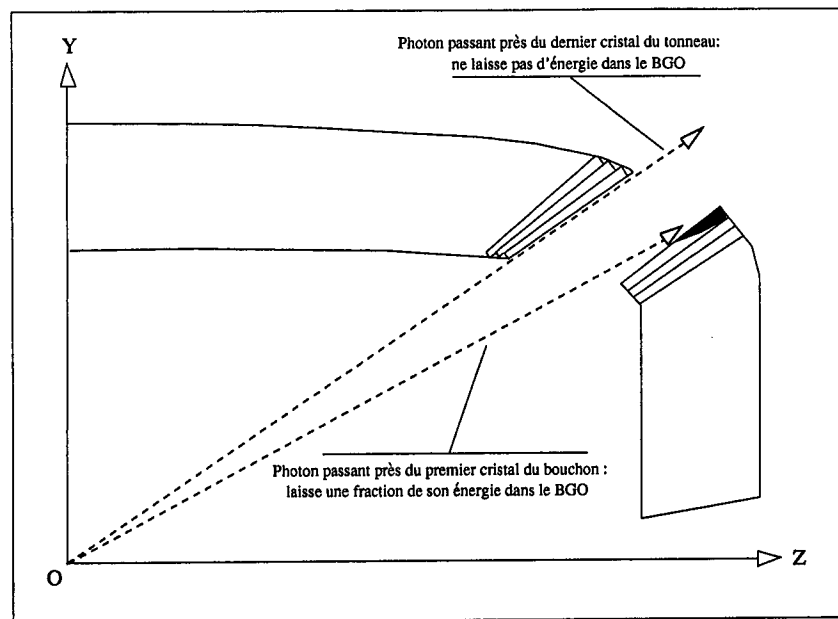


Figure V.8: Différence entre les bords des bouchons et les bords du tonneau : une particule venant du point d'interaction longe le bord du dernier cristal du tonneau alors qu'elle passe dans le premier cristal du bouchon.

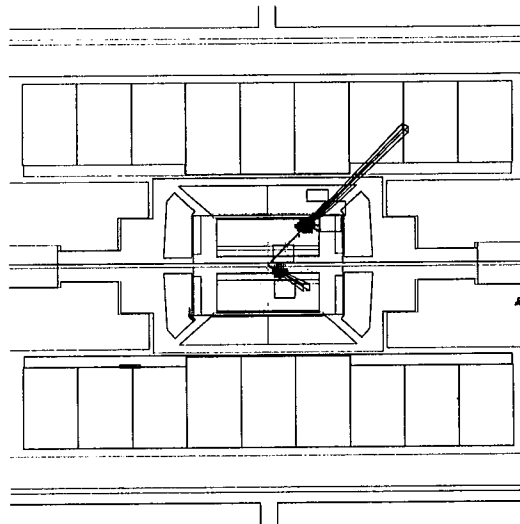


Figure V.9: Un événement où un photon de 35 GeV ne dépose que 750 MeV dans les derniers cristaux des bouchons (en bas à gauche).

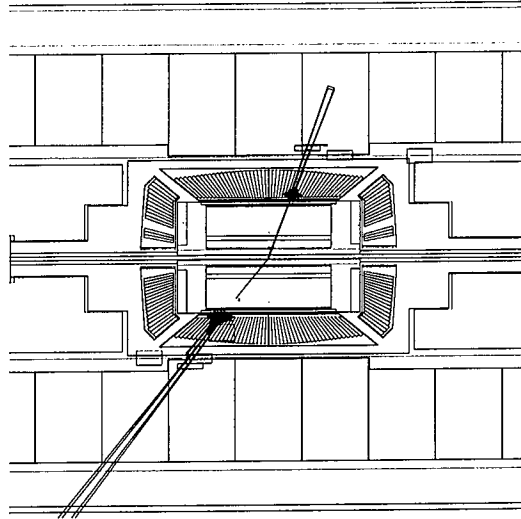


Figure V.10: Un événement où un photon de 21 GeV dépose toute son énergie dans la région non instrumentée du BGO.

V.1.5 Etude du bruit dans le calorimètre hadronique

Pour cette étude, il faut sélectionner des événements pour lesquels l'énergie hadronique mesurée ne peut pas être liée aux particules produites dans l'état final. Toute énergie mesurée dans le HCAL n'est alors que du bruit. Les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ sont particulièrement indiqués car ils interagissent essentiellement dans le BGO, ont une section efficace suffisamment importante pour disposer d'une statistique suffisante et ont une topologie caractéristique. De plus, ceci permet de connaître le bruit dans le HCAL en condition de prises de données.

Les coupures suivantes permettent de sélectionner des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$:

- Deux traces TEC rattachées à deux dépôts électromagnétiques dans le BGO
- Acolinéarité entre les deux dépôts électromagnétiques $< 5^\circ$
- Energie dans le BGO > 85 GeV
- Impulsion manquante dans le BGO < 500 MeV
- Pas de corrélation angulaire entre le 1^{er} dépôt HCAL et un amas électromagnétique

Les trois premières coupures sont en quelque sorte les coupures opposées à celles appliquées dans la sélection précédente, puisqu'au contraire on cherche maintenant des événements non radiatifs. La dernière coupure consiste à demander que l'angle entre le dépôt hadronique le plus énergétique et l'un des deux électrons soit supérieur à 5° assurant ainsi que le dépôt hadronique n'est pas dû à une gerbe électromagnétique partiellement contenue dans le BGO et dont la queue se trouve dans le calorimètre hadronique.

Nous avons sélectionné ainsi 54702 événements et parmi eux 20235 présentaient une énergie non nulle dans le calorimètre hadronique. La figure V.11 montre le spectre en énergie de ce bruit. On voit qu'il est de l'ordre de 1 GeV, c'est-à-dire l'énergie utilisée comme coupure pour rejeter les événements avec un photon dans la direction non instrumentée du BGO.

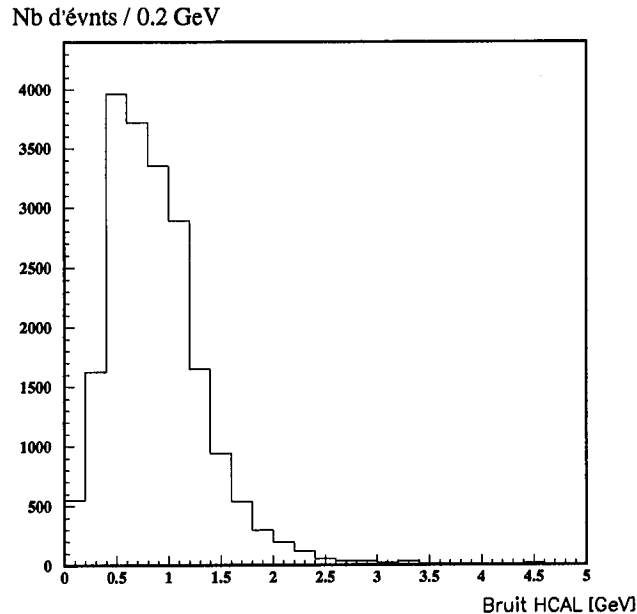


Figure V.11: Spectre en énergie du bruit dans le calorimètre hadronique.

V.1.6 Conclusion

Le calorimètre hadronique et les premiers cristaux des bouchons permettent de rejeter une partie des événements sélectionnés. Cependant, dans les deux cas, comme le montrent les figures V.12 et V.13, la fraction de l'énergie effectivement mesurée par rapport à l'énergie manquante présente des fluctuations très importantes. Parfois, plusieurs dizaines de GeV sont déposés dans cette région sans être mesurés, simulant ainsi une énergie manquante conséquente. De plus, pour avoir un veto efficace il faut utiliser le calorimètre hadronique jusqu'à des énergies de l'ordre de 1 GeV, énergie qui correspond au niveau du bruit dans ce calorimètre. Ces deux éléments ne permettent pas d'utiliser le HCAL comme veto avec suffisamment de confiance et la collaboration L3 a donc pris la décision d'installer un calorimètre dans la zone non instrumentée afin d'assurer un veto électromagnétique plus efficace.

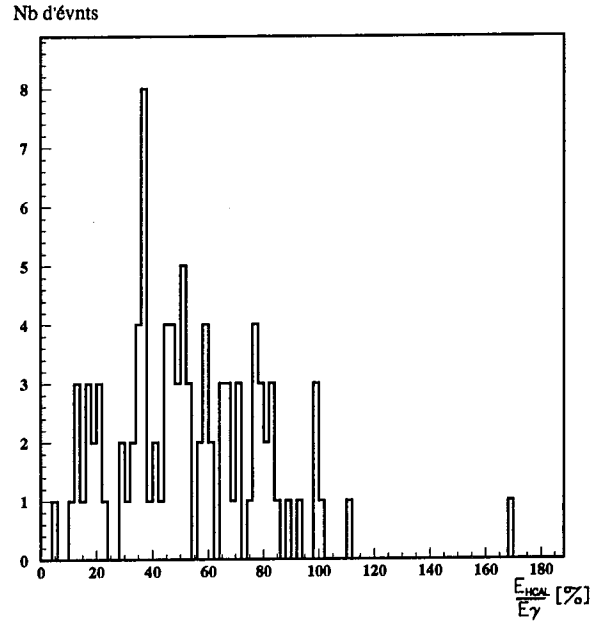


Figure V.12: Fraction de l'énergie du photon mesurée dans le calorimètre hadronique lorsque celui-ci est utilisé pour faire un veto sur les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ avec le photon pointant dans la région non instrumentée du calorimètre électromagnétique.

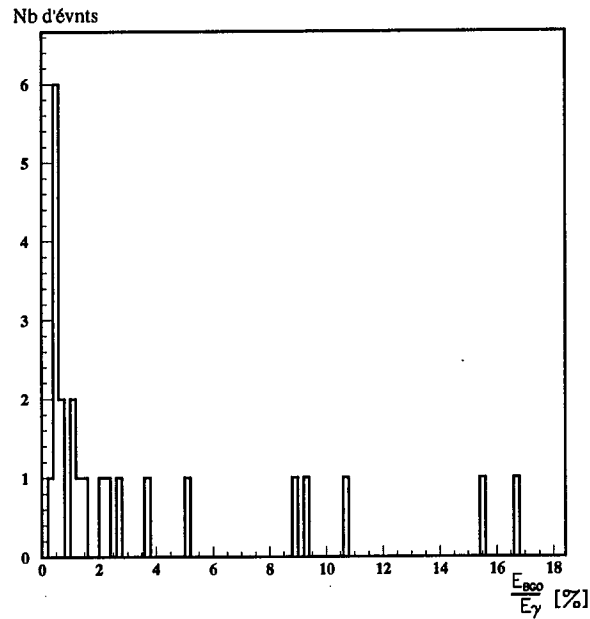


Figure V.13: Fraction de l'énergie du photon mesurée dans le BGO pour des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ pour lesquels la gerbe du photon est en partie contenue dans le dernier cristal du bouchon.

V.2 La conception du détecteur

Dans cette partie, je décrirai le choix du calorimètre ainsi que la géométrie préliminaire du détecteur. Une simulation de ce détecteur a été réalisée afin d'en estimer les performances : je détaillerai les résultats obtenus à l'aide de cette simulation.

V.2.1 Les contraintes liées à l'installation d'un détecteur dans la région non instrumentée

Cette région est constituée de deux parties, chacune de 5° d'ouverture en θ autour de $\theta = 40^\circ$ et $\theta = 140^\circ$ (37° à 42° et le symétrique par rapport au plan $z = 0$). Chaque partie est délimitée par le tonneau et un bouchon et correspond à un espace 7.4 cm selon θ et 21 cm en r . A l'intérieur de chacune de ces zones passent les câbles de haute tension et de signal du détecteur central (TEC). Il est impossible de les faire passer ailleurs et ceci constitue la contrainte majeure à l'instrumentation de cette région. La TEC comprend 24 secteurs en ϕ , les câbles de chaque secteur formant un ensemble de 5 faisceaux de 1 cm de diamètre. Ces câbles sont répartis en 24 faisceaux séparés de 15° en ϕ et il faut donc ménager 24 espaces afin de faire passer les câbles de la TEC. Si l'on veut malgré tout conserver une bonne efficacité de veto, il est indispensable que ces espaces non instrumentés ne soient pas alignés avec le vertex afin de minimiser la probabilité qu'une particule partant du point d'interaction traverse le détecteur sans interagir. Celui-ci devra donc être composé de 24 modules, avec des interespaces de 2 cm dépointés en ϕ .

Cette contrainte fixe pratiquement la forme des modules (si l'on s'impose que les modules soient identiques) et les 21 cm disponibles en r limitent la taille des modules. La figure V.14 montre la géométrie ainsi déterminée, la longueur des modules eux-mêmes sera fonction du type de détecteur (les 21 cm doivent contenir le calorimètre lui-même mais aussi toute la partie arrière qui permet d'obtenir un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée). Cet angle

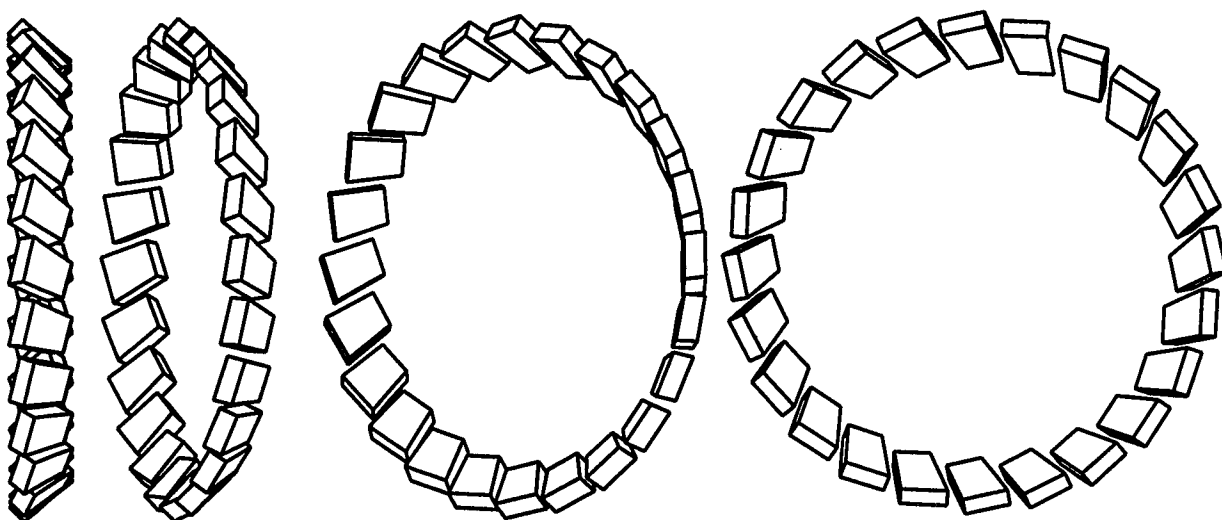


Figure V.14: Géométrie du détecteur complémentaire pour le calorimètre électromagnétique de L3.

de dépointage est la seule liberté qui reste dans le choix de la géométrie du détecteur. Celui-ci

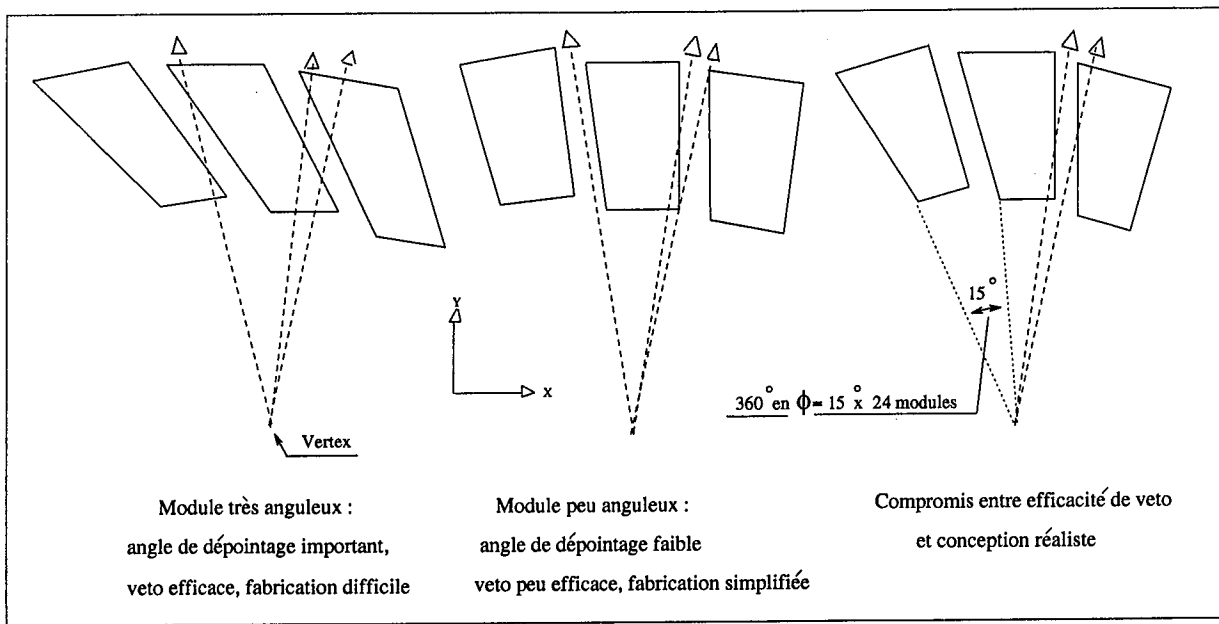


Figure V.15: *Compromis entre la complexité de la géométrie du détecteur et la qualité de veto obtenue.*

a été fixé à 25° (dépointage en ϕ , dans le plan XY) correspondant à un dépointage de 15° par rapport à une droite partant du point d'interaction. La valeur de cet angle de dépointage constitue un compromis entre la nécessité d'un dépointage suffisamment grand pour assurer un bon veto même dans les espaces réservés aux câbles de la TEC et la difficulté technique de réaliser des modules très anguleux comme le montre la figure V.15.

V.2.2 Le choix du détecteur

Les deux contraintes qui vont déterminer le choix du détecteur sont d'une part la nécessité de loger dans les 21 cm disponibles le module ainsi que son électronique de lecture et d'autre part la possibilité de fabriquer des modules ayant la géométrie complexe décrite ci-dessus. De plus, il est inutile de choisir un calorimètre électromagnétique ayant une résolution exceptionnelle (comme le BGO par exemple) car celle-ci sera dégradée par les espaces entre les modules et l'objectif principal est de pouvoir faire un veto sur les particules passant dans cette région et non de mesurer avec une grande précision leur énergie.

Le calorimètre plomb/fibres scintillantes (SPACAL)

Le choix s'est finalement porté sur des modules en SPACAL (SPaghetti CALorimeter). Ce type de détecteur a été développé pour la calorimétrie des expériences LHC puis installé sur des expériences auprès de différents types d'accélérateurs (la référence [4] compile les résultats de l'ensemble des études menées lors des développements précédents).

La calorimétrie SPACAL utilise des blocs de plomb dans lesquels sont plongés des fibres scintillantes ce qui autorise un détecteur suffisamment compact. Chaque module est en fait constitué de feuilles de plomb extrudées afin de laisser des rainures à l'intérieur desquelles sont collées les fibres. Ces fibres font 1 mm de diamètre, sont distantes de 2.2 mm (distance entre les centres des fibres) et sont alignées avec le côté du module formant un angle droit avec les faces d'entrée

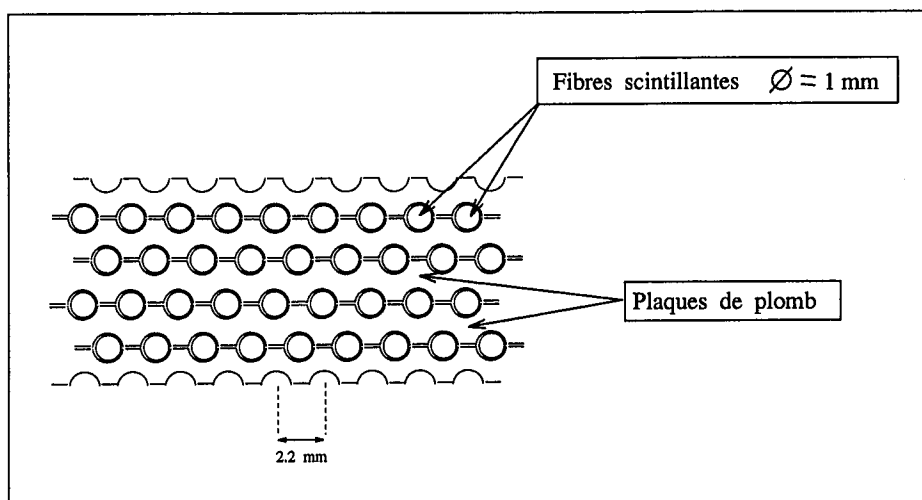


Figure V.16: La calorimétrie plomb/fibres scintillantes SPACAL.

et de sortie (figure V.16). Les fibres sont constituées d'un cœur scintillant en lumière verte et d'une gaine d'indice supérieur au cœur permettant une réflexion totale des photons émis avec un angle inférieur à l'angle de réflexion totale qui sont collectés à l'une des extrémités des fibres. Le rapport en volume plomb / fibres est de 4:1 ce qui permet au calorimètre d'être compensant, c'est-à-dire d'avoir une réponse identique aux fractions hadronique et électromagnétique des gerbes [7]. Les fibres peuvent être aluminisées à la face d'entrée, la fraction de la lumière qui est collectée étant ainsi augmentée de la lumière qui a été réfléchiée par le miroir. Les feuilles de plomb peuvent être superposées tout en étant décalées les unes par rapport aux autres permettant ainsi d'obtenir les différents biseaux nécessaires pour un bon recouvrement des modules dans la zone où passent les câbles. La figure V.17 montre la forme d'un module prototype de SPACAL. Celui-ci est plat, les faces d'entrée et de sortie sont parallèles entre elles et forment un angle de 6° avec les deux grandes faces. L'une des faces restantes forme un angle droit avec les faces d'entrée et de sortie tandis que l'autre forme un angle qui est fixé par l'angle de dépointage choisi. La longueur initialement prévue de 16.6 cm prend en compte la nécessité de loger dans les 21 cm non seulement les modules mais aussi la partie arrière du calorimètre sur laquelle nous reviendrons plus bas.

Le plomb ne sert qu'à développer la gerbe électromagnétique, ce sont les fibres qui sont le milieu sensible et celles-ci peuvent être réparties sur l'ensemble du module. En particulier, dans la zone où le module est très anguleux on peut placer des fibres de plus en plus courtes assurant même dans cette région une sensibilité à l'énergie déposée. Cette zone anguleuse est particulièrement importante car c'est elle qui permettra d'assurer un veto efficace même au passage entre deux modules.

Les phototriodes

La lumière collectée est transformée en signal électrique par des phototriodes placées immédiatement à l'arrière des modules (le champ magnétique de 0.5 Tesla dans lequel est plongé le détecteur interdit l'utilisation de photomultiplicateurs classiques). Ces phototriodes sont spécialement conçues pour fonctionner dans un champ magnétique fort et la figure V.18 montre

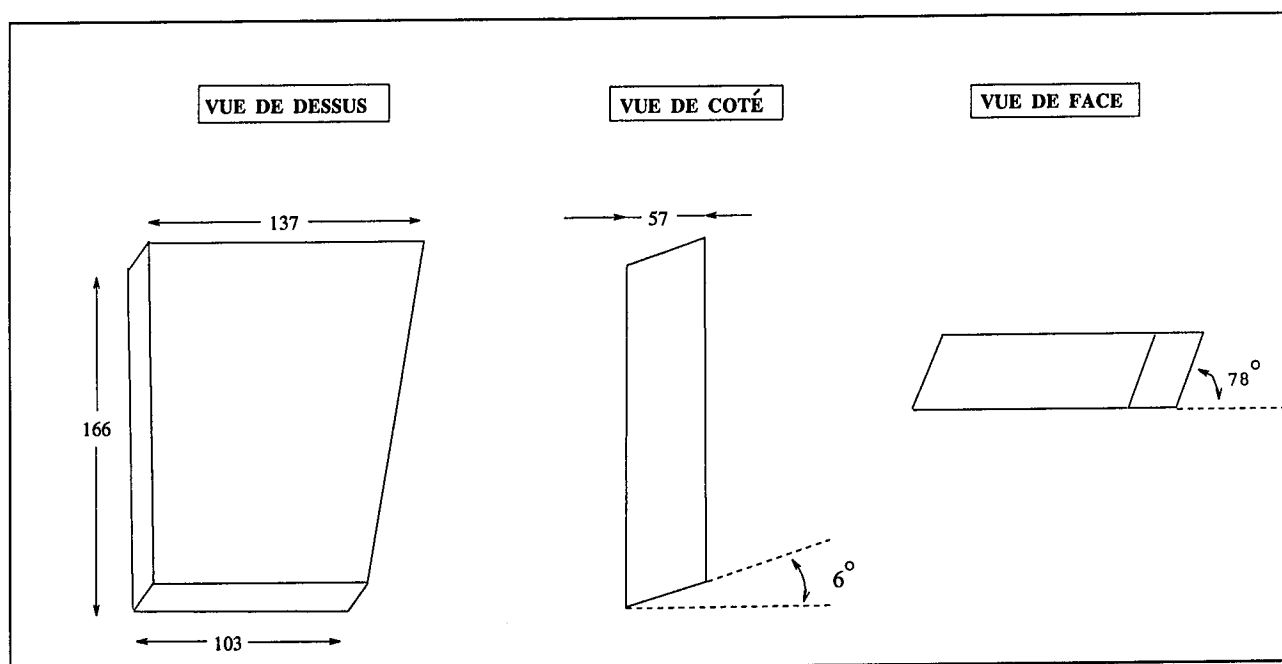


Figure V.17: *Un module de SPACAL - Version prototype.*

deux de leurs caractéristiques :

- l'évolution du gain (c'est-à-dire le rapport du courant fourni par la phototriode au courant de cathode) avec la tension appliquée entre l'anode et la cathode (la tension nominale est de 800 V).
- l'évolution relative du gain avec l'angle que fait le champ magnétique avec l'axe de la phototriode (le champ magnétique est de 1 Tesla) : l'angle que fera la phototriode avec le champ magnétique de 0.5 T dans l'expérience L3 étant proche de 40° , la perte relative de gain est quasiment nulle.

La face arrière des modules étant longue de 14 cm et large de 7 cm on peut lire la lumière de chaque module avec deux phototriodes car celles-ci font 5 cm de diamètre.

Nous reviendrons plus loin sur ce qui est placé entre la phototriode et le module et qui permet de transmettre la lumière scintillée à la phototriode. Le signal est ensuite envoyé sur un préamplificateur (qui doit lui aussi être logé dans les 21 cm disponibles) avant d'être digitisé.

Une fois déterminés la géométrie et le détecteur il restait à les tester. La géométrie sera étudiée à l'aide d'une simulation et les caractéristiques du calorimètre mesurées en faisceau test.

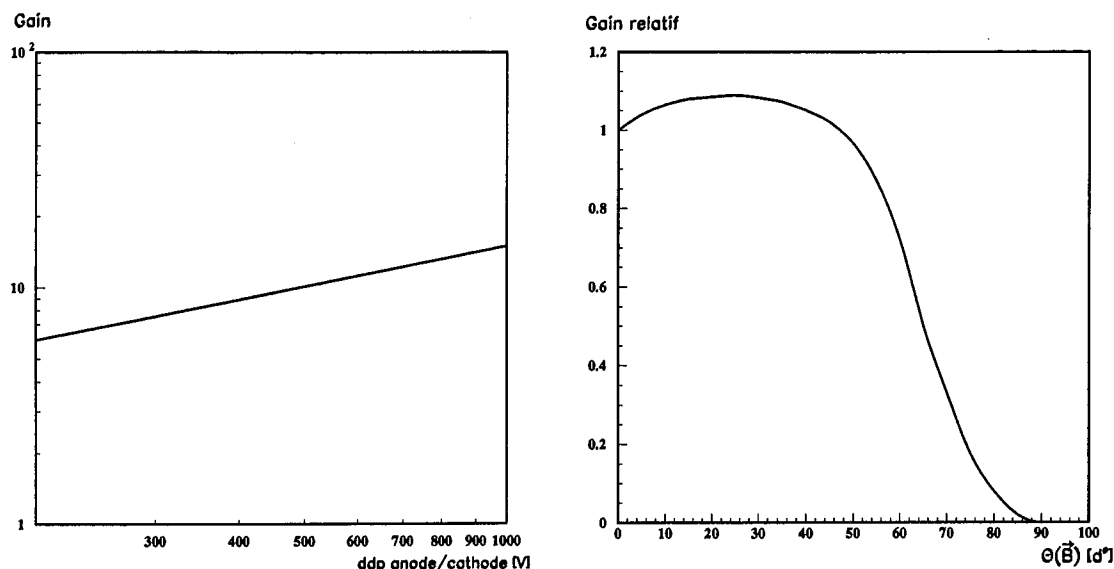


Figure V.18: Deux caractéristiques des phototriodes Hamamatsu utilisées pour le calorimètre SPACAL : à gauche l'évolution du gain en fonction de la différence de potentiel anode/cathode et à droite l'évolution relative du gain dans un champ magnétique de 1 Tesla en fonction de l'angle que fait l'axe de la phototriode avec le champ magnétique.

V.2.3 Simulation du détecteur

Le cadre de la simulation

Cette simulation avait pour de savoir rapidement si la géométrie déterminée précédemment constituait un veto efficace dans la région non instrumentée mais il ne s'agissait pas de prédire les résolutions du détecteur.

Dans le cadre de la simulation de l'ensemble de l'expérience L3 (SIL3), basée sur l'utilisation du programme GEANT [2], nous avons placé 24 modules de SPACAL correspondant à la géométrie de la figure V.17 entre les bouchons et le tonneau du BGO. La simulation de chaque fibre au sein du module était prohibitive en temps de calcul, pour connaître l'efficacité de veto du détecteur il était suffisant de décrire les modules comme des blocs constitués d'un mélange de plomb et de plastique avec les proportions présentes dans le détecteur soit un rapport en volume 4:1 entre le plomb et les fibres.

Le programme de simulation nous donne accès à l'énergie déposée par le photon dans les modules SPACAL. En réalité, l'énergie mesurée est une petite fraction de l'énergie déposée (celle déposée dans les fibres) mais au niveau de cette simulation l'objectif est simplement de savoir avec quelle fréquence un photon dépose de l'énergie dans SPACAL (en particulier quand le photon passe dans la région de recouvrement entre les modules). Pour nous rapprocher de la réalité nous avons simulé une résolution en énergie de $\frac{15\%}{\sqrt{E}}$.

Résultats de la simulation du détecteur

Nous avons ainsi simulé la propagation de 5000 photons dans la région où sont installés les modules avec une distribution plate en (θ, ϕ) avec θ variant de 37° à 43° (donc on déborde légèrement sur le BGO afin d'étudier la zone de passage BGO/SPACAL). L'énergie significative est donc la somme des énergies déposées dans le BGO et dans les modules SPACAL.

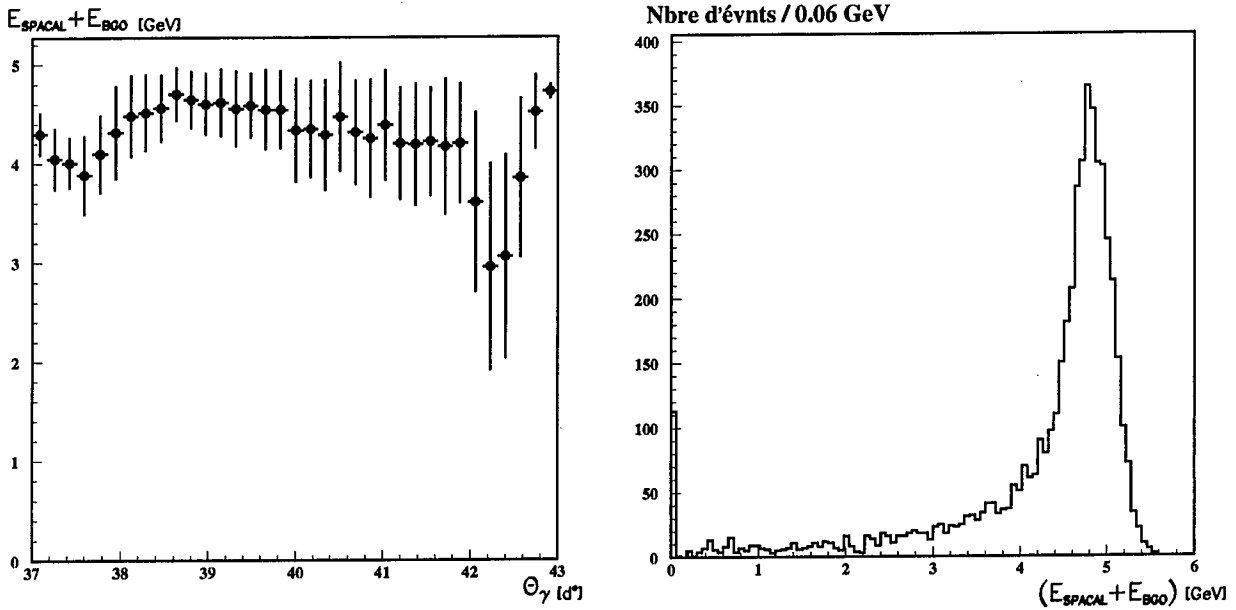


Figure V.19: A gauche : somme des énergies déposées par un photon dans le BGO et le calorimètre SPACAL en fonction de l'angle par rapport à l'axe du faisceau pour des événements simulés. A droite : distribution de l'énergie déposée dans les calorimètres SPACAL et BGO par des photons de 5 GeV.

1. Énergies déposées dans les calorimètres SPACAL et BGO

La figure de gauche de V.19 montre la distribution de la somme des énergies déposées dans le BGO et dans SPACAL en fonction de l'angle par rapport au faisceau. On voit qu'il subsiste une inefficacité en particulier autour de $\theta = 42^\circ$ sur laquelle nous allons revenir.

La distribution de la somme des énergies SPACAL et BGO (figure de droite de V.19) indique en effet que l'on mesure parfois une énergie très faible, voire nulle.

2. Distributions angulaires des photons ayant déposé peu ou pas d'énergie dans SPACAL

Pour connaître l'origine de cette queue à basse énergie on peut regarder la distribution angulaire des photons dont l'énergie est mal mesurée, par exemple avec une énergie inférieure à 3 GeV (figure V.20). On constate l'apparition de 24 pics correspondant aux 24 zones entre les modules. Ceci était inévitable car dans ces régions le nombre moyen de longueurs de radiation traversés par les photons est nettement plus faible que lorsqu'ils traversent de part en part les modules de SPACAL.

La distribution en θ de ces photons indique qu'ils sont localisés autour de $\theta = 42^\circ$ c'est-à-dire la jonction entre les modules SPACAL et le tonneau du BGO. Ceci est dû au fait que le bord du tonneau est aligné avec le vertex et qu'entre le tonneau et le SPACAL il est indispensable de ménager de la place pour la structure porteuse. Donc, l'inefficacité qui subsiste n'est pas seulement due aux espaces entre les modules mais aussi à la configuration de la jonction tonneau/SPACAL.

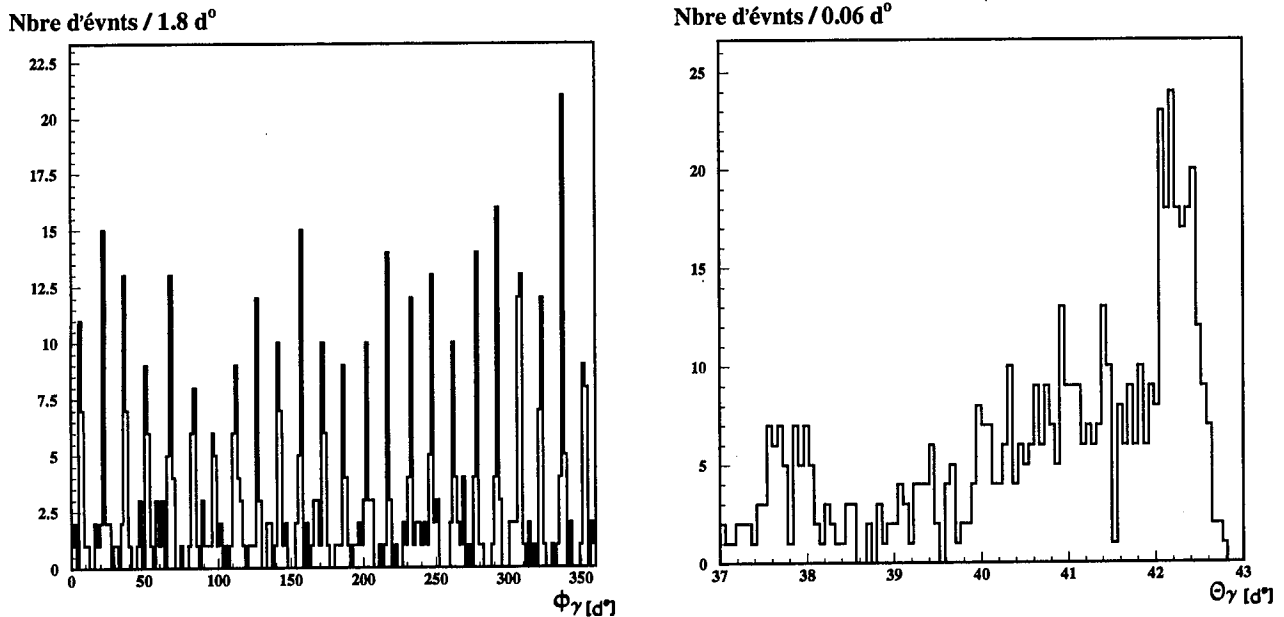


Figure V.20: Distribution en ϕ et θ des photons de 5 GeV ayant déposé moins de 3 GeV dans les calorimètres SPACAL et BGO. Les 24 pics en ϕ correspondent aux 24 interstices entre les modules et le pic à $\theta = 42^\circ$ au passage SPACAL-tonneau de BGO qui est aligné avec le point d'interaction contrairement au passage SPACAL-bouchons.

Conclusion

Sans être parfaitement efficace, il apparaît que la géométrie proposée constitue un bon veto. Seuls 208 photons sur 5000 déposent moins de 1 GeV ce qui constitue une efficacité de veto de 95% (avec une coupure à 1 GeV). De plus, l'inefficacité persistante est liée au passage entre le tonneau du calorimètre électromagnétique et le SPACAL et peut difficilement être comblée par une modification de la structure en ϕ du détecteur.

V.3 Les prototypes de SPACAL : test en faisceau, résultats et comparaison avec la simulation

Dans cette partie je décrirai les résultats obtenus en test faisceau en mai 94 avec trois prototypes dont les fibres étaient différentes. Leur test en faisceau visait à mesurer les performances du calorimètre afin de choisir le type de fibres ainsi qu'à tester la qualité de veto obtenue.

Une simulation de ce faisceau test a été réalisée permettant de vérifier notre bonne compréhension des résultats afin d'apporter les modifications adéquates aux prototypes pour parvenir au détecteur final.

V.3.1 Le test en faisceau des prototypes de SPACAL

Les prototypes de SPACAL

Trois modules de SPACAL ont été testés, deux étaient constitués de fibres italiennes (meoni PoLiFi 0042/1-100) aluminisées du côté de la face d'entrée, ce qui permet d'augmenter la quantité de lumière collectée et un module contenait des fibres japonaises (kuraray SCSF-81) non aluminisées. Les objectifs de ce faisceau test étaient de mesurer les résolutions des différents modules afin de choisir le type de fibres qui serait utilisées et de tester la qualité de veto de la géométrie simulée précédemment dans un cadre aussi proche que possible de la situation dans le détecteur L3.

Il n'était pas possible de rassembler les fibres en un cylindre à l'arrière du module afin

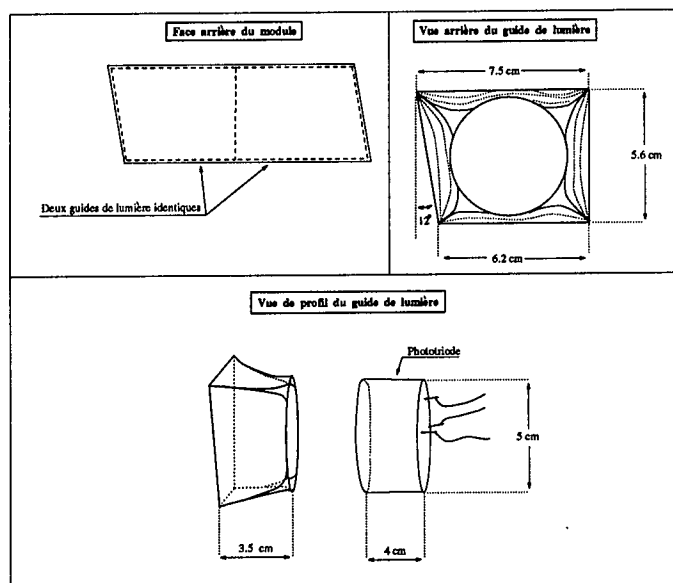


Figure V.21: Les guides de lumière à revêtement en aluminium utilisés lors du premier faisceau test.

de coller directement les phototriodes sur le faisceau de fibres car la longueur nécessaire pour rassembler les fibres est supérieure à l'espace disponible à l'arrière des modules (≈ 10 cm). Les fibres ont donc été coupées et la collection de lumière était assurée par des guides à air avec un revêtement en aluminium (deux par module, figure V.21). Les phototriodes Hamamatsu R2184 étaient suivies de préamplificateurs prêtés par l'IPN de Lyon et qui avaient été développés pour l'électronique de sortie du calorimètre électromagnétique en BGO de L3 [6].

Les modules étaient placés à l'intérieur d'une boîte noire afin d'éviter une contribution au bruit liée à la lumière ambiante. A la sortie du préamplificateur le signal est encore très faible et passe donc dans des amplificateurs avant d'être envoyé sur la chaîne d'acquisition.

La situation du faisceau test

Le test en faisceau des prototypes de SPACAL se déroula dans la zone test X3 du SPS au CERN qui mettait à notre disposition des faisceaux d'électrons et de pions de 1 à 50 GeV. La figure V.22 montre la situation générale du faisceau test. Les deux modules étaient posés sur une table permettant des mouvements horizontaux et verticaux. Pour reproduire parfaitement ce qui se passerait dans le détecteur L3, il aurait fallu en plus disposer de mouvements de rotation. En effet, pour les deux modules dans la configuration décrite dans la section précédente, on veut tester la réponse du détecteur pour une particule partant du point d'interaction. Si l'on considère deux modules parmi les vingt-quatre, on voit que l'on ne peut reproduire ceci avec seulement deux degrés de liberté dans les mouvements puisque la direction du faisceau est fixe. Nous avons donc décidé de reproduire le plus fidèlement possible ce qui était le plus important : le passage entre les deux modules.

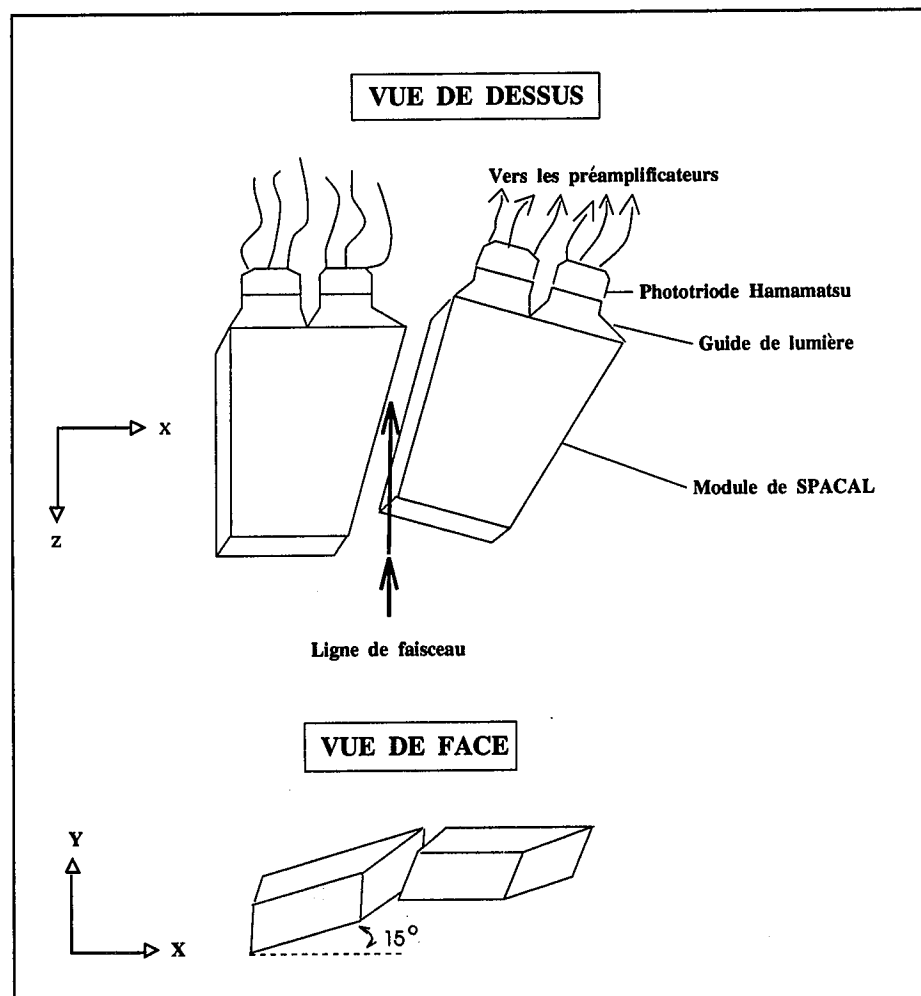


Figure V.22: Contexte expérimental du premier faisceau test.

Ainsi, les modules sont disposés en sorte que les particules du faisceau test passant à la jonction entre les modules voient une situation identique à une particule qui partirait du vertex et traverserait la jonction entre les modules, la position relative entre les deux modules étant identique à celle qu'ils auraient dans l'expérience L3.

V.3.2 Les résultats du test en faisceau des prototypes

Nous commencerons par exposer les caractéristiques de SPACAL en tant que calorimètre électromagnétique et les comparaisons entre les différents types de fibres puis nous décrirons les résultats concernant la qualité de veto obtenue avec la géométrie décrite ci-dessus.

Les caractéristiques intrinsèques de SPACAL

Nous avons commencé par centrer le faisceau d'électrons sur un module afin que la gerbe soit entièrement contenue dans un module et le signal sur une phototriode afin d'étudier les caractéristiques de SPACAL.

1. Les piédestaux

Avant toute mesure il est indispensable de connaître la valeur des piédestaux c'est-à-dire le signal électronique obtenu en l'absence de signal physique. Faisceau éteint, on mesure ainsi une distribution gaussienne pour chacune des quatre phototriodes (figure V.23). La valeur moyenne de la gaussienne donne le nombre de canaux ADC qu'il faut retrancher à toute mesure afin de ne garder que la partie physique du signal. La largeur de la gaussienne donne le niveau de bruit dans le calorimètre, somme des bruits électronique, thermique et lumineux. Nous verrons plus loin la valeur en énergie du bruit.

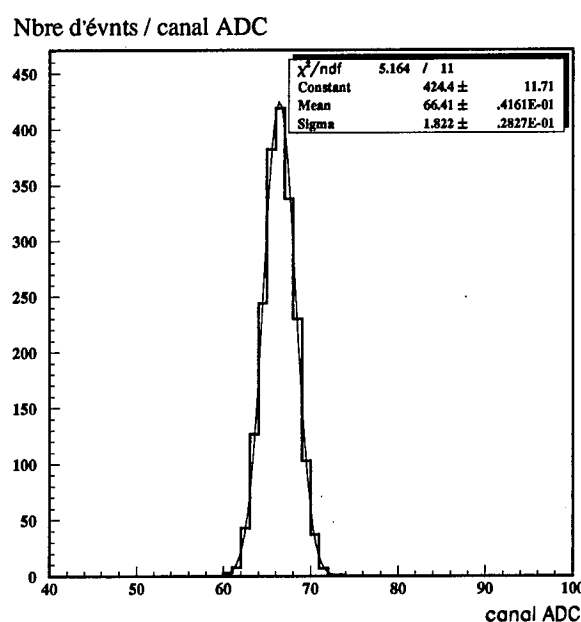


Figure V.23: Piédestal mesuré sur une phototriode.

2. Linéarité du calorimètre

Nous avons vérifié la linéarité du détecteur c'est-à-dire la proportionnalité entre signal physique et signal électronique sur une gamme d'énergie suffisamment grande. Nous avons fait varier l'énergie du faisceau entre 4 et 50 GeV. La figure V.24 montre la valeur moyenne du nombre de canaux ADC en fonction de l'énergie. On voit que pour les deux types de fibres l'évolution est parfaitement linéaire, les incertitudes sur la valeur moyenne ne sont pas perceptibles sur ces courbes. De ces droites on tire aussi le facteur de conversion entre le nombre de canaux ADC mesurés et l'énergie déposée et donc la valeur du bruit en MeV : 50 MeV pour les fibres Kuraray et 70 MeV pour les fibres Meoni.

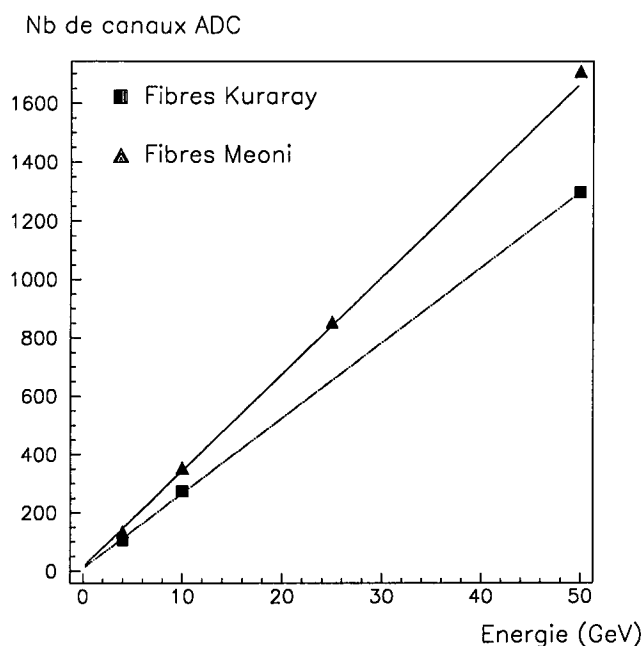


Figure V.24: Linéarité du calorimètre SPACAL pour deux types de fibres scintillantes.

3. Evolution de la résolution avec l'énergie

Connaissant la correspondance entre le nombre de canaux ADC et l'énergie, on peut déterminer l'évolution de la résolution du détecteur en fonction de l'énergie. Nous avons mesuré la résolution du détecteur pour des énergies allant de 4 à 50 GeV, le signal étant toujours concentré sur une seule phototriode. La figure V.25 montre l'évolution de cette résolution en fonction de l'énergie pour les deux types de fibres et montre que les fibres kuraray sont plus performantes sur toute la gamme d'énergie.

Qualité de veto obtenue

La seconde partie du faisceau test consistait à étudier la qualité de veto du détecteur, c'est-à-dire la capacité du détecteur à signer le passage d'un électron ou d'un photon. Le signal n'est alors plus concentré sur une seule phototriode.

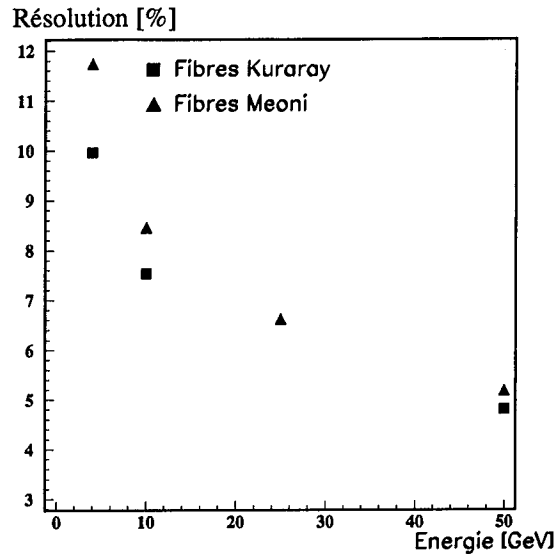


Figure V.25: Evolution de la résolution de SPACAL en fonction de l'énergie selon le type de fibres.

1. Intercalibration

Dès lors que le signal n'est plus concentré sur une seule phototriode, il est indispensable de disposer d'une intercalibration car les quatre phototriodes n'ont pas toutes le même gain. Pour déterminer les rapports entre les gains nous avons fixé l'énergie du faisceau à 10 GeV puis nous l'avons centré successivement sur les quatre phototriodes. Le tableau V.1 montre le signal obtenu sur chaque phototriode rapporté au signal de la phototriode la plus efficace. On dispose ainsi d'une correspondance entre les signaux obtenus sur les quatre phototriodes et l'énergie totale déposée dans les modules.

Phototriode	1	2	3	4
Facteur d'intercalibration	0.67	0.85	1.	0.5

Tableau V.1: Facteurs d'intercalibration : la phototriode ayant le meilleur rendement quantique se voit assignée un facteur 1, les autres ont un facteur égal à la fraction que leur signal constitue par rapport à celui de la phototriode la plus efficace.

2. Energie mesurée en fonction de la position horizontale du faisceau

L'énergie du faisceau étant fixée à 10 GeV, nous l'avons déplacé horizontalement tout en nous assurant que la gerbe électromagnétique était entièrement contenue verticalement dans les modules (figure V.26). On remarque qu'en plus de la zone inter-modules (où les électrons ne déposent que 25% de leur énergie) il y a une zone de faible efficacité (50% de l'énergie attendue) qui correspond au passage entre les guides de lumière (figure V.27). Nous reviendrons sur ce dernier point lors de la simulation du faisceau test.

3. Efficacité de veto

Il s'agit de la fraction d'électrons qui ont déposé une énergie supérieure à un seuil qui

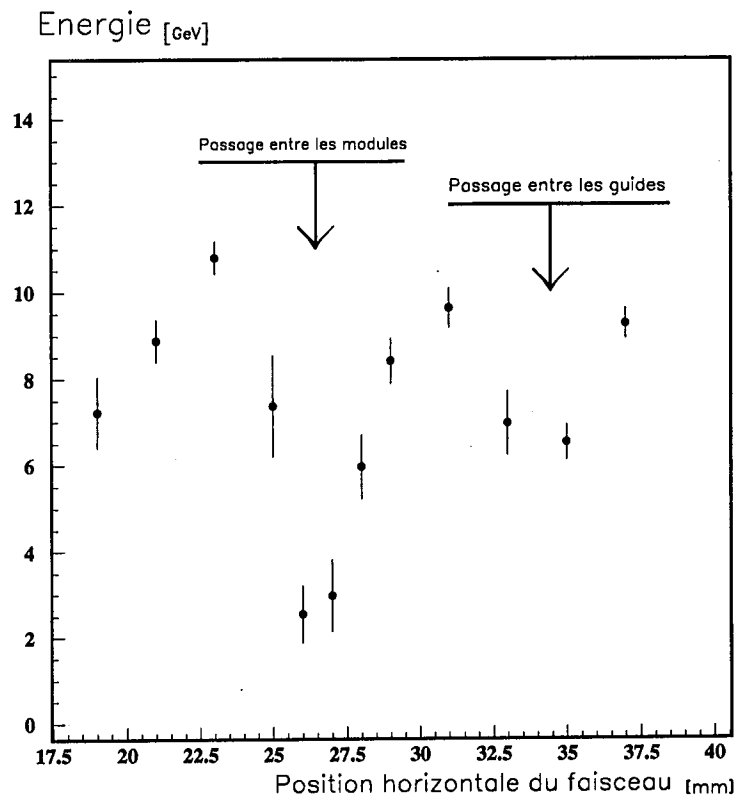


Figure V.26: Résultats du 1^{er} faisceau test : énergie moyenne mesurée en fonction de la position horizontale du faisceau par rapport aux modules de SPACAL. Les particules sont des électrons de 10 GeV et le faisceau est centré verticalement à mi-hauteur des modules.

constitue la coupure en énergie et qui est fixé par le niveau de bruit dans le calorimètre. La figure V.28 donne l'efficacité de veto en fonction de la coupure en énergie pour des électrons de 10 GeV. Cette efficacité est supérieure à 95% pour une coupure à 1 GeV qui est très supérieure au niveau de bruit déterminé précédemment (≈ 50 à 100 MeV).

Conclusion

Ce premier faisceau test (a permis de mettre en évidence le rôle de la qualité des fibres dans la résolution en énergie obtenue avec SPACAL. Il a confirmé une chute de la quantité d'énergie déposée au passage entre les modules avec cependant une efficacité de veto correcte. De plus, il a révélé une efficacité affaiblie au passage entre les guides de lumière qui sera traitée dans le prochain paragraphe. Les résultats qui ont été décrits dans cette section sont rapportés dans les références [5].

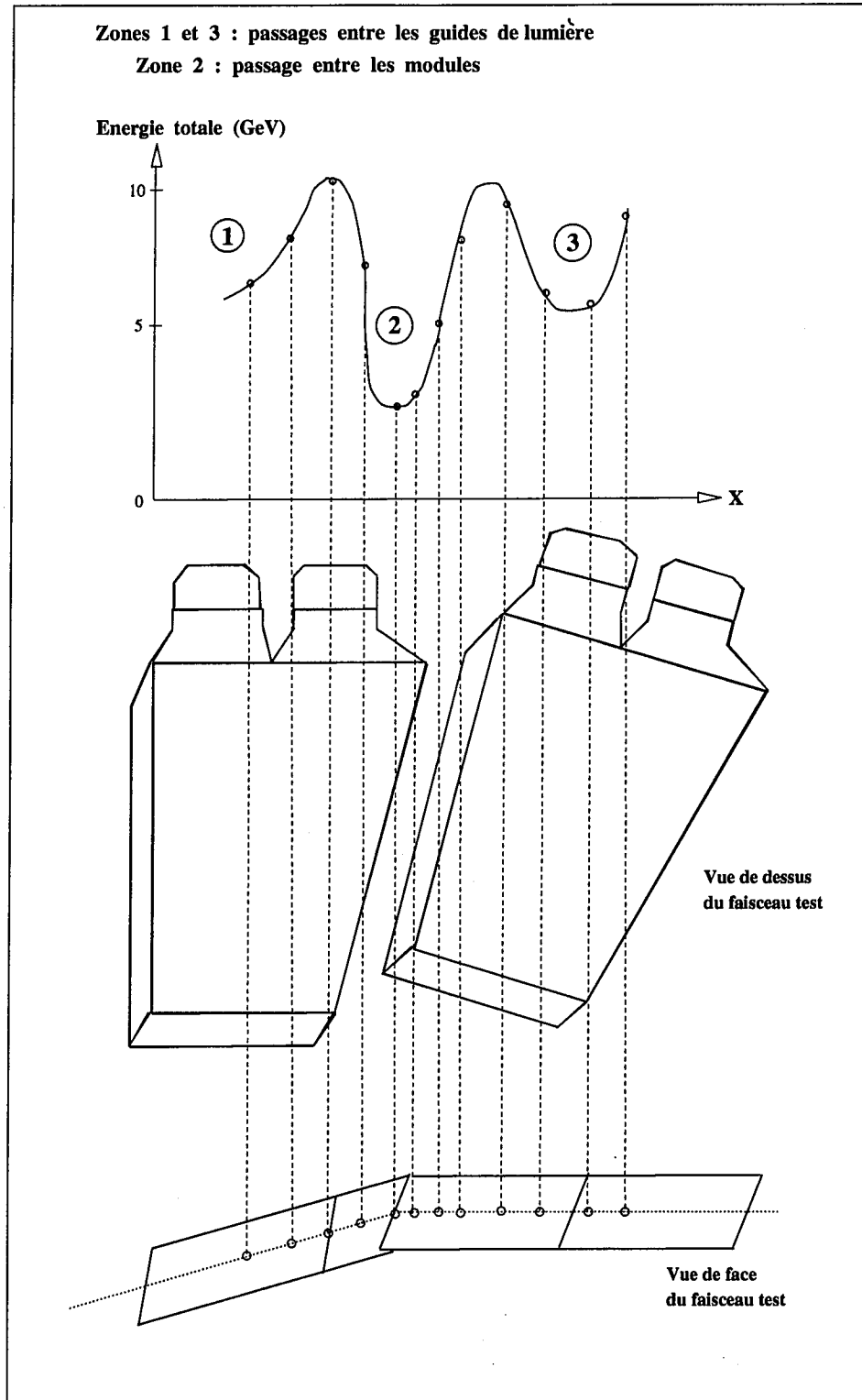


Figure V.27: Illustration des résultats du 1^{er} faisceau test.

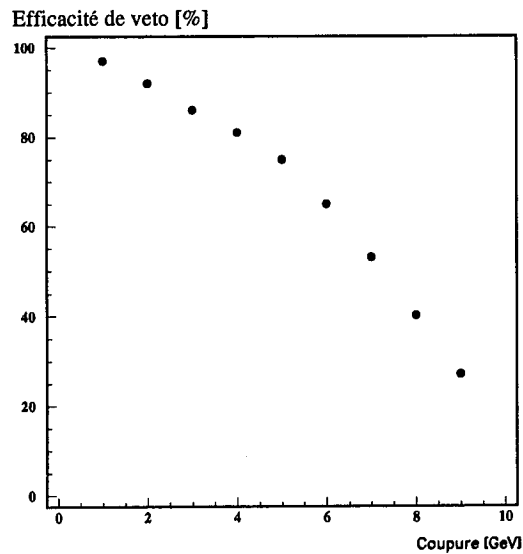


Figure V.28: Efficacité de veto sur des électrons de 10 GeV en fonction de la coupure en énergie d'après les résultats du faisceau test (les incertitudes sont toutes inférieures à 1%). L'efficacité de veto correspond à la fraction d'électrons ayant déposé une énergie supérieure à la coupure.

V.3.3 Comparaison des résultats du faisceau test avec une simulation

Pour pouvoir comparer les résultats du faisceau test à une simulation, il était d'abord indispensable de connaître l'efficacité de collection de la lumière obtenue avec le guide à air utilisé. Cette étude fut menée par l'INFN de Rome en parcourant le module *mm* par *mm* avec une fibre au bout de laquelle une diode lumineuse produisait une impulsion lumineuse. La figure V.29 montre que l'efficacité de collection de la lumière chute rapidement dès que l'on s'éloigne du centre du guide. Une simulation reproduisant ces résultats indique que la réflectivité de la surface du guide est de l'ordre de 65%.

Partant de ces mesures, nous avons fait une simulation complète du faisceau test à l'aide de GEANT. Dans la simulation sont positionnés deux modules en accord avec la position du faisceau test (figure V.22). La simulation du détecteur faite dans le cadre de L3 dans laquelle le module était décrit comme un mélange homogène de plastique et de plomb n'est pas suffisante pour reproduire les résultats du faisceau test. Il faut en effet simuler chaque fibre plongée dans le plomb afin de tenir compte des efficacités de collection du guide de lumière. Ainsi, l'énergie mesurée est la somme des énergies déposées dans chaque fibre pondérées des efficacités de collection. La figure V.30 montre les résultats obtenus à l'aide de cette simulation ainsi que leur comparaison avec les résultats du faisceau test. On constate ainsi que les inefficacités sont effectivement dues aux réflexions multiples sur le guide de lumière : plus le point d'impact d'un électron est proche du bord d'un module plus la fraction des photons de scintillation subissant des réflexions multiples est importante. Une amélioration de l'efficacité de veto passe donc par une amélioration de la collection de lumière à la sortie des fibres.

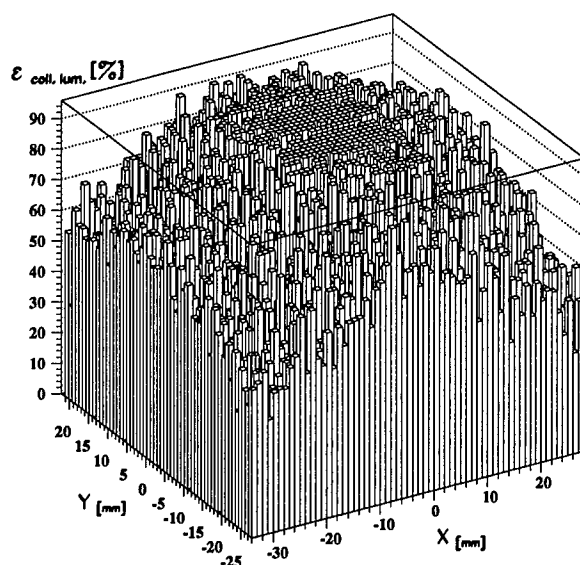


Figure V.29: Efficacité de collection de la lumière selon la position de la fibre en (X, Y) pour le guide à air utilisé lors du test des prototypes. L'origine correspond au centre du guide de lumière.

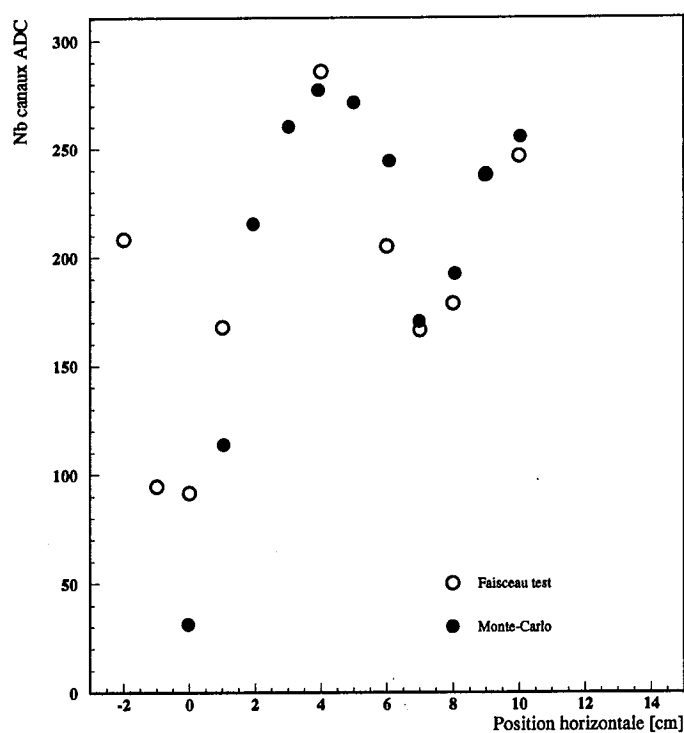


Figure V.30: Comparaison Données/Monte-Carlo pour le faisceau test.

V.4 Le calorimètre SPACAL final et son implantation dans le détecteur L3

Je décrirai dans cette section la version finale du calorimètre SPACAL [8] dont l'installation dans l'expérience L3 a eu lieu durant l'arrêt 95-96 du LEP en précisant les modifications apportées au détecteur final par rapport à la version prototype.

V.4.1 Le module final de SPACAL

Les guides de lumière

Comme l'a montré la section précédente, le guide de lumière joue un rôle primordial dans notre détecteur. En effet, lorsqu'un photon développe une gerbe entre deux modules, la lumière de scintillation subit de multiples réflexions. L'efficacité au passage entre les modules étant déjà réduite car seule une partie de la gerbe est mesurée, il est indispensable de réduire au maximum les pertes dues aux réflexions sur le guide. Cette partie a donc fait l'objet d'un développement spécial de la part de l'INFN de Rome qui a étudié différents types de guides :

- Guide en mylar aluminisé : le guide utilisé lors du premier faisceau test était un guide de plastique aluminisé. Le mylar présente l'avantage d'avoir une surface plus régulière assurant ainsi à la fois une meilleure réflectivité (qui ne dépasse cependant pas 75% pour l'aluminium) et une meilleure uniformité.
- Utilisation d'un diffuseur : placé devant le guide de mylar aluminisé il diffuse la lumière immédiatement à la sortie des fibres et augmente l'uniformité.
- Utilisation d'une lentille de Fresnel : elle fait converger les rayons lumineux vers le centre de la phototriode évitant ainsi les réflexions multiples.
- Guide en Plexiglas : il s'agit d'un guide plein qui utilise la réflexion totale. Au passage entre un matériau d'indice n_1 et un matériau d'indice n_2 , il existe un angle limite donné par $\sin\alpha = n_2/n_1$ au-delà duquel la lumière est intégralement réfléchie (pour le Plexiglas d'indice 1.4 et l'air d'indice 1 cet angle est de 45°).

Le choix s'est finalement porté sur le guide de Plexiglas car celui-ci présente à la fois la meilleure uniformité et la meilleure réflectivité. De plus, ce guide étant en partie transparent pour de la lumière incidente avec un angle inférieur à l'angle de réflexion totale, il est possible de contrôler *in situ* les phototriodes en collant sur les guides une diode lumineuse émettant dans le vert qui correspond à la longueur d'onde de la lumière de scintillation des fibres. Ainsi, il n'est pas nécessaire de réserver de la place à l'avant du module pour placer la diode lumineuse et les fibres peuvent être aluminisées à l'avant permettant une meilleure collection de lumière. Les guides Plexiglas ont une forme trapézoïdale du côté qui est collé aux fibres et hexagonale du côté collé aux phototriodes.

Les modules plomb/fibres scintillantes

Les modules sont constitués d'une superposition de plaques de plomb extrudées et de fibres Kuraray SFCS/81 placées en un réseau hexagonal comme c'était le cas pour les prototypes

(~ 1700 fibres par module). Les fibres sont collées sur les feuilles de plomb et l'ensemble du module est hermétiquement clos dans une enceinte en aluminium. Les fibres dépassent de 5 mm à l'arrière du module et sont ainsi fixées par une résine sur laquelle sont collées les phototriodes Hamamatsu R2184 qui font 51 mm de diamètre. Les biseaux sur les faces avant et arrière ne sont pas révélés suffisamment importants et ont été abandonnés simplifiant ainsi la forme des modules. La figure V.31 montre la forme finale d'un module de SPACAL.

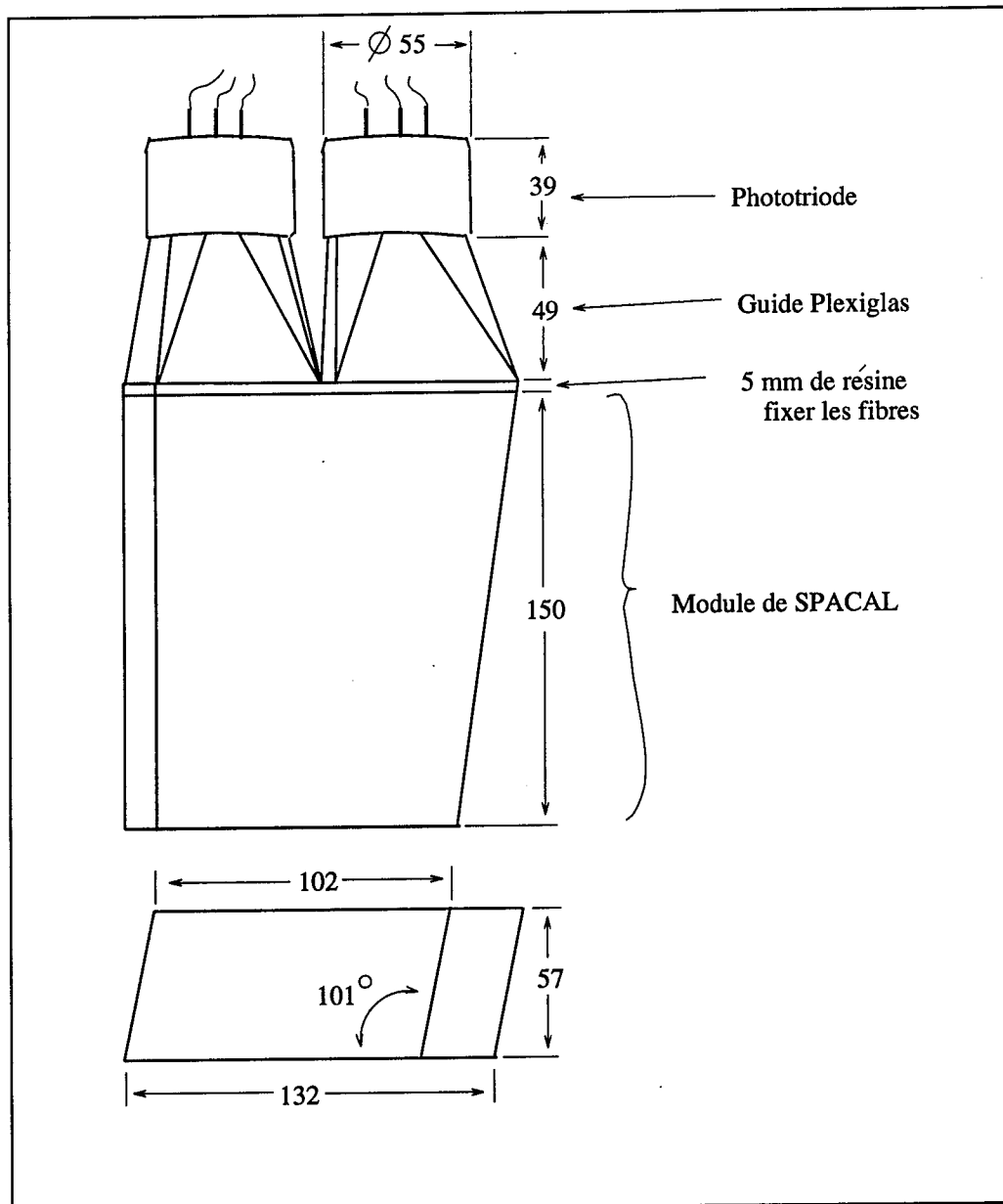


Figure V.31: Version finale d'un module SPACAL.

V.4.2 Test en faisceau du détecteur final (avril-mai 95)

Contexte expérimental

Trois modules correspondant à la version finale du détecteur ont été réalisés ainsi qu'une maquette de la structure porteuse. Cette maquette a permis de reproduire en faisceau test les positions relatives des modules qui seront celles du détecteur implanté dans l'expérience L3. De plus, il était possible de faire pivoter cette maquette de la structure afin de prendre en compte les directions dans lesquelles les particules arrivent sur le détecteur.

Niveau de bruit

La figure V.32 donne un exemple de piédestal mesuré lors de ce faisceau test. Le bruit correspondant (c'est-à-dire l'écart quadratique moyen de la distribution) est de 90 MeV. Le niveau de bruit est une caractéristique importante du calorimètre SPACAL car c'est lui qui fixe la valeur de l'énergie à partir de laquelle nous sommes autorisés à faire un veto sur un événement.

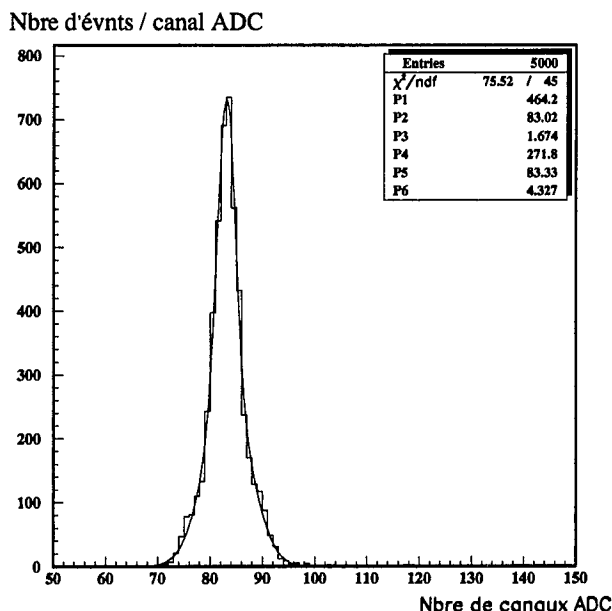


Figure V.32: Piédestal mesuré sur un module final de SPACAL.

Résolution en énergie

Cet ensemble a été testé sur la zone T7 du PS au CERN qui mettait à notre disposition des faisceaux contenant une fraction d'électrons et dont les énergies allaient de 0.5 à 10 GeV. La figure V.33 montre la résolution obtenue pour des énergies de 1 à 7.5 GeV et le tableau suivant donne les valeurs correspondantes :

Energie [GeV]	1.	2.	3.	4.	5.	7.5
Résolution [%]	20.5	14.4	9.7	8.5	7.68	6.99

Tableau V.2: Mesures de $\frac{\sigma_E}{E}$ en fonction de l'énergie obtenues lors du faisceau test final.

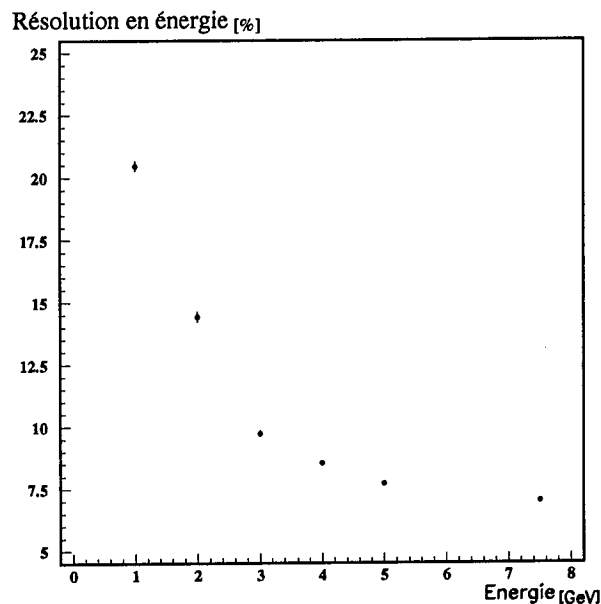


Figure V.33: Evolution de $\frac{\sigma E}{E}$ avec l'énergie pour des électrons dont la gerbe est entièrement mesurée sur une seule phototriode.

Amélioration des mesures d'énergie dans les zones critiques

1. Au passage entre deux guides de lumière

La figure V.34 montre l'énergie mesurée pour des électrons de 2 GeV en fonction de la position du faisceau par rapport à un module. Au passage entre deux guides de lumière, le signal chute seulement de 12.5% (pour des électrons de 2 GeV on mesure 1.75 GeV). Ce résultat est à comparer à la chute de 35% observée lors du test précédent comme l'a montré la figure V.26 (pour des électrons de 10 GeV nous mesurons alors 6.5 GeV). La meilleure qualité de la collection de lumière a donc fortement amélioré la mesure de l'énergie pour des électrons pointant au milieu d'un module.

2. Au passage entre deux modules SPACAL

La figure V.35 montre qu'au passage entre deux modules nous ne mesurons que 50% de l'énergie des électrons incidents (2.5 GeV mesurés pour des électrons de 5 GeV). A nouveau, l'amélioration de la collection de lumière a considérablement amélioré la mesure de l'énergie pour les électrons incidents entre deux modules (avec les guides en aluminium, pour des électrons de 10 GeV l'énergie mesurée chutait jusqu'à 2.5 GeV).

Pour ces mêmes électrons de 5 GeV, la figure V.36 montre que plus de 99% d'entre eux déposent plus de 500 MeV. Faire un veto sur les électrons ayant déposé plus de 500 MeV est raisonnable compte tenu du niveau de bruit (≈ 100 MeV) déterminé précédemment. Le tableau V.3 donne les valeurs exactes de ces efficacités de veto pour différentes valeurs de la coupure en énergie. Ces efficacités de veto sont systématiquement supérieures à celles données dans la figure V.28 correspondant au faisceau test précédent. Or, les efficacités de veto données pour ce second test correspondent uniquement aux électrons pointant

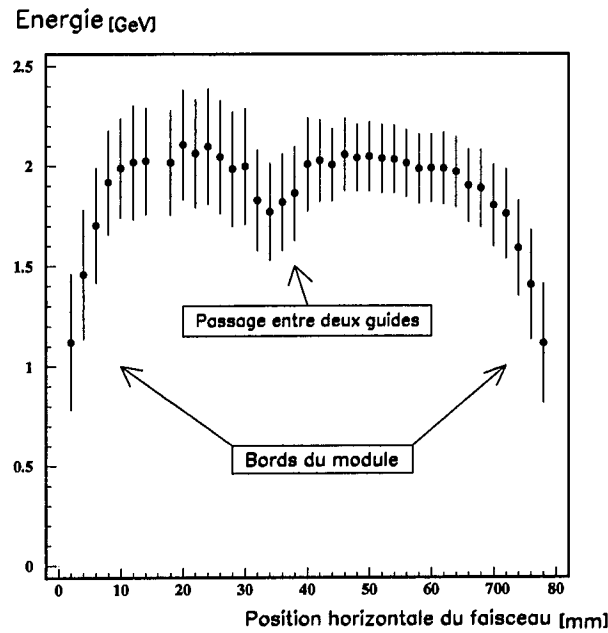


Figure V.34: *Energie mesurée en fonction de la position horizontale du faisceau (verticalement le faisceau est centré à mi-hauteur du module SPACAL) pour des électrons de 2 GeV.*

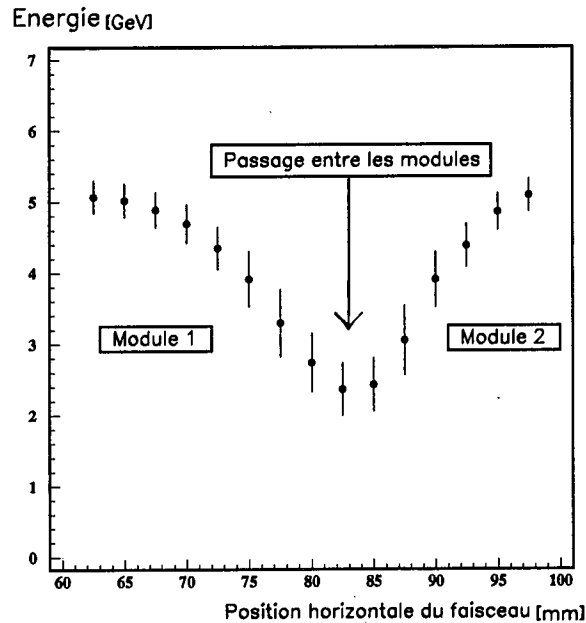


Figure V.35: *Energie mesurée dans les modules de SPACAL pour des électrons de 5 GeV incidents dans la zone de passage entre les modules.*

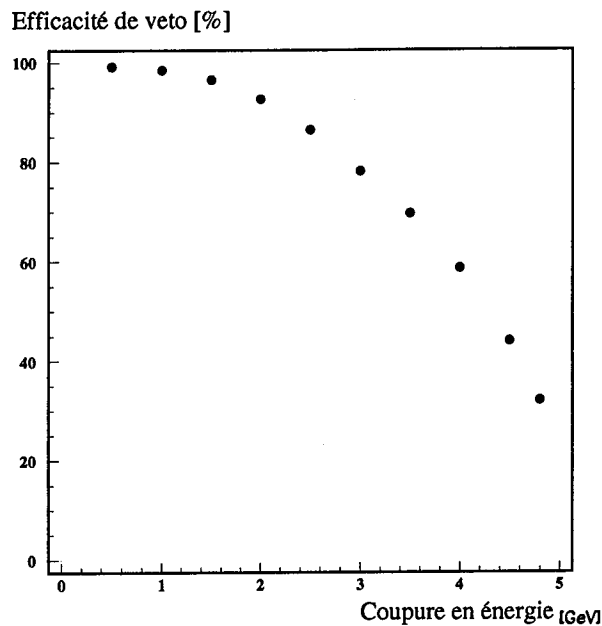


Figure V.36: Evolution de l'efficacité de veto avec la coupure en énergie pour des électrons de 5 GeV incidents dans la zone de passage entre deux modules de SPACAL.

dans la zone critique (entre les modules) alors que celles données pour le faisceau test précédent correspondent à l'ensemble des électrons mesurés. L'efficacité de veto a donc été fortement augmentée.

Coupure en énergie [GeV]	.5	1.	1.5	2.	2.5	3.	3.5	4.	4.5	4.8
Efficacité de veto [%]	99.2	98.5	96.5	92.6	86.4	78.1	69.6	58.6	44.0	32.0

Tableau V.3: Efficacités de veto sur des électrons de 5 GeV incidents dans la zone de passage entre deux modules de SPACAL pour différentes valeurs de la coupure en énergie (les incertitudes sur les efficacités sont toutes inférieures à 1%).

V.4.3 L'électronique de sortie

La partie arrière de chaque module est enfermée dans un boîtier en laiton qui contient les guides ainsi que les phototriodes. A l'intérieur du boîtier se trouve aussi une carte d'électronique (conçue et testée au LAPP) vissée sur la partie arrière du boîtier. Celle-ci assure en plus de la préamplification du signal, la distribution de la haute-tension (750 V) aux phototriodes. Il y a une carte par module et sur chaque carte deux préamplificateurs qui sont ceux utilisés pour le calorimètre électromagnétique de L3 [6] (seul le gain est modifié afin de compenser le rapport entre le signal qui sort de SPACAL et celui qui sort des cristaux de BGO à énergie donnée). Sur chaque carte arrivent donc deux câbles de haute-tension ainsi que deux câbles assurant la distribution de la basse tension, le retour de signal et la possibilité d'envoyer un signal test directement à l'entrée des préamplificateurs afin de pouvoir les contrôler de façon indépendante.

De plus, pour chaque module il y a deux diodes électroluminescentes collées sur les guides Plexi-glas, émettant dans le vert (qui correspond à la lumière de scintillation des fibres) et permettant le contrôle du fonctionnement des phototriodes. La calibration absolue (correspondance entre l'énergie déposée dans les modules de SPACAL et la valeur du signal en nombre de canaux ADC) sera quand à elle effectuée *in situ* à l'aide des événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$.

V.4.4 La structure porteuse

La partie principale de la structure porteuse est une bande en aluminium d'un cône de 42.3° de demi-ouverture (la figure V.37 montre une des deux structures avec les modules de SPACAL). Cette partie de la structure est jointive avec le tonneau du calorimètre électromagnétique. Sur la partie interne sont fixés 24 goussets en aluminium. Les modules sont vissés sur ces goussets ainsi que sur la structure elle-même. La partie externe de la structure, qui est en contact avec la structure porteuse du tonneau, est isolée électriquement par du kapton. Chaque structure pèse 35 kg et supporte le poids de 24 modules soit près de 240 kg. A $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 180^\circ$ deux échancrures permettent à la structure de reposer sur deux rails. L'espace disponible à cet endroit étant réduit, pour les huit modules concernés les cartes contenant les préamplificateurs ainsi que la distribution de la haute-tension ont été placées entre les modules, les diodes lumineuses étant alors fixées sur les côtés extérieurs des guides de lumière, ce qui permet de réduire l'encombrement à l'arrière des modules. La structure a été conçue au LAPP et construite à Aachen.

V.4.5 Conclusion

Le calorimètre SPACAL a été installé dans l'expérience L3 au cours de l'arrêt hivernal 95-96 du LEP. La géométrie déterminée satisfait à la fois aux contraintes d'encombrement et à une bonne qualité de veto. Ceci permettra à l'expérience L3 d'être plus sensible aux événements avec de l'énergie manquante et donc à une éventuelle manifestation de la supersymétrie lors du fonctionnement du LEP dans sa seconde phase qui débutera en 1996.

En effet, alors qu'à LEP 1 les événements dont l'impulsion manquante pointe entre le tonneau et les bouchons électromagnétiques étaient traditionnellement rejetés, à LEP 2, la qualité de veto obtenue avec SPACAL rend cette coupure inutile. Ceci augmentera sensiblement l'acceptance du détecteur aux événements avec de l'énergie manquante.

Ainsi, on peut considérer la processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R \tilde{e}_R \rightarrow e^+e^- \chi_1^0 \chi_1^0$ à $\sqrt{s} = 175$ GeV avec $m_{\tilde{e}_R} = 50$ GeV. En appliquant la sélection qui a été décrite dans le chapitre III avec une coupure sur $\theta(\vec{p}) \in [35^\circ; 45^\circ]$ et $\theta(\vec{p}) \in [135^\circ; 145^\circ]$, ce qui est légèrement plus que l'espace entre les tonneaux et les bouchons afin de prendre en compte la résolution sur $\theta(\vec{p})$ l'efficacité de sélection est 43% (déterminée avec SUSYGEN). Si l'on utilise le SPACAL, la coupure sur $\theta(\vec{p})$ devient inutile et l'acceptance devient 53% soit près de 25% d'événements observés en plus. Ceci donne une estimation de l'apport du calorimètre SPACAL dans la recherche de particules supersymétriques.

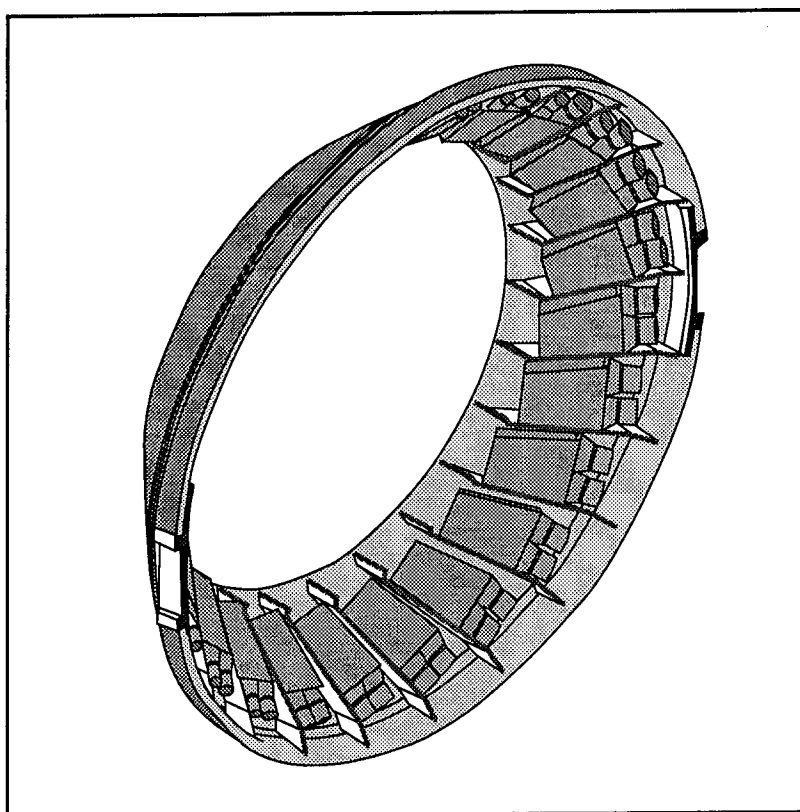


Figure V.37: *Une des deux structures porteuses avec les modules de SPACAL. Les guides de lumière ainsi que les phototriodes sont enfermés dans un boîtier en laiton.*

Bibliographie

- [1] J. Wenninger, Thèse de l'université de Genève, n° 2544
- [2] R. Brun et al., GEANT 3.15, CERN-DD/78-2
- [3] M. Campanelli, Thèse soutenue à l'université de Rome *La Sapienza*
- [4] M. Livan et al., CERN 95-02, *Scintillating-fiber calorimetry*
- [5] G. Basti et al., *Completion of L3 electromagnetic calorimeter with a lead / scintillating fibers spaghetti calorimeter*, Nucl. Phys. **B44** (1995) 132
L3 note 1776 (1995), *Results from the 1995 testbeam for the SPACAL*
- [6] M. Goyot et al., Nucl. Instr. and Meth. **A263** (1988) 180
- [7] R. Wigmans, Nucl. Instr. and Meth. **A389** (1987) 389
- [8] G. Basti et al., *The L3 lead-scintillating fiber calorimeter*
CERN-PPE/96-07 (soumis pour être publié dans NIM)

Conclusions et perspectives

Nous avons présenté dans cette thèse l'analyse permettant la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\chi_1^0\chi_1^0$. Les acceptances obtenues atteignent des valeurs de l'ordre de 50% sur une grande partie du plan $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$. Dans ce canal, tout comme dans les canaux $q\bar{q}$, $\mu^+\mu^-$ et γ , les résultats obtenus avec les données de LEP 1 sont compatibles avec la contribution estimée du fond.

Nous avons donc interprété la combinaison de ces résultats afin d'obtenir, dans un cadre général, des limites supérieures sur les rapports de branchement du Z en $\chi_1^0\chi_2^0$ et $\chi_2^0\chi_2^0$ en faisant l'hypothèse que $Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^*) + Br(\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma) = 1$. Les limites supérieures sur $Br(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0)$ atteignent 2×10^{-5} dès que $\Delta M_\chi = M_{\chi_2^0} - M_{\chi_1^0}$ dépasse $0.3 \times M_{\chi_2^0}$. Quant à $Br(Z \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0)$, il est limité à 10^{-4} pour $\Delta M_\chi > 5$ GeV et $M_{\chi_1^0} < 38$ GeV.

Interprétées dans le cadre du MSSM, ces limites sur les rapports de branchement permettent d'exclure certaines zones de l'espace des paramètres $(M, \mu, \tan\beta)$. En combinant celles-ci avec les domaines exclus par une contribution trop importante à Γ_Z^{inv} ou Γ_Z^{tot} , on obtient une limite supérieure de 20 GeV sur $M_{\chi_1^0}$ pour $\tan\beta > 2$. Si l'on prend en compte la limite inférieure de 172 GeV sur la masse du gluino $m_{\tilde{g}}$ obtenue par l'expérience D0 en plus des domaines exclus par la recherche directe et par les largeurs du Z , on obtient une limite inférieure de 20 GeV sur $M_{\chi_1^0}$ et 30 GeV sur $M_{\chi_2^0}$ quelque soit $\tan\beta$. Si l'on ne prend en compte que les domaines exclus par les mesures de Γ_Z^{inv} et Γ_Z^{tot} et la limite sur $m_{\tilde{g}}$, on a $M_{\chi_1^0} > 10$ GeV et $M_{\chi_2^0} > 30$ GeV quelque soit $\tan\beta$.

La statistique importante qui a été utilisée, la précision sur les mesures de Γ_Z^{tot} et Γ_Z^{inv} à LEP ainsi que la limite inférieure sur $m_{\tilde{g}}$ ont donc permis de sensiblement améliorer les résultats précédents qui datent tous des débuts du LEP [1].

Les événements à énergie manquante sont au centre de la recherche de particules supersymétriques dans un cadre de conservation de la R-parité. Afin d'être mieux armée pour cette recherche lors de la seconde phase de fonctionnement du LEP, la collaboration L3 a décidé l'installation d'un détecteur complémentaire entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique. Nous avons décrit la réalisation de ce calorimètre qui a été installé lors de l'arrêt 95-96 du LEP. Celui-ci est constitué de 24 modules de SPACAL entre le tonneau et chaque bouchon du calorimètre électromagnétique. L'efficacité de veto obtenue est supérieure à 99% sur des électrons et photons de plus de 5 GeV avec une coupure à 500 MeV et ce malgré les importantes contraintes d'encombrement liées au passage des câbles du détecteur de traces entre les modules. Cette herméticité sera suffisante pour ne plus appliquer une coupure traditionnellement utilisée à LEP 1 consistant à rejeter les événements avec une impulsion manquante pointant dans cette région ce qui correspond à un gain en acceptance d'environ 10%, la valeur exacte de l'amélioration dépendant de la distribution de $\theta(\vec{p})$ pour le processus considéré.

Après une courte période de prises de données à $\sqrt{s} = 130 - 140$ GeV à la fin de 1995, LEP fonctionnera dès 1996 à des énergies proches de 161 GeV, au seuil de production W^+W^- et augmentera l'énergie dans le centre de masse jusqu'à 175 GeV pour atteindre 185 GeV en 1997 et 192-195 GeV à partir de 1998. La recherche de particules supersymétriques se concentrera alors, dans un premier temps, sur la particule supersymétrique visible la plus légère (LVSP)

qui se trouve probablement parmi : $\tilde{e}_R, \tilde{\tau}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{t}_1$. Pour ces particules, le couplage est en effet fixé par la charge et des limites proches de la limite cinématique devraient pouvoir être atteintes. Si la LVSP est un slepton, le processus recherché est $e^+e^- \rightarrow \tilde{l}^+\tilde{l}^- \rightarrow \chi_1^0 l^+ \chi_1^0 l^-$ et avec $\sqrt{s} = 190$ GeV, une luminosité intégrée de 500 pb^{-1} , les limites devraient atteindre 90 GeV pour $\tilde{e}_R$, 80 GeV pour $\tilde{\mu}_R$ et 75 GeV pour $\tilde{\tau}$ [2]. Si le chargino le plus léger est la LVSP, celui-ci se désintègre essentiellement dans la voie $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \chi_1^0$ mais la voie t avec un $\tilde{\nu}_e$ peut avoir une interférence fortement destructive, en particulier si $m_{\tilde{\nu}_e} \approx \sqrt{s}/2$. Cependant, les charginos devraient pouvoir être recherchés jusqu'à des masses proches de $\sqrt{s}/2$ avec éventuellement une mesure de leur masse ainsi que celle du χ_1^0 [3]. Le $\tilde{t}_1$, qui est le *stop* le plus léger, peut se désintégrer en $b\chi_1^\pm$ mais s'il s'agit de la LVSP il se désintègre essentiellement en $c\chi_1^0$ et le *stop* peut alors être recherché jusqu'à des masses de 76 à 83 GeV [4].

Si la LVSP n'est pas découverte, la recherche de neutralinos permettra d'explorer des régions de l'espace des paramètres qui ne sont pas accessibles par la recherche de charginos comme l'indique la figure V.38.

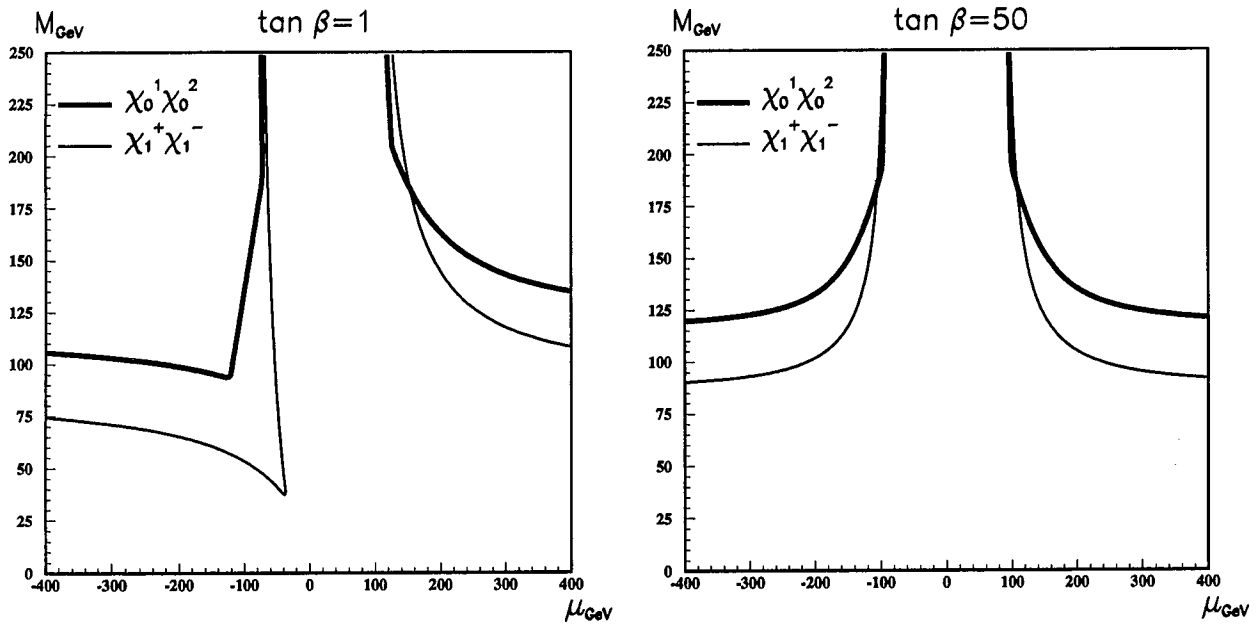


Figure V.38: Limites cinématiques pour la production de $\chi_1^+\chi_1^-$ et $\chi_1^0\chi_2^0$.

Parallèlement à LEP 2, les expériences CDF et D0 vont accumuler une statistique de collisions $p\bar{p}$ à une énergie de 2 TeV qui devrait atteindre une luminosité intégrée de l'ordre de 1 fb^{-1} . Ceci permettra la recherche de gluinos jusqu'à des masses de l'ordre de 200 GeV dans divers canaux avec de l'énergie manquante ainsi que la recherche de la production *associée* $\chi_1^\pm \chi_2^0$ dans la voie trilepton. Le *stop* devrait pouvoir être recherché jusqu'à des masses de l'ordre de 100 GeV lorsque la statistique aura été intégralement accumulée. Cependant, contrairement au LEP, il n'y a pas de production $\chi_1^+\chi_1^-$ qui mènerait à une limite non ambiguë sur la masse du chargino et la recherche de *sleptons* est quant à elle noyée sous le fond W^+W^- [5].

Pour pouvoir infirmer ou confirmer la supersymétrie, il faut rechercher les particules super-

symétriques *jusqu'à* des masses de l'ordre de 1 TeV. Si aucune particule supersymétrique n'est découverte à LEP 2 ou au TEVATRON, il est possible qu'il faille attendre le fonctionnement des expériences LHC au CERN pour savoir si la nouvelle physique qui doit se faire jour en dessous du TeV est décrite ou non par la supersymétrie. En effet, les expériences ATLAS et CMS analyseront des collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV et devraient pouvoir rechercher les gluinos de 300 GeV jusqu'à 1.3 ou 2 TeV selon que $m_{\tilde{g}}$ est grand ou de l'ordre de $m_{\tilde{g}}$ [6]. La production associée $\chi_1^\pm \chi_2^0$ sera observable sur une grande partie, mais pas l'intégralité, de l'espace des paramètres [4] et les sleptons pourront être recherchés jusqu'à des masses de l'ordre de 250 GeV [7].

Si les expériences LHC diront définitivement si c'est bien la supersymétrie qui résout le problème de la hiérarchie, elles auront cependant beaucoup de mal à déterminer le spectre des particules supersymétriques et les paramètres du modèle qui est effectivement réalisé. En effet, les états finals qui seront observés correspondront à des désintégrations en cascades de particules SUSY ce qui rend la classification des événements inextricable. Les expériences LHC sont, de ce point de vue, complémentaires des expériences qui se dérouleraient auprès de collisionneurs linéaires e^+e^- [4]. Ceux-ci fonctionneraient à une énergie dans le centre de masse *flexible* autour de 400 GeV puis 1 TeV et avec une polarisation des faisceaux qui pourrait atteindre 90%. La flexibilité permet d'explorer progressivement l'espace des paramètres afin de s'affranchir de la production simultanée de plusieurs particules supersymétriques et la polarisation des faisceaux, tout en diminuant les événements de fonds, augmente le nombre d'observables comme par exemple les asymétries gauche/droite. Les collisionneurs linéaires permettraient donc de déterminer précisément une partie du spectre supersymétrique ce qui simplifierait la compréhension des données enregistrées au LHC. Les données du LHC, réanalysées à la lumière des résultats obtenus par les collisionneurs linéaires, devraient compléter la détermination des paramètres de l'extension supersymétrique du modèle standard, ouvrant ainsi une fenêtre sur le monde à l'échelle de Planck.

Bibliographie

- [1] ALEPH Collab., D. Decamp et al., Phys. Lett. B244 (1990) 541
DELPHI Collab., P. Abreu et al., Phys. Lett. B247 (1990) 157
OPAL Collab., M.Z. Akrawy et al., Phys. Lett. B248 (199) 211
- [2] C. Dionisi et al., ECFA workshop on LEP 200 (Aachen, 1987)
CERN 87-08 Vol II
M. Chen et al., Phys. Rep. **159** (1988) 201
- [3] J.-F. Grivaz, Proceedings of the 23rd workshop of the INFN ELOISATRON Project, eds. L. Cifarelli and V.A. Khoze, World Scientific, 1993
- [4] H. Baer et al., HEP-PH-9503479, UH-511-822-95
Low energy supersymmetry phenomenology
- [5] X. Tata, HEP-PH-9503302, UH-511-820-95, *Recent developments in supersymmetry search strategies*
- [6] ATLAS collaboration, Letter of intent, CERN/LHCC/92-4 (1992)
ATLAS technical proposal, CERN/LHCC 94-3
H. Baer et al., Hawai preprint, UH-511-817-95
- [7] H. Baer et al., Phys. Rev. **D49** (1994) 3283