



HAL
open science

Recherche de supersymetrie dans les canaux avec un ou deux leptons avec le detecteur L3 a LEP

Arnaud Balandras

► **To cite this version:**

Arnaud Balandras. Recherche de supersymetrie dans les canaux avec un ou deux leptons avec le detecteur L3 a LEP. Physique des Hautes Energies - Experience [hep-ex]. Université de Savoie, 2000. Français. NNT: . tel-00001082

HAL Id: tel-00001082

<https://theses.hal.science/tel-00001082>

Submitted on 4 Feb 2002

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.

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CHAMBÉRY

Spécialité :

Physique des Hautes Énergies

présentée par

Arnaud BALANDRAS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ de CHAMBÉRY

Titre :

**Recherche de Supersymétrie
dans les canaux avec
un ou deux leptons
avec le détecteur L3 à LEP**

préparée au :

LABORATOIRE D'ANNECY-LE-VIEUX DE PHYSIQUE DES PARTICULES

Soutenue le:
le 13 novembre 2000

devant le jury composé de :

Mr Guy COIGNET (LAPP)	Directeur de thèse
Mr Daniel DÉCAMP (LAPP)	Président du jury
Mme Simonetta GENTILE (Rome)	Membre du jury
Mme Sylvie LEES-ROSIER (LAPP)	Membre du jury
Mr Jean-Paul MARTIN (IPNL)	Rapporteur
Mr Gérard SAJOT (ISNG)	Rapporteur

Table des matières

Introduction	7
I Une extension possible du Modèle Standard: la Supersymétrie	11
I.1 Le Modèle Standard Minimal	11
I.1.1 Introduction	11
I.1.2 Description du Modèle Standard	11
I.1.3 Formulation lagrangienne du Modèle Standard et masses des particules	13
I.1.4 Les faiblesses du Modèle Standard	15
I.2 Le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM)	17
I.2.1 Introduction	17
I.2.2 Contenu en champs du MSSM	17
I.2.3 Le Lagrangien supersymétrique	19
I.2.4 le superpotentiel W_{MSSM}	21
I.2.5 Conservation de la R-parité	21
I.2.6 La brisure de la Supersymétrie	22
I.2.7 Les modèles de Supergravité (m-SUGRA) et les théories d'unification	23
I.2.8 Les modèles de médiation de jauge (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking models)	24
I.3 Les leptons scalaires $\tilde{\ell}_R^\pm$	25
I.3.1 Production des leptons scalaires au LEP	25
I.3.2 Désintégration des leptons scalaires dans m-SUGRA	26
I.3.3 Désintégration des leptons scalaires dans GMSB	27
I.3.4 Différence de masse entre \tilde{e}_R et $\tilde{\chi}_1^0$	28

II L3, un détecteur du L.E.P.	29
II.1 Le L.E.P.	29
II.2 Caractéristiques générales du détecteur L3	30
II.3 Calorimétrie électromagnétique de L3	32
II.3.1 Le calorimètre BGO	34
II.3.2 Electronique de lecture	36
II.3.3 Régulation thermique	37
II.3.4 Réponse du BGO en fonction du temps et moniteur à lampes à Xenon	38
II.3.5 Mesure de particules électromagnétiques avec le BGO	42
II.3.6 Calibration du BGO	44
II.3.7 Canaux défectueux du BGO	52
II.3.8 Le calorimètre EGAP	56
II.3.9 Simulation du EGAP	58
II.3.10 Test en faisceau des briques du EGAP	61
II.3.11 Correction de l'énergie en fonction de la position du centre-de-gravité du dépôt dans le EGAP	62
II.3.12 Bruit électronique du EGAP	62
II.3.13 Contrôle du fonctionnement des voies du EGAP	64
II.3.14 Calibration et résolution en énergie du EGAP	64
II.3.15 Efficacité de véto du EGAP	73
II.4 Les autres sous-détecteurs de L3	77
II.4.1 La chambre à traces (TEC), le SMD et les chambres Z	77
II.4.2 Les luminomètres: mesure de luminosité	81
II.4.3 Les ALR	82
II.4.4 Les compteurs à scintillation	85
II.4.5 Le calorimètre hadronique HCAL	85
II.4.6 Le filtre à muons	87
II.4.7 Le spectromètre à muons	87
II.5 Le système de déclenchement de L3	90
II.5.1 Le 1 ^{er} niveau de déclenchement	90
II.5.2 Le 2 ^{ème} niveau de déclenchement	92
II.5.3 Le 3 ^{ème} niveau de déclenchement	93
II.6 Le système d'acquisition de L3	93
II.7 Conclusions	93

III	Description des outils d'analyse	95
III.1	Introduction	95
III.2	Topologies du signal dans le détecteur L3	95
III.2.1	Événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm)e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$	95
III.2.2	Événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma \gamma \tilde{G} \tilde{G}$	96
III.3	Les processus du Modèle Standard	98
III.3.1	Interactions photon-photon: $e^+e^- \rightarrow \gamma \gamma \rightarrow (e^+e^-) f \bar{f}$	98
III.3.2	Processus à 2 fermions dans l'état final: $e^+e^- \rightarrow f \bar{f}$	99
III.3.3	Processus à 4 fermions dans l'état final: $e^+e^- \rightarrow f \bar{f}' f'' \bar{f}'''$	99
III.3.4	Les processus avec des quarks	101
III.3.5	Diffusion Compton	101
III.3.6	Processus radiatifs	101
III.4	Simulation des événements de physique	103
III.4.1	Générateurs Monte-carlo des processus standards	104
III.4.2	Générateurs Monte-carlo du signal	105
III.4.3	Simulation du détecteur L3: SIL3	105
III.5	Reconstruction des événements de L3: REL3	107
III.5.1	Reconstruction des événements	107
III.5.2	Identification des électrons et des photons	108
III.5.3	Identification des muons	111
III.5.4	Identification des désintégrations hadroniques de τ	112
III.5.5	Visualisation des événements après reconstruction	115
III.5.6	Variables globales de l'analyse	115

IV Recherche de leptons scalaires avec le détecteur L3	119
IV.1 Introduction	119
IV.2 Données utilisées	119
IV.3 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$	120
IV.3.1 Signatures et procédure d'optimisation	120
IV.3.2 Sélection des événements	121
IV.3.3 Résultats de l'analyse et limites sur les masses des leptons scalaires dans le cadre du M.S.S.M.	121
IV.3.4 Problème de la région à petit ΔM	124
IV.3.5 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \gamma_{\text{I.S.R.}} \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma_{\text{I.S.R.}}$	124
IV.3.6 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$	125
IV.3.7 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma \gamma \tilde{G} \tilde{G}$	125
IV.4 Le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$	126
IV.4.1 Présélection des événements "Electron + X + \cancel{E} "	126
IV.4.2 Coupures sur la multiplicité	127
IV.4.3 Coupures sur les énergies des calorimètres	127
IV.4.4 Coupures sur les électrons	130
IV.4.5 Coupures sur les variables globales de l'événement	131
IV.4.6 Sélection finale des événements "Electron + X + \cancel{E} "	134
IV.4.7 Définition du "X"	134
IV.4.8 Coupures sur les variables globales	135
IV.4.9 Hermécticité de L3	137
IV.4.10 Hypothèse d'un processus à trois corps dans l'état final	137
IV.4.11 Traitement des mauvaises périodes de données	138
IV.4.12 Résultats de la sélection d'événements "Electron+X+ \cancel{E} "	139
IV.4.13 Résultats pour $\sqrt{s}=183$ à 208 GeV	140
IV.4.14 Vérification de la méthode d'analyse	142
IV.4.15 Recherche de muon unique	142
IV.4.16 Recherche de tau unique	146
IV.4.17 Recherche de photon unique	149
IV.5 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma \gamma \tilde{G} \tilde{G}$	150
IV.5.1 Présélection des événements "2 leptons + 2 photons + \cancel{E} "	151
IV.5.2 Coupures de présélection	151
IV.5.3 Isolement des leptons et photons	155
IV.5.4 Résultats de la présélection	155
IV.5.5 Procédure d'optimisation	158
IV.5.6 Sélection des événements $\tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma \gamma \tilde{G} \tilde{G}$ à $\sqrt{s}=189$ GeV	160
IV.5.7 Optimisation des sélections	162
IV.5.8 Efficacité du déclenchement	167
IV.5.9 Consistance des sélections optimisées	167
IV.5.10 Résultats	170

V	Interprétation des résultats	173
V.1	Détermination d'une limite sur un signal recherché	173
V.2	Interprétation des résultats dans le cadre du m-SUGRA	174
V.2.1	Les deux contributions à l'état final "électron + X + \mathbb{F} "	174
V.2.2	Intérêt de la réaction $e^+ e^- \rightarrow (e^\pm) \tilde{e}_R^\mp \tilde{\chi}_1^0$	175
V.2.3	Limite absolue sur la masse du \tilde{e}_R^\pm	176
V.2.4	Cas $\mu > 0$	176
V.2.5	Cas $\mu < 0$	177
V.2.6	Conclusions	180
V.3	Interprétation des résultats dans le cadre du GMSB	180
V.3.1	Limite sur la section efficace de production de la réaction $e^+ e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^\pm \tilde{\ell}_R^\mp$	180
V.3.2	Limites sur les masses des leptons scalaires	182
V.3.3	Conclusions	185
	Conclusions et perspectives	185

Introduction

Le présent mémoire présente d'une part la recherche dans l'expérience L3 au LEP de particules supersymétriques, les leptons scalaires $\tilde{\ell}_R^\pm$, dans deux topologies distinctes: "électron + X + \cancel{E} " et "2 leptons + 2 photons + \cancel{E} ", lesquelles correspondent à deux cadres théoriques supersymétriques qui sont respectivement m-SUGRA et GMSB. La Supersymétrie est une extension théorique du Modèle Standard qui prévoit l'existence de nouvelles particules qui n'ont pas encore été découvertes et dont les masses ne sont pas connues.

Ce travail de recherche a été complété par l'étude du calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO de L3, et la calibration du calorimètre électromagnétique EGAP. Le BGO est notamment essentiel par son rôle dans la mesure des particules électromagnétiques, électrons/positons ou photons.

Le premier chapitre est un bref résumé du Modèle Standard et d'une extension possible: la Supersymétrie. Après une revue des motivations essentielles pour la Supersymétrie je détaillerai les modes de production et de désintégration des leptons scalaires à LEP.

Le détecteur L3 sera présenté en détails dans le second chapitre, où je m'efforcerai de montrer les caractéristiques et les performances des différents sous-détecteurs, notamment les calorimètres électromagnétiques BGO et EGAP. La calibration précise de ces détecteurs étant essentielle pour les recherches que j'ai effectuées, une partie de ce chapitre y sera tout particulièrement consacrée.

Les troisième et quatrième chapitres du mémoire sont respectivement consacrés à la présentation des outils d'analyse que j'ai utilisés et les résultats obtenus à partir des données collectées par L3 à des énergies au centre-de-masse comprises entre $\sqrt{s}=183$ GeV et 202 GeV. Les critères de sélections permettant d'isoler les événements que l'on recherche, et les efficacités ainsi que les taux de bruit de fond en provenance du Modèle Standard auxquels on peut s'attendre sont présentés.

L'interprétation des résultats des recherches dans les deux cadres m-SUGRA et GMSB font l'objet d'un cinquième chapitre. On verra que l'on pourra en tirer des limites inférieures sur les masses des leptons scalaires qui ne dépendent pas des paramètres libres du modèle supersymétrique.

Chapitre I

Une extension possible du Modèle Standard : la Supersymétrie

Je me bornerai dans ce chapitre à présenter très succinctement le Modèle Standard et ses limites qui ont amené à envisager une extension : la Supersymétrie.

I.1 Le Modèle Standard Minimal

I.1.1 Introduction

Le Modèle Standard constitue le cadre théorique de la physique des hautes énergies. Il décrit les interactions électromagnétique et faible, qui ont été unifiées en une seule théorie [1], et qui concernent les fermions (leptons : électrons, muons, taus, ν_e , ν_μ , ν_τ et les antileptons, et quarks : u , d , s , c , b , t et les antiquarks) ainsi que l'interaction forte à laquelle ne sont sensibles que les quarks. Dans toute la suite tout ce qui sera énoncé sur les leptons et les quarks s'appliquera implicitement aux antileptons et aux antiquarks. Les interactions électromagnétique et faible sont mises en oeuvre dans les collisions e^+e^- du LEP. Une dernière interaction qui n'est pas mesurable au LEP et qui n'est pas décrite par le Modèle Standard est la gravitation. Les interactions sont véhiculées entre les fermions par des bosons de jauge, appelés aussi médiateurs. Pour décrire les masses de ces bosons, au moins un champ scalaire supplémentaire doit être introduit. On le désigne sous le nom de boson de Higgs [2]. Le Modèle Standard est dit "Minimal" car il introduit un nombre minimum de doublet de Higgs, à savoir un seul doublet. Le boson de Higgs est le seul champ du Modèle Standard qui n'a pas été découvert jusqu'à aujourd'hui.

I.1.2 Description du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie de jauge renormalisable qui repose sur le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Parmi les fermions représentant les particules de matière on distingue :

- les leptons qui sont regroupés en trois familles ou *générations*. La première famille contient l'électron et son neutrino associé $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$, la seconde contient le muon et son neutrino $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$ et la troisième le tau et son neutrino $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$,

- les quarks qui sont eux aussi regroupés en trois familles $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$. Les quarks sont les constituants de base de la matière hadronique, notamment les protons et les neutrons. Le plus lourd des quarks, le quark top t a été découvert en 1994 au Tévaton [3]. La mesure la plus récente de sa masse donne 174.3 ± 5.1 GeV [4].

Le Modèle Standard décrit les interactions électromagnétique, faible et forte entre ces particules. Les deux premières sont décrites de manière unifiée, c'est la Théorie Électrofaible de *Glashow-Salam-Weinberg* [1] qui repose sur le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce groupe est celui qui laisse invariant le Lagrangien des interactions faibles. Le groupe $SU(3)_C$ est le groupe de jauge de la théorie qui décrit les interactions fortes ou QCD (Quantum Chromo-Dynamics).

Les interactions entre particules de matière sont véhiculées par les bosons de jauge, tous de spin 1. Le boson de jauge associé à $U(1)_Y$ est noté B_μ et ceux associés à $SU(2)_L$ sont notés W_μ^i où $i=1,2,3$. Par ailleurs les bosons de jauge de l'interaction forte sont les champs G_μ^a où $a=1,\dots,8$ est un indice de couleur.

L'interaction électrofaible

Parce que les interactions faibles violent la parité c'est-à-dire qu'elles ne respectent pas la transformation miroir d'un système, les composantes de chiralité droite et gauche des fermions sont traitées différemment dans la théorie. Jusqu'à aujourd'hui on a jamais observé de neutrinos d'hélicité droite. Les composantes gauches des fermions appartiennent à des doublets d'isospin du groupe $SU(2)_L$:

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

tandis que les composantes droites appartiennent à des singlets invariants sous une transformation de $SU(2)_L$:

$$\psi_R = e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

On remarque que les neutrinos n'appartiennent qu'à des états de chiralité gauche. En effet on n'a pas observé de neutrinos d'hélicité droite jusqu'ici. L'hypercharge Y est le générateur des transformations de $U(1)$, et l'isospin faible $\vec{T} = \frac{\vec{\sigma}}{2}$, où $\vec{\sigma}$ représente les Matrices de Pauli, est le générateur des transformations de $SU(2)$.

L'interaction forte

Chaque saveur de quark peut porter trois *couleurs*, rouge, bleu ou jaune. Les quarks appartiennent ainsi à des triplets de couleur de $SU(3)_C$. Les leptons sont au contraire des objets non colorés, c'est-à-dire des singlets sous une transformation de $SU(3)_C$. Ils ne subissent pas l'interaction forte. Les gluons, qui sont les médiateurs de l'interaction forte forment quant à eux des octets de $SU(3)_C$. Ils portent une couleur et une anti-couleur. Les gluons sont au nombre de huit. Les générateurs des transformations de $SU(3)_C$ sont les matrices de Gell-Mann $(\lambda_i)_{i=1,\dots,8}$.

L'interaction forte, à la différence de l'interaction électrofaible, est d'autant plus intense que la distance entre les objets qui y sont soumis est grande. Cela implique la propriété de confinement : seuls les objets non colorés, les hadrons, sont observables et il est a priori impossible d'isoler un quark.

I.1.3 Formulation lagrangienne du Modèle Standard et masses des particules

Le Lagrangien du Modèle Standard peut être écrit comme la somme de plusieurs termes :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{bosons} + \mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}$$

\mathcal{L}_{bosons} contient l'énergie cinétique et l'interaction des champs de jauge. $\mathcal{L}_{fermions}$ décrit l'énergie cinétique de tous les fermions et leurs interactions avec les champs de jauge. Enfin les deux derniers termes \mathcal{L}_{Higgs} et \mathcal{L}_{Yukawa} sont responsables des masses des bosons et des fermions. On écrit le Lagrangien du champ de Higgs Φ de la façon suivante :

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

où D_μ représente la dérivée covariante. Elle préserve l'invariance de jauge locale et s'exprime en fonction des champs de jauge B_μ et W_μ^i :

$$D_\mu = \partial_\mu + igY B_\mu + ig' T_i W_\mu^i$$

Mécanisme de Higgs et masses des bosons

Le choix minimal pour le champ de Higgs [2] est un doublet de champs complexes :

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

Le Modèle Standard est alors dit "Minimal". Le potentiel de Higgs, qui est le potentiel d'interaction du champ scalaire avec lui-même, s'écrit :

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

Si $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$ le potentiel $V(\Phi)$ est minimum quand $\Phi^\dagger \Phi = \frac{-\mu^2}{\lambda} = \frac{v^2}{2} = 247 \text{ GeV} \neq 0$ où v est la valeur moyenne dans le vide du champ scalaire. $\Phi^\dagger \Phi$ (ou v) est non nul, de telle sorte que la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est brisée spontanément. La symétrie résiduelle est celle associée au groupe $U(1)_{em}$ dont le générateur est Q la charge électrique qui est reliée à l'hypercharge Y et à T_3 , la troisième composante de l'isospin par la relation de Gellmann-Nishijima :

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

Q est la seule combinaison de générateurs de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui annule la valeur moyenne du champ scalaire dans le vide :

$$Q \langle \Phi \rangle = (T_3 + \frac{Y}{2}) \langle \Phi \rangle = 0$$

Le Lagrangien \mathcal{L}_{Higgs} est développé autour de la valeur du champs dans le vide avec :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$$

et l'on voit apparaître un terme de masse pour les bosons de jauge :

$$\mathcal{L}_{Higgs}^{masse} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} g v \right)^2 ((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} v \right)^2 (W_3^\mu, B_3^\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu^3 \end{pmatrix}$$

où g et g' sont les constantes de couplage de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement. Après diagonalisation de la matrice on obtient les champs physiques par combinaison des champs \vec{W}_μ et B_μ :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix}$$

Le champ A_μ est sans masse et est associé au photon γ . W_μ^\pm et Z_μ sont associés respectivement aux bosons W^\pm et Z^0 . Ces derniers acquièrent une masse qui est donnée par la relation suivante :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad \text{avec} \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

où θ_W est l'angle de Weinberg. Ainsi trois des quatre degrés de liberté introduit par le doublet de Higgs sont absorbés par les bosons γ , Z^0 et W^\pm . Le dernier est associé à un champ scalaire H^0 dont la masse dépend du paramètre inconnu μ^2 et s'écrit $M_{H^0} = \sqrt{-2\mu^2}$. Les bosons de jauge ont été observés à UA1 et UA2 [5] puis leurs masses ont été mesurées de façon précise au LEP et au Tevatron. Les valeurs sont actuellement : $M_W = 80.350 \pm 0.056$ GeV (LEP [6]) et $M_W = 80.448 \pm 0.062$ GeV ($p\bar{p}$ [8]), $M_Z = 91.1871 \pm 0.0021$ GeV (LEP [6]). L'expérience SLD a aussi grandement contribué à la mesure des paramètres libres du Modèle Standard, en particulier par la mesure d'asymétries avant-arrière A_{LR} [9] et les rapport de branchement R_c et R_b des quarks c et b [10]. Enfin le boson de Higgs n'a pas été découvert jusqu'ici. Cependant en utilisant les valeurs mesurées de tous les autres paramètres du Modèle Standard on peut en déduire par ajustement mathématique une valeur attendue de $M_H = 77_{-39}^{+69}$ GeV [6]. Par ailleurs les recherches directes du boson de Higgs au LEP ont permis de mettre une limite inférieure sur sa masse à 95% de niveau de confiance qui est $M_H > 113.3$ GeV [7].

Les masses des fermions

Pour que les fermions acquièrent une masse on introduit un couplage entre le champs de Higgs et les fermions. Le terme de Yukawa s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = g_e \bar{L}_L \Phi e_R + g_d \bar{Q}_L \Phi d_R + g_u \bar{Q}_L \Phi c u_R + h.c.$$

où Φ_c est le conjugué de charge de Φ et g_e , g_u et g_d sont des matrices 3×3 où l'on somme sur les trois familles. En développant le champ de Higgs autour de sa valeur moyenne dans le vide, on génère des masses pour les fermions. En négligeant les termes non diagonaux des matrices g_e , g_u et g_d le Lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{fermions} = \sum_{f=e,u,d} m_f \bar{f} f + g_f \bar{f} f H$$

où g_f est une constante de couplage qui vaut $g_f = \frac{\sqrt{2} m_f}{v}$ et m_f représente les masses des fermions. On notera qu'il n'y a pas de terme de masse pour les neutrinos. Enfin l'intensité du couplage du Higgs avec un fermion est proportionnel à la masse de ce fermion. Elle est très faible

pour l'électron mais très élevée pour le quark top. Les états propres de masse des quarks ne sont pas les mêmes que les états propres de l'interaction faible. Celle-ci agit sur des doublets différents, à savoir $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$, $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$, $\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$. Les états d' , s' et b' sont des combinaisons linéaires des états propres de masse d , s et b . Par convention les quarks de charge $\frac{2}{3}$ ne sont pas sujets au mélange. Le passage des états propres de masse aux états propres faibles fait intervenir la matrice unitaire 3×3 V_{CKM} dite "matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa" [11] :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

La matrice V_{CKM} dépend de quatre paramètres qui ne sont pas donnés par le modèle, à savoir trois angles et une phase complexe qui mesure la violation de CP . Les valeurs mesurées actuelles des composantes de la matrice V_{CKM} sont les suivantes :

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

Pour une présentation plus complète du Modèle Standard voir par exemple [12].

I.1.4 Les faiblesses du Modèle Standard

Bien que le Modèle Standard décrive parfaitement la physique accessible de nos jours, on pense qu'il n'est que la théorie effective à basse énergie (typiquement la centaine de GeV), d'une théorie plus fondamentale. En effet, bien que les interactions faible et électromagnétique soient unifiées en une seule théorie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, la théorie de jauge de l'interaction forte $SU(3)_C$ est par contre totalement séparée. Les trois forces sont seulement traitées comme la juxtaposition de $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le succès de l'unification des interactions faible et électromagnétique amène évidemment à envisager une nouvelle théorie qui puisse décrire dans un cadre unique les interactions électrofaible et forte. Ensuite, en utilisant les équations du groupe de renormalisation qui permettent d'extrapoler les constantes de couplage des trois forces g , g' et α_S (interaction forte) jusqu'à des énergies élevées, on s'aperçoit que ces trois constantes atteignent le même ordre de grandeur à une échelle d'énergie de $10^{15} - 10^{16}$ GeV. C'est l'indice d'un degré d'unification plus important aux grandes énergies. On a alors essayé de construire une théorie de jauge avec une seule constante de couplage et un groupe de jauge contenant $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et les symétries qui leur sont liées. La première tentative, à partir du groupe $SU(5)$ a échoué, notamment dans sa prédiction de la durée de vie du proton. À l'heure actuelle, les théories de grande unification (Grand Unified Theory ou GUT) se basent sur les groupes $SO(10)$ ou E_6 . Une théorie de Grande Unification permettrait de comprendre l'origine des 19 paramètres libres du Modèle Standard qui ne peuvent être déduits que de l'expérience :

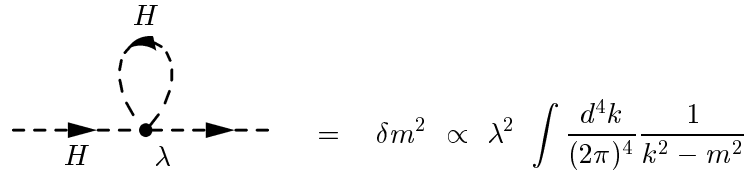
- les 3 constantes de couplage g , g' (ou θ_W) et α_S ,
- la masse du boson de Higgs M_H
- les 9 masses des fermions (3 leptons et 6 quarks),
- 1 masse de boson électrofaible M_Z ou M_W ,
- les 4 paramètres de V_{CKM} (3 angles et une phase complexe),

- 1 paramètre de violation de CP pour l'interaction forte.

Elle devrait expliquer aussi la symétrie apparente entre quarks et leptons qui se regroupent en trois familles. Ensuite le Modèle Standard n'inclut pas les interactions gravitationnelles. Or celles-ci ne peuvent plus être négligées à des énergies très élevées. A de telles énergies, le Modèle Standard doit laisser place à une autre théorie plus fondamentale.

Une autre faiblesse du Modèle Standard est la brisure électrofaible qui est introduite de façon arbitraire. Elle ne repose sur aucun principe théorique fondamental et résulte d'un choix, la valeur négative de μ^2 .

Enfin, le Modèle Standard présente un important problème théorique lié à la présence d'un champ scalaire fondamental, le champ de Higgs. En effet, les masses des particules scalaires fondamentales font apparaître des divergences quadratiques. La contribution à l'ordre d'une boucle de ces corrections radiatives est représentée ci-dessous :



$$= \delta m^2 \propto \lambda^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m^2}$$

Se pose alors un problème d'ordre de grandeur. Si l'on appelle Λ l'échelle d'énergie où les divergences quadratiques à la masse du Higgs disparaissent, m_0 la masse du Higgs à cette échelle et m la masse du Higgs à l'échelle électrofaible $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$, on a à l'ordre d'une boucle :

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

La masse du Higgs devant être de l'ordre de 100 GeV, et Λ étant une échelle de grande unification, par exemple la masse de Planck $\Lambda_P = 10^{19} \text{ GeV}$, cette équation devient :

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

Ainsi λ^2 doit être ajusté à 32 ordres de grandeur près. C'est le problème du "réglage fin" ou de naturalité [13]. Une théorie est dite naturelle si, lorsqu'on modifie très peu les paramètres fondamentaux, la physique n'en est pas affectée. Mais ici ce n'est pas le cas. Le Modèle Standard n'est pas une théorie naturelle. Pour résoudre ce problème il faut soit éliminer les champs scalaires, soit se débarrasser des corrections radiatives quadratiques à la masse de ces scalaires. Ce problème est lié à celui de la hiérarchie [14] des masses dans le Modèle Standard. En effet pour conserver la perturbativité de la théorie on doit imposer une limite supérieure de l'ordre du TeV sur la masse du Higgs. On ne peut pas dès lors expliquer l'absence de nouvelle physique entre l'échelle électrofaible de l'ordre de 100 GeV et l'échelle de grande unification de $10^{15} - 10^{16} \text{ GeV}$.

Plusieurs solutions à ces problèmes ont été proposées, comme les modèles d'objets composés [15], qui considèrent le boson de Higgs et les familles de fermions comme des combinaisons d'un faible nombre de fermions plus élémentaires. La plus populaire de ces théories est sans doute la technicouleur. Ces théories sont aujourd'hui en passe d'être abandonnées. Nous ne nous étendrons pas sur ces théories, et nous concentrerons notre attention sur celle qui présente les meilleurs arguments, la *Supersymétrie*.

I.2 Le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM)

I.2.1 Introduction

Les faiblesses du Modèle Standard ont amené à envisager une nouvelle théorie des interactions électrofaible et forte qui puisse rendre compte des mesures déjà effectuées. L'idée principale est d'étendre le Modèle Standard en introduisant une nouvelle symétrie [16, 17] dans la théorie qui doit alors rendre le Modèle Standard naturel. On peut montrer [18] que la seule symétrie permettant de résoudre le problème est une symétrie entre bosons et fermions, la **Supersymétrie** qui permet ainsi l'unification de la matière et du rayonnement. De plus pour l'instant la plupart des théories de GUT impliquent la Supersymétrie. Dans la Supersymétrie la brisure électrofaible apparaît comme une conséquence de la brisure de la Supersymétrie dans le cadre de la supergravité au lieu d'être le résultat d'un choix *ad hoc*. Enfin la Supersymétrie permet, comme nous allons le voir, de résoudre le problème de la hiérarchie et prévoit une unification des constantes de couplage des groupes de jauge à grande échelle d'énergie. Le Modèle SuperSymétrique Minimal ou MSSM est l'extension la plus simple du Modèle Standard. La manière dont la Supersymétrie est brisée amène ensuite à plusieurs phénoménologies différentes, notamment la supergravité et les modèles de type GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking models).

I.2.2 Contenu en champs du MSSM

Les premiers modèles supersymétriques [20] espéraient simplifier le Modèle Standard en associant dans un même multiplet les bosons de jauge et les fermions connus. Il est cependant rapidement apparu que ce n'était pas possible pour des raisons essentiellement techniques. Ceci implique qu'à chaque degré de liberté fermionique (respectivement bosonique) du Modèle Standard doit être associé un nouveau degré de liberté bosonique (respectivement fermionique), les deux particules ayant même masse si la symétrie n'est pas brisée. Le nombre de particules du Modèle Standard est donc doublé. En réalité le spectre est même plus que doublé car l'introduction d'un deuxième doublet de Higgs s'est révélée indispensable. Donc au lieu d'un boson Higgs dans le Modèle Standard cinq bosons de Higgs sont introduits (h^0 , H^0 , A^0 et H^\pm) en plus de leur deux partenaires supersymétriques, les Higgsinos.

Nous allons à présent passer en revue le spectre de particules du Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM), ainsi nommé car il contient une seule symétrie supplémentaire par rapport au Modèle Standard et introduit donc le minimum de nouvelles particules.

Les particules en Supersymétrie se regroupent en multiplets contenant une particule du Modèle Standard et son partenaire supersymétrique, nommé supermultiplet *chiral* s'il contient des bosons scalaires et des fermions de spin $\frac{1}{2}$, ou supermultiplet *vectoriel* s'il contient des fermions $\frac{1}{2}$ et des bosons de spin 1.

Les fermions et leurs partenaires supersymétriques

Les fermions du Modèle Standard font partie de supermultiplets chiraux. Ils se présentent donc sous la forme :

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

Le $\tilde{}$ désigne les partenaires supersymétriques. Ceux-ci sont appelés *sfermions* (slepton, sélectron, squark, sneutrino,...) ou fermions scalaires. L'indice L ou R d'un sfermion n'est évidemment pas lié à une hélicité. Il rappelle seulement que le scalaire est partenaire d'un état d'hélicité gauche ou droit. A chaque fermion du Modèle Standard sont donc associés *deux* bosons scalaires, excepté pour les neutrinos qui n'ont qu'un état d'hélicité et donc un seul partenaire supersymétrique. Les états propres de masse ne sont pas les états propres du modèle. Il y a un mélange des deux champs associés à chaque hélicité. Aussi les états propres de masse sont-ils notés \tilde{l}_1 et \tilde{l}_2 , \tilde{l}_1 désignant le plus léger des deux. Cependant la valeur du mélange est proportionnelle à la masse des leptons. Elle est ainsi très faible et négligeable pour les électrons scalaires et les muons scalaires [21]. Aussi les états propres de masse sont-ils quasiment confondus avec les états propres du modèle et on note abusivement ces particules \tilde{e}_R/\tilde{e}_L et $\tilde{\mu}_R/\tilde{\mu}_L$. Ceci n'est pas vrai dans le cas des taus scalaires, le mélange entre les états $\tilde{\tau}_R^\pm$ et $\tilde{\tau}_L^\pm$ n'est pas négligeable, et dépend notamment des paramètres A_0 , μ et $\tan\beta$ (ces paramètres seront définis plus loin dans la partie I.2.7). Ainsi les états propres de masse sont :

$$\tilde{\tau}_{1,2} = \tilde{\tau}_{L,R} \cos\theta_{L,R} + \tilde{\tau}_{R,L} \sin\theta_{L,R}$$

où $\theta_{L,R}$ est appelé *angle de mélange*. Les squarks sont mélangés de la même manière. Mais seuls les squarks \tilde{t} et \tilde{b} ont une valeur de mélange non négligeable. Les états propres de masse sont notés \tilde{t}_1/\tilde{t}_2 et \tilde{b}_1/\tilde{b}_2 de la même façon que pour les squarks.

Les bosons de jauge et leurs partenaires supersymétriques

Les bosons de jauge du Modèle Standard sont regroupés dans des supermultiplets vectoriels. Ils se présentent sous la forme :

$$\begin{pmatrix} g_i \\ \tilde{g}_i \end{pmatrix}_{i=1,8} ; \begin{pmatrix} \gamma \\ \tilde{\gamma} \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} W^\pm, Z^0 \\ \tilde{W}^\pm, \tilde{Z}^0 \end{pmatrix}$$

Les partenaires supersymétriques des champs de jauge sont appelés *jauginos* (gluinos, photino, wino et zino). On notera que si le $\tilde{\gamma}$, le \tilde{W}^\pm et le \tilde{Z}_0 sont états propres du modèle, les véritables états propres de masse sont des mélanges de ces particules et des higgsinos \tilde{H}^\pm , \tilde{H}_1^0 et \tilde{H}_2^0 , qui sont l'objet de la section suivante. Les \tilde{W}^\pm et les \tilde{H}^\pm se combinent pour former les *Charginos* $\tilde{\chi}_i^\pm$ avec $i=1,2$. Quant aux particules neutres, leur combinaison conduit aux quatre *Neutralinos* $\tilde{\chi}_i^0$ avec $i=1,2,3,4$. Le plus léger des quatre Neutralinos, le $\tilde{\chi}_1^0$, est supposé dans le MSSM être la particule supersymétrique la plus légère, la **LSP**. Elle nous intéresse particulièrement et sera le sujet du prochain chapitre.

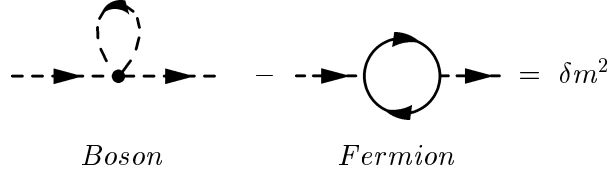
Le secteur de Higgs

Dans le MSSM, on inclut le champ de Higgs du Modèle Standard dans un nouveau supermultiplet chiral, les partenaires supersymétriques étant de nouveaux fermions de spin $\frac{1}{2}$, les *higgsinos*. En fait dans l'extension supersymétrique du Modèle Standard, il est indispensable d'introduire un deuxième doublet de Higgs, et donc un deuxième supermultiplet chiral. Ces deux doublets se présentent sous la forme :

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^+ \\ H_1^0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^0 \\ H_2^- \end{pmatrix}$$

Le problème de hiérarchie en Supersymétrie

Maintenant en Supersymétrie, les corrections radiatives à M_H sont annulées par la boucle faisant intervenir le partenaire supersymétrique du Higgs, cette contribution étant égale à la première au signe près car il s'agit d'un fermion, comme illustré ci-dessous.



Ainsi δm^2 est rigoureusement égal à zéro si les masses des deux partenaires sont égales, c'est-à-dire si la supersymétrie est exacte. Mais comme l'expérience a montré qu'il n'existe pas de particule scalaire de même masse que l'électron ou le muon par exemple, cela signifie que la supersymétrie, si elle existe, doit être nécessairement brisée. Evidemment, s'il y a brisure de la Supersymétrie, les corrections quadratiques à la masse du Higgs resurgissent car les masses des particules "ordinaires" sont différentes de celles des partenaires supersymétriques. Mais on peut montrer que si la masse de toutes les particules supersymétriques restent inférieures au TeV, alors la théorie reste valide. Ainsi la plupart des particules supersymétriques doivent être observables dans les collisionneurs actuels ou futurs. La liste de ces particules est donnée dans le Tableau I.1.

I.2.3 Le Lagrangien supersymétrique

Dans sa forme la plus générale, le Lagrangien du MSSM [22] est constitué de deux parties :

- un *Lagrangien chiral* qui s'exprime uniquement en fonction des supermultiplets chiraux, c'est-à-dire ceux qui contiennent les champs de fermion (ou les higgsinos) ψ_i et leurs partenaires supersymétriques scalaires ϕ_i ,
- un *Lagrangien de jauge* qui prend en compte l'invariance de jauge du modèle.

Techniquement, on exprime le Lagrangien chiral à partir d'un superpotentiel W qui s'écrit uniquement en fonction des champs scalaires ϕ_i . Sa forme générale est :

$$W(\phi_i) = \lambda_{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k + m_{ij}\phi_i\phi_j$$

Le Lagrangien le plus général possible est alors :

$$\mathcal{L}(\phi_i, \psi_i)_{chiral} = \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + h.c. + V_{scal}(\phi_i)$$

Il permet de retrouver les termes de Yukawa pour les fermions déjà présents dans le Modèle Standard et les nouvelles interactions. Le terme supplémentaire $V_{scal}(\phi_i)$ contient les interactions purement bosoniques et il s'écrit :

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

Particules introduites par le Modèle Standard à deux doublets de Higgs		Partenaires introduits par le modèle supersymétrique minimal (MSSM)			
$R_p = + 1$		$R_p = - 1$			
	Etats propres de masse	Champs		Etats propres de masse	
Fermions	$l = e \mu \tau$ $\nu_l = \nu_e \nu_\mu \nu_\tau$ $q = u d c s t b$	Sleptons Sneutrino Squarks	$\tilde{l}_L \tilde{l}_R$ $\tilde{\nu}_l$ $\tilde{q}_L \tilde{q}_R$	Sleptons Sneutrino Squarks	$\tilde{l}_1 \tilde{l}_2$ $\tilde{\nu}_l$ $\tilde{q}_1 \tilde{q}_2$
Bosons chargés	W^\pm H^\pm	Wino Higgsino Higgsino	\tilde{W}^\pm \tilde{H}_1^+ \tilde{H}_2^-	Charginos	$\tilde{\chi}_1^\pm$ $\tilde{\chi}_2^\pm$
Bosons neutres	γ Z^0 H^0 A^0 h^0	Photino Zino Higgsino Higgsino	$\tilde{\gamma}$ \tilde{Z}^0 \tilde{H}_1^0 \tilde{H}_2^0	Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{\chi}_2^0$ $\tilde{\chi}_3^0$ $\tilde{\chi}_4^0$
Gluons	$(g_i)_{i=1,\dots,8}$	Gluinos	$(\tilde{g}_i)_{i=1,\dots,8}$	Gluinos	$(\tilde{g}_i)_{i=1,\dots,8}$
Graviton	G	Gravitino	\tilde{G}	Gravitino	\tilde{G}

Tableau I.1: Tableau résumant la liste de toutes les particules introduites par le MSSM.

$V_{scal}(\phi_i)$ introduit de nouvelles interactions, comme par exemple l'interaction à quatre bosons scalaires.

Le Lagrangien de jauge décrit les interactions des bosons de jauge du Modèle Standard avec les fermions, lesquelles sont obtenues de la même façon que dans le Modèle Standard en remplaçant la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante D_μ :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig_3 \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a$$

Il décrit aussi les interactions des jauginos avec les supermultiplets chiraux :

$$\mathcal{L} = -i \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \tilde{B} \phi_i^\dagger \psi_i + \frac{g'}{\sqrt{2}} \tilde{W}_\alpha \phi_i^\dagger \tau^\alpha \psi_i + \frac{g''}{\sqrt{2}} \tilde{G}_a \phi_i^\dagger \lambda^a \psi_i \right)$$

où g , g' et g'' sont les constantes de couplage respectives de $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$.

I.2.4 le superpotentiel W_{MSSM}

Dans le MSSM, le superpotentiel W_{MSSM} n'inclut qu'une partie de tous les termes possibles et s'écrit :

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

On remarque que ce choix *arbitraire* du superpotentiel permet de rejeter tout terme qui violerait la conservation des nombres leptonique L ou baryonique B . Une forme plus générale du superpotentiel autoriserait en effet les termes suivants :

$$\tilde{u}_R \tilde{d}_R \tilde{d}_R \ ; \ \tilde{Q}_L \tilde{L}_L \tilde{d}_R \ ; \ m \tilde{L}_L H_2 \ ; \ \tilde{L}_L \tilde{L}_L \tilde{e}_R$$

Mais tous ces termes violent la conservation soit de L , soit de B , soit des deux nombres à la fois. L'exclusion de ces termes a une conséquence très importante pour le MSSM, la conservation de la *R-parité*.

I.2.5 Conservation de la R-parité

Lorsque l'on désire imposer une forme restrictive à un Lagrangien, la solution la moins arbitraire consiste à utiliser la conservation d'une symétrie nouvelle. Pour le modèle supersymétrique, il est possible d'imposer à la fois la conservation de L et B à l'aide d'un nouveau nombre quantique R_p [23] conservé multiplicativement et défini par :

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

où B , L et S sont respectivement les nombres baryonique, leptonique et le spin de la particule considérée. Toutes les particules du Modèle Standard (leptons, quarks, bosons de jauge et bosons de Higgs) ont une **R-parité égale à +1** et leurs partenaires supersymétriques (sleptons, squarks, jauginos et higgsinos) ont tous une **R-parité égale à -1**. Quand la R-parité est conservée, cela signifie qu'une interaction n'est possible que si le produit des R-parités des particules impliquées est égal à +1. Donc les termes de la formule générale du superpotentiel sont effectivement interdits en cas de conservation de la R-parité. Il existe deux conséquences phénoménologiques essentielles dues à la conservation de la R-parité :

- les partenaires supersymétriques ne peuvent être produits que par paires dans les accélérateurs comme le LEP,
- la particule supersymétrique la plus légère ou LSP (Lightest Supersymmetric Particle) est stable, car elle ne peut ni se désintégrer en particules supersymétriques ni en particules standards,
- la seconde particule supersymétrique la plus légère (NLSP) se désintègre nécessairement en LSP plus une ou des particules standards.

Evidemment, si la R-parité était violée, même faiblement, la phénoménologie serait complètement modifiée. Mais je supposerai toujours dans la suite que la R-parité est conservée.

I.2.6 La brisure de la Supersymétrie

La Supersymétrie n'est pas une symétrie exacte, comme nous l'avons déjà mentionné auparavant. Elle est donc nécessairement brisée. Cette brisure doit être "douce", c'est-à-dire qu'elle ne doit pas réintroduire de corrections quantiques à la masse des scalaires. En d'autres termes la Supersymétrie ayant été introduite dans le but notamment de résoudre le problème de la divergence quadratique des corrections radiatives à M_H , pour que ce problème ne resurgisse pas il est nécessaire que la différence de masse entre les champs du Modèle Standard et les masses de leurs partenaires supersymétriques ne soit pas trop grande. L'ensemble des termes possibles de brisure est ainsi réduit à un choix minimal, et le Lagrangien de brisure "douce" s'exprime de la façon suivante [24] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{brisure}} = & \sum_{\text{saveurs}} A_u h_u \tilde{Q}_L H_2 \tilde{U}_R + A_d h_d \tilde{Q}_L H_1 \tilde{D}_R + A_e h_e \tilde{L}_L H_1 \tilde{E}_R \\ & + B\mu H_1 H_2 \\ & + \sum_{\alpha} M_{\alpha} \bar{\psi}_{\alpha} \psi_{\alpha} + \sum_i m_i^2 |\phi_i|^2 \end{aligned}$$

où M_{α} avec $\alpha = 1, 2, 3$ est un terme de masse des jauginos respectivement de $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$, les m_i^2 sont des matrices de masses pour les sfermions, $B\mu$ est un paramètre de masse des doublets de Higgs et $A_u h_u$, $A_d h_d$ et $A_e h_e$ sont des matrices 3×3 contenant les couplages trilineaires des champs scalaires. Le Lagrangien de brisure introduit cependant de nombreux paramètres libres dans le modèle dont voici la liste :

- | | |
|----------------------------------------------------------------|--------------------------------|
| • les masses des jauginos de $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ | M_1, M_2, M_3 |
| • le paramètre de masse de Higgs | μ |
| • le couplage bilinéaire des doublets de Higgs | B |
| • les masses des sleptons et des squarks | $m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{q}}$ |
| • les couplages trilineaires des sleptons et des squarks | $A_{\tilde{l}}, A_{\tilde{q}}$ |

Ces très nombreux paramètres libres empêchent le modèle d'être prédictif. A ceux-ci d'ailleurs il faut rajouter $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs. On notera que la brisure de la Supersymétrie a une conséquence phénoménologique importante : le scalaire supersymétrique associé à un état d'hélicité droite est toujours plus léger que celui associé à l'état d'hélicité gauche. Ce point sera extrêmement important pour mes recherches.

I.2.7 Les modèles de Supergravité (m-SUGRA) et les théories d'unification

Les mesures précises et les équations du groupe de renormalisation permettent d'extrapoler les trois constantes de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte aux très grandes échelles d'énergie. L'évolution de ces constantes [25] de couplage est illustrée sur la Figure I.1 dans le cadre du Modèle Standard d'une part et d'autre part dans le cadre du MSSM. On voit nettement que les constantes se rencontrent à une échelle de grande unification de $\sim 10^{16}$ GeV dans le cadre du MSSM, alors que ce n'est pas le cas dans le cadre du Modèle Standard. Ceci amène à penser que l'existence de la Supersymétrie peut être liée à celle d'une théorie de *GUT* sous-jacente.

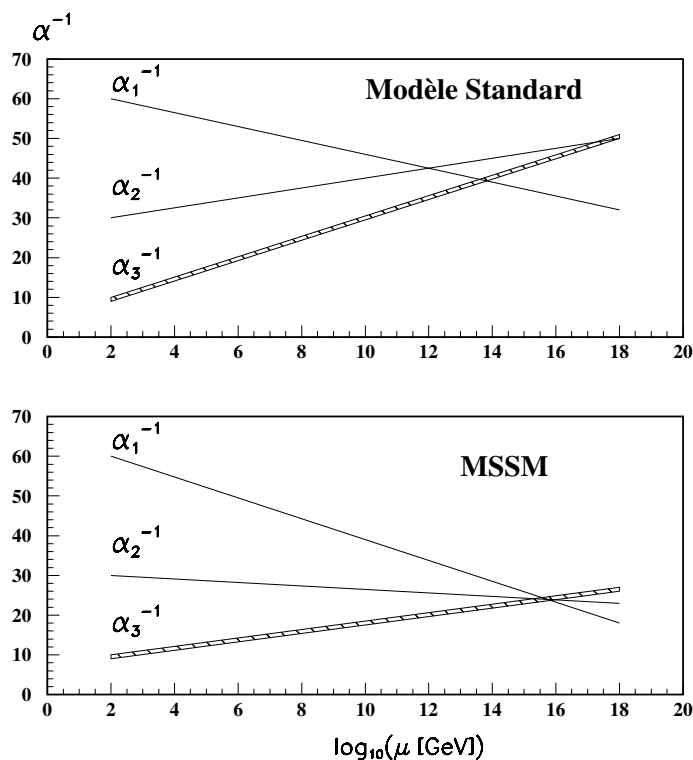


Figure I.1: Evolution des constantes de couplage $\alpha_1^{-1} \sim g$, $\alpha_2^{-1} \sim g'$ et $\alpha_3^{-1} \sim g''$ en fonction de l'énergie dans le cadre du Modèle Standard (en haut) et du MSSM (en bas).

Pour diminuer le nombre de paramètres on fait l'hypothèse que la Supersymétrie est brisée dans le secteur de la gravité. Ainsi on suppose qu'il existe des champs qui se situent dans un secteur "caché", c'est-à-dire qu'ils n'interagissent avec ceux du MSSM que par l'intermédiaire de la gravitation. Ces champs interagissent très peu avec le secteur $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dès que l'échelle d'énergie est inférieure de quelques ordres de grandeur à M_P la masse de Planck. Ils sont donc singlets de jauge sous les transformations habituelles du modèle. Ce secteur caché brise la Supersymétrie et conduit à un terme de brisure "douce" où la matrice de masses m_i est remplacée par un seul terme de masse commune des scalaires noté m_0 . Les masses des jauginos sont aussi identiques à une masse commune $m_{1/2}$ à l'échelle d'unification, de même que les constantes trilinéaires des sleptons et des squarks qui prennent la valeur commune A_0 . Ainsi le terme de brisure de la Supersymétrie est introduit de manière naturelle dans le modèle et le nombre de paramètres libres se trouve réduit à six :

$$\boxed{m_{1/2}, m_0, \tan \beta, \mu, A_0, B}$$

On fait souvent quelques hypothèses supplémentaires. Le modèle contraint le plus généralement admis est m-SUGRA (minimal SUperGRAvity model) [16, 17]. Dans ce modèle le nombre de paramètres libres est plus restreint encore :

$$\boxed{m_{1/2}, m_0, \tan \beta, A_0, \text{ le signe de } \mu}$$

Dans les modèles m-SUGRA la LSP est supposée être le Neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$. Un autre candidat possible, le neutrino scalaire $\tilde{\nu}$, est très rarement envisagé. La LSP est un candidat pour la matière noire [26] dans l’hypothèse de conservation de la R-parité.

I.2.8 Les modèles de médiation de jauge (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking models)

L’inconvénient des modèles m-SUGRA réside dans le fait que les termes de brisure sont générés à l’échelle de GUT et qu’il n’y a aucune raison que ces termes ne contiennent pas des termes de violation de saveur [27]. L’étude de processus comme $\mu \rightarrow e\gamma$ ou la mesure de différence de masse $\bar{K}^0 - K^0$ ont permis de mettre des limites très contraignantes sur les possibilités de violation de saveur entre squarks et sleptons [28]. Il est cependant possible de résoudre ce genre de problèmes en introduisant de nouveaux termes [29]. On peut aussi admettre que ces violations existent bien que leurs effets soient trop faibles pour avoir encore été observés.

Les théories de GMSB [30] apportent une alternative intéressante aux scénarii de m-SUGRA, dans lesquels les termes de brisure de la Supersymétrie sont introduits par la gravité. Ces modèles sont basés sur l’hypothèse que la brisure de la Supersymétrie n’est pas médiée par la gravité mais par les interactions de jauge elles-mêmes. Les modèles de GMSB supposent que les termes de brisure sont transmis du secteur caché vers le secteur visible par des champs “messagers”. Ces messagers peuvent appartenir au secteur caché [31] ou bien faire partie d’un troisième secteur “messenger” [32]. Dans les deux cas la brisure de Supersymétrie est transmise au MSSM via les interactions de jauge de $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui existent entre les messagers et les champs du MSSM. Des diagrammes à une ou deux boucles incluant des échanges virtuels de champs messagers contribuent aux masses des jauginos et des sfermions. Les termes de brisure sont générés à une échelle M inférieure de plusieurs ordres de grandeur à l’échelle de GUT Λ . Ainsi les seuls termes de violation de saveur sont issus des interactions de Yukawa, comme pour le Modèle Standard. Dans les théories de GMSB le problème de violation de saveur est supprimé.

Ces modèles permettent de décrire l’essentiel de la dynamique de brisure sans faire appel à la gravité. Même si cela nécessite de décrire différemment l’unification des quatre forces cela permet aux modèles de n’utiliser que des outils de théorie des champs et de se débarrasser des difficultés que représente le traitement de la gravité quantique. Enfin ces modèles sont très prédictifs quant au spectre de masse des particules et leur phénoménologie est très particulière. Les paramètres libres sont les suivants :

$$\boxed{\tan \beta, \mu, M, F, N}$$

• échelle de brisure de la Supersymétrie	\sqrt{F}
• échelle de masse des champs messagers	M
• nombre de famille de messagers	N
• paramètre de mélange de Higgs	μ
• rapport des valeurs dans le vide des deux doublets de Higgs	$\tan \beta$
• échelle de masse universelle	$\Lambda = \frac{F}{M}$

Contrairement au cas m-SUGRA, le partenaire supersymétrique du graviton, le gravitino \tilde{G} a la plupart du temps une masse très basse. Elle est donnée par :

$$m_{\tilde{G}} = \frac{F}{\sqrt{3}M_P} \simeq 2.5 \text{ eV} \left(\frac{\sqrt{F}}{100 \text{ TeV}} \right)^2$$

En général la masse de \tilde{G} est comprise entre 10^{-3} et 10^3 eV. Le gravitino est donc la LSP des modèles GMSB. La NLSP est quant à elle le Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ ou l'un ou tous les leptons scalaires $\tilde{\ell}_R$. La conservation de la R-parité est toujours supposée dans le cadre du GMSB.

I.3 Les leptons scalaires $\tilde{\ell}_R^\pm$

La découverte de nouvelle physique demande de connaître avec la meilleure précision possible les processus du Modèle Standard afin de découvrir une déviation. Et on doit donc avoir l'esprit suffisamment ouvert pour regarder toutes les signatures envisageables. Pour une revue complète de la phénoménologie de la recherche de Supersymétrie à basse énergie ($\sim \mathcal{O}(\text{TeV})$) voir la référence [33].

Les quatre expériences du LEP sont bien adaptées à l'observation des leptons. Leur pouvoir d'identification est important. Or en Supersymétrie les sections efficaces de production des leptons scalaires sont suffisamment élevées pour être éventuellement observables au LEP si leurs masses sont accessibles. Comme on supposera toujours la conservation de la R-parité la production des leptons scalaires au LEP se fait par paires d'une même famille (\tilde{e} , $\tilde{\mu}$ ou $\tilde{\tau}$). Leurs désintégrations donnent toujours lieu à l'émission de leptons isolés qui possèdent souvent une énergie importante. C'est pourquoi la recherche de leptons scalaires est un canal très intéressant pour la découverte de la Supersymétrie. Elle est complémentaire des recherches de Charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$ ou de Neutralinos $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ avec $i, j=1,2,3$ ou 4 [34].

I.3.1 Production des leptons scalaires au LEP

Comme je l'ai déjà mentionné, les leptons scalaires sont produits par paires au LEP quand la R-parité est conservée: $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R \tilde{\ell}_R$. Le scalaire associé à l'état d'hélicité droite est toujours plus léger que celui associé à l'état d'hélicité gauche. Il y a deux contributions principales, l'échange dans la voie s d'un boson virtuel ou l'échange dans la voie t d'un sneutrino $\tilde{\nu}_e$ mais uniquement dans la production de paire de sélectrons $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R \tilde{e}_R$, comme illustré sur la Figure I.2.

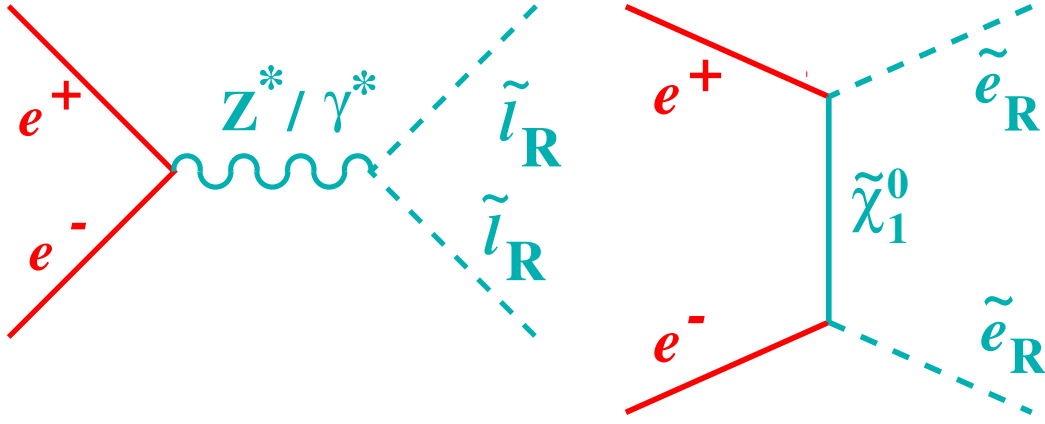


Figure I.2: **Production de sleptons** $\tilde{\ell}_R \tilde{\ell}_R$ (avec $\ell = e, \mu, \tau$) **dans les collisions** $e^+ e^-$.

I.3.2 Désintégration des leptons scalaires dans m-SUGRA

Dans les modèles m-SUGRA la LSP est supposée être le Neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$. Différents arguments, notamment cosmologiques, ont permis de rejeter les hypothèses de LSP étant le Chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ ou un neutrino scalaire $\tilde{\nu}$. Au LEP les $\tilde{\chi}_1^0$ sont produits par paire. Ils n'interagissent que très peu avec la matière et échappent à la détection. Il est donc impossible d'observer des événements $e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$. On s'intéresse donc à la production de paires de NLSP. Diverses recherches sont effectuées. On peut supposer en effet que la NLSP est le Chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ ou l'un des leptons scalaires $\tilde{\ell}_R^\pm$. C'est l'hypothèse que je ferai dans mes recherches : la NLSP est l'un des leptons scalaires $\tilde{\ell}_R^\pm$.

Si le $\tilde{\ell}_R^\pm$ est la NLSP, il se désintègre le plus souvent à 100% dans le canal $\tilde{\ell}_R^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\chi}_1^0$ comme illustré dans la Figure I.3. L'état final de la réaction $e^+ e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^\pm \tilde{\ell}_R^\mp$ est donc une paire de leptons acoplanaires plus une importante impulsion transverse manquante emportée par les deux Neutralinos qui sont stables et échappent à la détection. Cependant d'autres désintégrations sont possibles comme par exemple $\tilde{\ell}_R^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\chi}_i^0$ où $i = 2, 3$ ou 4 (bien que ce plus rare pour les neutralinos de masse élevée). Cette désintégration devient possible si le neutralino $\tilde{\chi}_i^0$ possède une masse plus faible que celle du slepton. Le rapport de branchement du canal $\tilde{\ell}_R^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\chi}_1^0$ est pris en compte dans l'interprétation. Il peut même devenir très faible pour certains lots de paramètres.

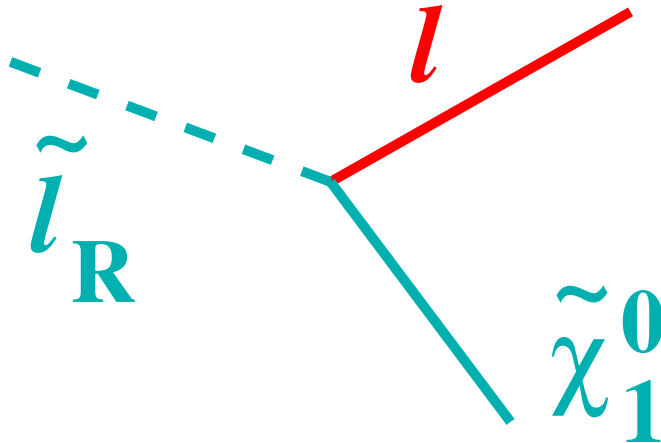


Figure I.3: **Désintégration des sleptons dans m-SUGRA.**

I.3.3 Désintégration des leptons scalaires dans GMSB

Dans les modèles GMSB, la LSP est le gravitino \tilde{G} . Nous avons vu que dans ce cas la NLSP peut être le Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ ou l'un des sleptons $\tilde{\ell}_R$. Si tous les sleptons sont dégénérés ils sont tous co-NLSP. Mais en principe le tau scalaire $\tilde{\tau}_1$ est le plus léger de tous. Cependant je me placerai dans le cas où la NLSP est le $\tilde{\chi}_1^0$. De plus je me placerai toujours dans le cas où la longueur de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ est négligeable devant la taille du détecteur L3, ce qui n'est pas toujours vrai, cette longueur de désintégration dépendant de la masse du gravitino et de celle du Neutralino. Quand on suppose que le rapport de branchement du $\tilde{\chi}_1^0$ en $\gamma\tilde{G}$ est de 100%, le $\tilde{\chi}_1^0$ est essentiellement un photino et sa longueur de désintégration peut s'écrire [35] :

$$\text{Longueur de désintégration.} \simeq (17.6 \mu m) \sqrt{\frac{E_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2} - 1} \left(\frac{m_{\tilde{G}}}{1 \text{ eV}}\right)^2 \left(\frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}}{100 \text{ GeV}}\right)^{-5}$$

La désintégration des paires de sleptons $\tilde{\ell}_R\tilde{\ell}_R$ produites à LEP est la même que dans le cadre de m-SUGRA. Ils se désintègrent en un lepton plus un Neutralino. Cependant à présent le Neutralino n'est plus stable et se désintègre à son tour à quasiment 100% en un photon plus un gravitino, comme illustré sur la Figure I.4.

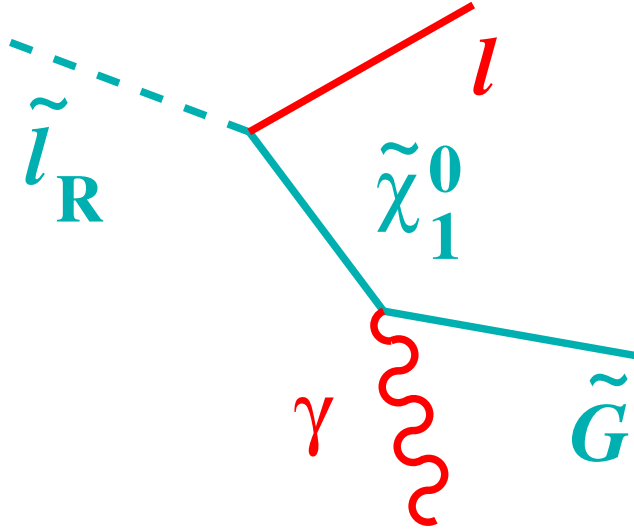


Figure I.4: Désintégration des sleptons dans le GMSB.

La phénoménologie dans le cadre du GMSB où le $\tilde{\chi}_1^0$ est la NLSP est totalement nouvelle par rapport à celle de m-SUGRA. Elle est même très différente de celle du Modèle Standard et permet donc une bonne réjection du fond standard. Plusieurs processus sont étudiés au LEP, les principaux étant $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{G} \rightarrow \gamma\tilde{G}\tilde{G}$ qui laisse un photon dans l'état final plus de l'énergie manquante, ou le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma\gamma\tilde{G}\tilde{G}$ qui laisse deux photons dans l'état final plus de l'énergie manquante [110]. Ainsi il y a toujours au moins un photon de grande énergie produit dans la désintégration. Son énergie est grande en effet car les recherches antérieures de $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma\tilde{G}$ ont permis d'exclure un $\tilde{\chi}_1^0$ de très basse masse dans la plupart des scénarii [35]. Donc comme l'énergie du photon ne dépend que de la différence de masse entre $\tilde{\chi}_1^0$ et \tilde{G} elle est nécessairement élevée. La différence fondamentale entre la phénoménologie du GMSB et celle de m-SUGRA est

donc que le $\tilde{\chi}_1^0$ devient “visible” car il laisse une partie de son énergie sous la forme d’un photon. L’état final recherché au LEP du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R \tilde{\ell}_R \tilde{\chi}_1^0$ sera donc une paire de leptons plus une paire de photons et une impulsion transverse manquante importante.

I.3.4 Différence de masse entre \tilde{e}_R et $\tilde{\chi}_1^0$

Par la suite on utilisera souvent une variable très utile dans la recherche de signal supersymétrique: ΔM . Elle est définie comme la différence de masse entre la masse de la particule supersymétrique produite par la collision e^+e^- et celle du $\tilde{\chi}_1^0$:

$$\Delta M = M_{part\ susy} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$$

Dans mon cas la *part susy* sera *toujours* le slepton $\tilde{\ell}_R$ afin de ne pas prêter à confusion. L’énergie visible des événements supersymétriques est proportionnelle à ΔM . Ainsi les coupures des analyses seront directement reliées à ΔM , ainsi que les interprétations des résultats. Ceci ne sera pas vrai dans les recherches d’“électron unique” que je détaillerai par la suite. Dans ce cas l’énergie visible est proportionnelle à la différence entre les masses de \tilde{e}_L et $\tilde{\chi}_1^0$.

Chapitre II

L3, un détecteur du L.E.P.

II.1 Le L.E.P.

Le LEP (Large Electron Positron collider) [36] est un accélérateur circulaire d'électrons et de positons dont le but est l'étude des interactions e^+e^- à des énergies au centre-de-masse comprises entre $\sqrt{s}=90$ et 209 GeV. Il a une circonférence de 26.7 km et il est enterré à une profondeur comprise entre 50 et 100 m. Il possède huit zones de déflexion de 2.8 km séparées par huit sections droites (voir Figure II.1).

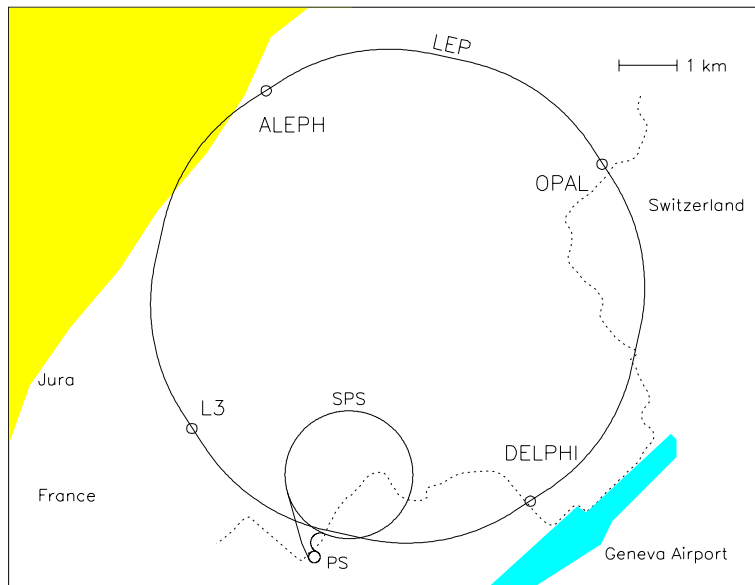


Figure II.1: Vue du LEP

Quatre des sections droites sont occupées par quatre expériences ALEPH [37], DELPHI [38], L3 [39] et OPAL [40]. Les faisceaux d'électrons et de positons qui se propagent en sens inverse dans le LEP collisionnent aux centres des quatre détecteurs. Entre 1989 et 1995 le LEP a tourné à des énergies proches de l'énergie de masse du boson Z^0 , entre $\sqrt{s} = 89.5$ et 93.1 GeV, produisant ainsi 4

millions de Z^0 . C'est la phase LEP 1. Puis en 1995 le LEP a commencé à monter en énergie (phase LEP 2), d'abord à $\sqrt{s} = 130\text{--}136$ GeV, passant ensuite à 161 GeV en 1996, qui correspond au seuil de production de paires de boson W^\pm . Puis l'énergie est passé à 172 GeV (1996) puis 183 GeV (1997) et 189 GeV (1998). En 1999 le LEP a fonctionné aux énergies au centre-de-masse $\sqrt{s} = 192, 196, 200$ et 202 GeV. Finalement, l'année 2000 qui est la dernière année de fonctionnement du LEP a produit des événements à des énergies au centre-de-masse comprises entre $\sqrt{s} = 200$ et 209 GeV, principalement autour de 205 et 207 GeV. La Figure II.2 montre la répartition de la luminosité collectée par l'expérience L3 pour chacune des énergies au centre-de-masse de la phase LEP 2.

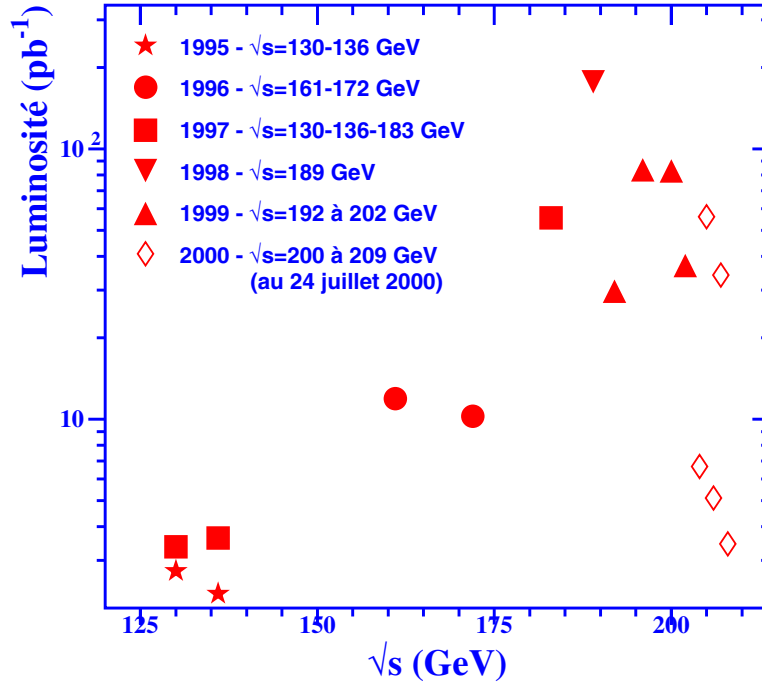


Figure II.2: Répartition de la luminosité collectée par L3 durant la phase LEP 2.

Pour simplifier, nous désignerons l'ensemble des données de 1999 sous l'appellation $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV qui est l'énergie moyenne pondérée par la luminosité, et de la même façon les données collectées en 2000 sous l'appellation $\langle \sqrt{s} \rangle = 205$ GeV. Les résultats présentés dans ce mémoire porteront sur les données collectées à partir de $\sqrt{s} = 183$ GeV. Dans la Table II.1 sont répertoriés les paramètres importants du LEP qui se réfèrent à l'état du LEP en 1999. Le LEP est décrit en détail dans la référence [41].

II.2 Caractéristiques générales du détecteur L3

Le détecteur L3 est situé sur le point d'interaction $n^\circ 2$ du LEP à une profondeur de 50 m environ. Ces dimensions sont $14 \times 14 \times 16$ m (voir Figure II.3). Il est complètement entouré d'un aimant de 7800 tonnes qui produit un champ magnétique constant parallèle aux faisceaux de 0.5 T dans la partie centrale du détecteur et de 1.24 T dans les parties avant et arrières. La Figure II.4

Circonférence	26658.883 <i>m</i>
Fréquence des cavités RF	352.20904 <i>MHz</i>
Puissance total des RF	16 <i>MW</i>
Radiation synchrotron	260 <i>MeV/tour</i>
Durée entre deux collisions de faisceau	$\sim 11 \mu s$
Luminosité maximale	$3 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$
Nombre de paquets par faisceau	4
Nombre de particules par paquet	41.6×10^{10}
Temps de vie moyen d'un paquet	8 heures
Erreur sur la mesure de \sqrt{s}	environ 50 <i>MeV</i>
Energies atteintes	89.5 à 209 <i>GeV</i>

Tableau II.1: Paramètres importants du LEP.

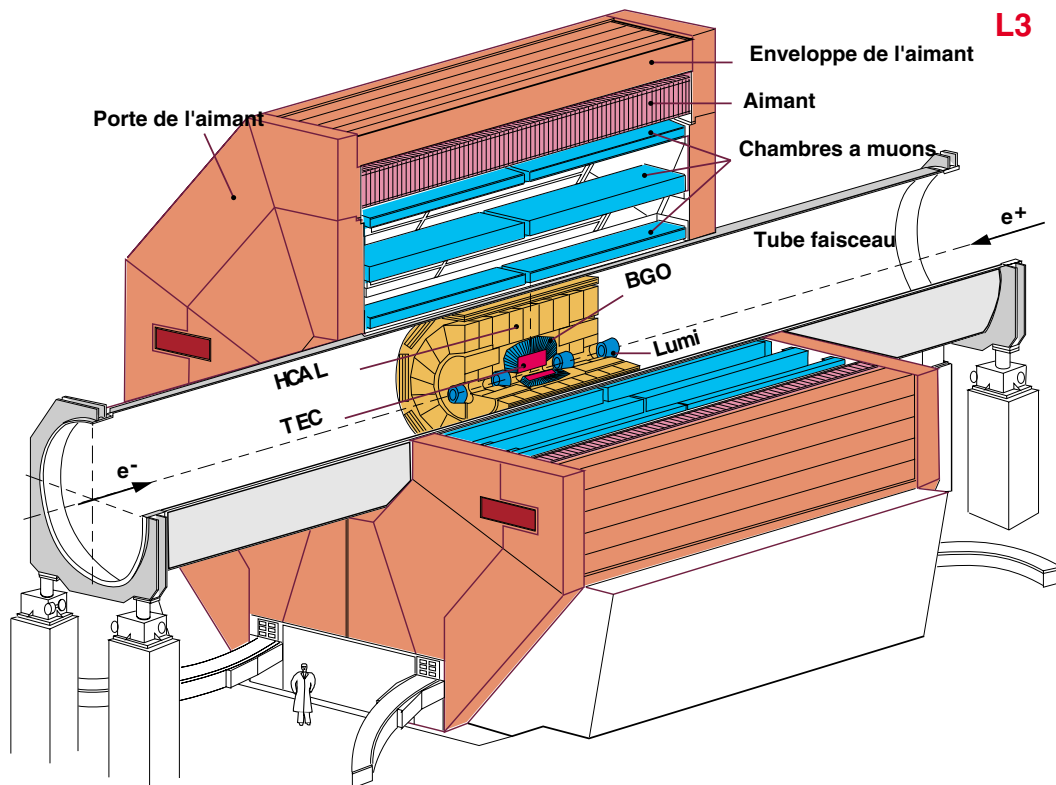


Figure II.3: Vue en perspective de L3.

montre une coupe longitudinale de L3 faisant apparaître les différents sous-détecteurs. Lorsque l'on part du point d'interaction des faisceaux e^+e^- qui se situe au centre de L3, et que l'on s'éloigne vers l'extérieur on rencontre successivement les sous-détecteurs suivants :

- Le détecteur de micro-vertex au silicium (Silicon Microvertex Detector) dont le rôle est de mesurer précisément les traces chargées près du point de collision,
- la chambre à traces (Time Expansion Chamber) qui détecte les traces des particules chargées,
- Les FTC (Forward Tracking Chambers) et les chambres Z (Z-chambers) qui améliorent la mesure des traces chargées, notamment la coordonnée z ,
- le calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO (Electromagnetic CALorimeter ou BGO) de grande résolution permettant la mesure de l'énergie et de l'impact des photons et des électrons/positons notamment,
- le calorimètre électromagnétique EGAP qui complète l'herméticité du BGO,
- les scintillateurs qui mesurent le temps de vol des particules,
- le calorimètre hadronique (Hadronic CALorimeter) qui mesure l'énergie des hadrons,
- le filtre à muons chargé de d'arrêter les hadrons n'ayant pas interagi dans les calorimètres et pouvant simuler un muon,
- le spectromètre à muons (MUon CHambers) qui mesure l'impulsion des muons.

L'ensemble est complété par des luminomètres à l'avant et à l'arrière de L3 très proches du tube faisceau et des ALR (Active Lead Rings), un calorimètre destiné à mesurer les photons et électrons/positons émis à bas angle. Le système de référence de L3 est défini avec l'origine au centre du détecteur. L'axe z est parallèle au tube faisceau et pointe dans la direction du faisceau d'électrons. L'axe x est horizontal et pointe vers le centre du LEP, et l'axe y est vertical. Le détecteur L3 ayant une symétrie cylindrique autour de l'axe des faisceaux, on utilisera les coordonnées cylindriques dans ce qui suit, c'est-à-dire que l'angle polaire sera noté θ et l'angle azimuthal Φ .

II.3 Calorimétrie électromagnétique de L3

Je commence la description du détecteur L3 par la présentation des calorimètres BGO et EGAP. En effet durant ma thèse j'ai travaillé principalement sur ces deux sous-détecteurs c'est pourquoi je leur ai attribué un chapitre plus important.

L3 dispose de deux calorimètres électromagnétiques. Le plus important est un calorimètre à cristaux de Germanate de Bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$) qui sera appelé BGO par la suite. Le second est un calorimètre de type SPACAL (SPAggetti CALorimeter) c'est-à-dire un ensemble de fibres scintillantes prises dans une brique de plomb. Il s'appelle EGAP et sert à compléter l'herméticité du BGO. Le rôle de ces deux détecteurs est de mesurer précisément l'énergie et l'impact des particules issues du *vertex* de collision, notamment les particules *électromagnétiques* que sont les photons γ et les électrons/positons e^+/e^- .

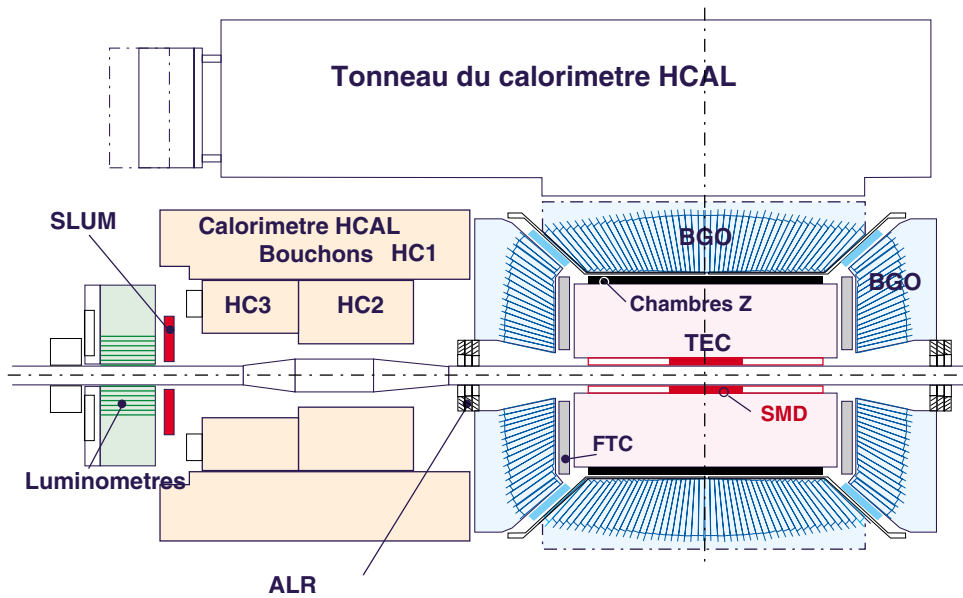


Figure II.4: Vue en coupe longitudinale de l'intérieur du détecteur L3.

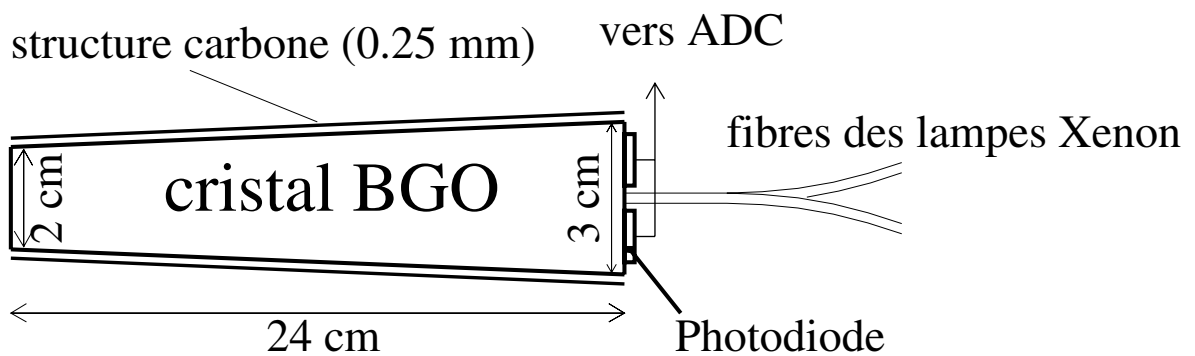


Figure II.5: Vue d'un cristal de BGO

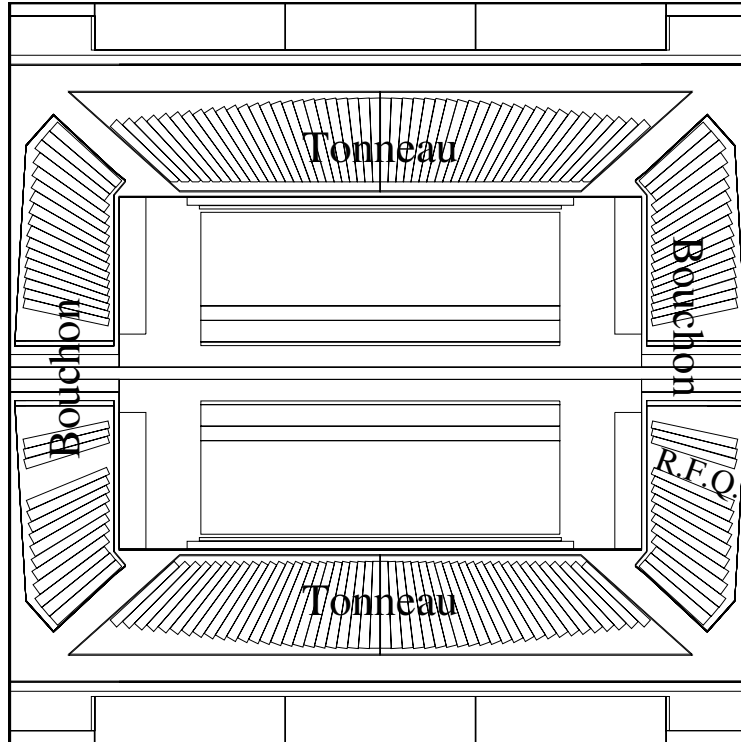


Figure II.6: Coupe longitudinale du calorimètre à cristaux de BGO de L3

II.3.1 Le calorimètre BGO

Le calorimètre électromagnétique BGO [39, 42, 43] est un assemblage d'environ 11000 cristaux (voir Figure II.3.1) de Germanate de Bismuth qui est un matériau scintillant. Lorsqu'une particule traverse le BGO, elle développe à l'intérieur du calorimètre une *gerbe* électromagnétique, c'est-à-dire qu'elle perd son énergie en produisant dans la matière un grand nombre de paires e^+e^- et des γ , qui eux-même créent d'autres paires e^+e^- et des γ , et ainsi de suite jusqu'à épuisement de l'énergie de la particule incidente qui est ainsi transformée en lumière de *scintillation*. Grâce à la faible longueur de radiation du BGO ($X_0 = 1.12$ cm), toute l'énergie d'un photon ou d'un électron/positon de 50 GeV est contenue à l'intérieur du BGO pour une longueur de cristal de 24 cm. Ce n'est pas le cas des autres particules, hadrons et muons. Cela permet donc une bonne identification des γ et e^+/e^- . De plus, le faible rayon de Molière R_M défini comme le rayon d'un cylindre d'axe la direction de la particule électromagnétique qui contient 90% de son énergie permet de différencier aisément des particules même très proches et autorise une bonne mesure angulaire. Pour profiter de cette qualité on a volontairement choisi une surface des cristaux petite (2×2 cm² sur la face avant du cristal c'est-à-dire celle qui est la plus proche du point d'interaction, et 3×3 cm² sur la face arrière). Pour résumer, le BGO est un calorimètre très compact, de bonne granularité et parfaitement adapté à la mesure précise de l'énergie et de la position des γ et e^+/e^- . On a répertorié dans la Table II.2 les caractéristiques du BGO :

Les dimensions d'un cristal (Figure II.3.1) sont en moyenne :

- une longueur de 24 cm correspondant à $21.4 X_0$,
- une surface avant (orientée vers le vertex) de 2×2 cm²,

Densité (g/cm^3)	7.13
Longueur de radiation X_0 (cm)	1.12
Longueur d'interaction (cm)	22
Rayon de Molière R_M (cm)	2.3
dE/dx au minimum d'ionisation (MeV/cm)	9.1
Production relative de lumière (en %) par rapport au $NaI(Tl)$	8-15
Longueur d'onde d'émission au pic (nm)	480
Temps d'émission (ns)	300
Indice de réfraction	2.15
Coefficient de température (%/degré Celsius)	-1.55 (à 25°)
Résolution intrinsèque $\sigma(E)/E$	$0.5\%/\sqrt{E(GeV)}$

Tableau II.2: **Propriétés du BGO**

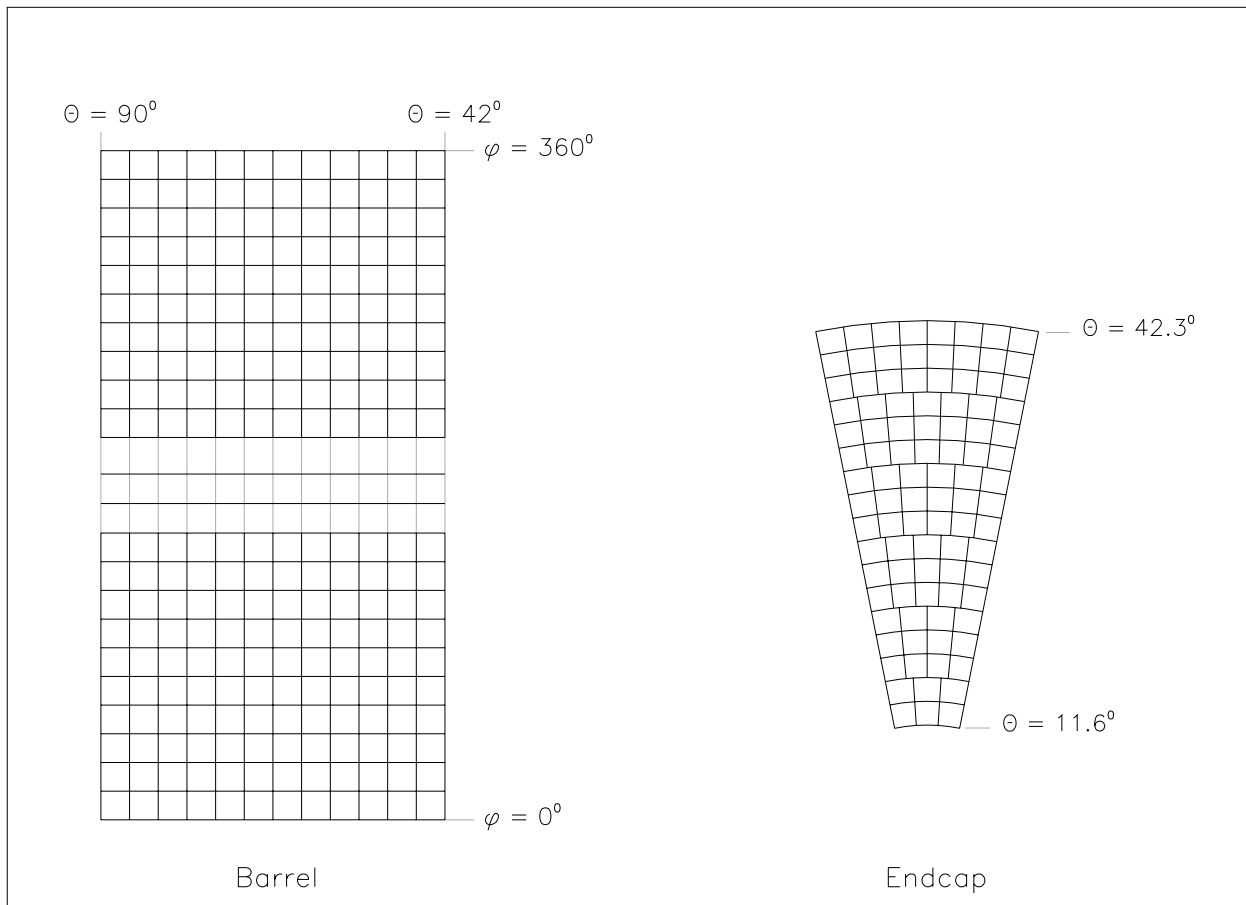


Figure II.7: **Disposition des cristaux de BGO dans un demi-tonneau et dans un octant des bouchons.**

- une surface arrière (orientée vers l'extérieur) de $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

Le calorimètre est divisé en deux ensembles : la partie centrale appelée *tonneau* couvre la région d'angle polaire $42.3^\circ \leq \theta \leq 137.7^\circ$ ce qui correspond à 74% de l'angle solide, et deux *bouchons* placés à l'avant et à l'arrière qui couvrent la région angulaire $11.6^\circ \leq \theta \leq 36.7^\circ$ et $143.3^\circ \leq \theta \leq 168.4^\circ$ soit 18% de l'angle solide. Dans la Figure II.3.1 on a représenté une vue en coupe du BGO, tandis que la Figure II.3.1 montre la disposition géométrique des cristaux dans un demi-tonneau et dans un des huit secteurs d'un bouchon. Le tonneau est composé de deux demi-tonneaux de 3840 cristaux chacun, 160 cristaux en Φ et 24 cristaux en θ . Chaque bouchon contient 1526 cristaux et est divisé en 8 secteurs en Φ . Contrairement à ce qui avait été initialement prévu, les deux bouchons et le tonneau ne se touchent pas ce qui laisse deux espaces vides de 5° environ en θ . Cet espace est couvert depuis 1996 par le calorimètre EGAP qui sera décrit plus loin. Les cristaux sont assemblés sur une structure rigide en fibre de carbone qui fait 1 cm d'épaisseur en face des cristaux ($0.04 X_0$), comme représenté sur la Figure II.3.1. Les cristaux du tonneau ne pointent pas exactement vers le vertex mais sont légèrement décalés d'un angle de 10 mrad en Φ , afin d'éviter que des particules n'échappent à la détection en passant dans les interstices entre les cristaux. L'écart entre deux cristaux est en moyenne de $250 \mu\text{m}$.

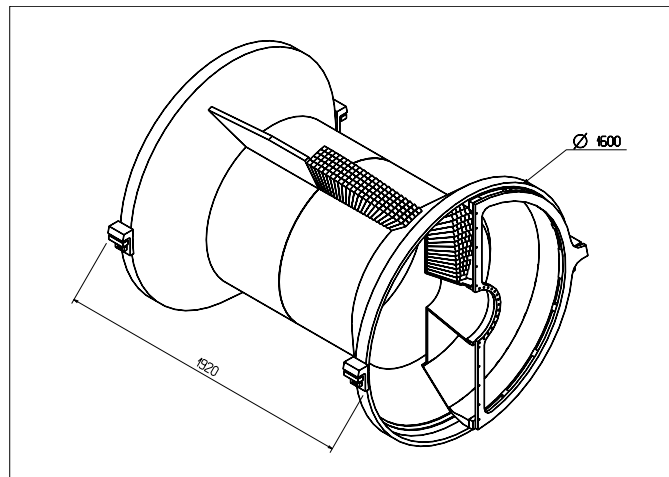


Figure II.8: Support en fibre de carbone sur lequel sont assemblés les cristaux du BGO.

II.3.2 Electronique de lecture

Le BGO ainsi que l'ensemble du détecteur L3 doit fonctionner dans un champ magnétique ambiant de $0.5 T$. Cette contrainte a été prise en compte dans le choix de l'électronique d'acquisition. La lumière de scintillation est collectée par deux photodiodes Hamamatsu S-2662 installées sur la face arrière du cristal. Ces photodiodes ont une efficacité de 60% environ, pour une surface totale de 3 cm^2 . On ne pouvait guère couvrir une surface supérieure car il fallait laisser la place pour les fibres optiques du système Xénon (voir partie I.3.4). Les deux photodiodes sont placées sur la face extérieure du cristal, et pour collecter le maximum de lumière produite, les faces des cristaux sont recouvertes d'une peinture réfléchissante. Le signal en provenance des photodiodes est ensuite amplifié par un préamplificateur qui est placé derrière le cristal. Ces préamplificateurs ont été conçus à l'IPN de Lyon. Le signal en sortie est alors de $50 \mu\text{V}/\text{MeV}$ d'énergie déposée, mais surtout il est *proportionnel* à la charge collectée donc à l'énergie de la particule incidente. Le bruit électronique corrélé hors-ligne entre les diverses électroniques de l'expérience a été estimé

puis soustrait [44]. Grâce à cela le bruit électronique de l'ensemble photodiodes-préamplificateur est de 1.5 MeV environ (Figure II.3.2).

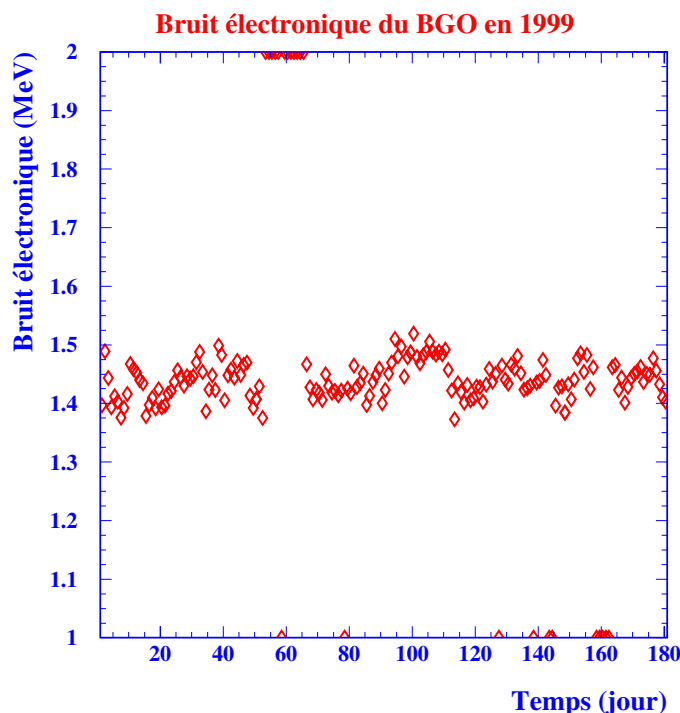


Figure II.9: Variation de l'amplitude du bruit électronique dans un cristal de BGO en fonction du temps pour l'année 1999.

II.3.3 Régulation thermique

L'intensité lumineuse de scintillation du BGO diminue de 1.55% par accroissement de température de 1 degré Celsius. Aussi doit-on maintenir la température du BGO quasi constante dans une tolérance de quelques dixièmes de degrés à l'aide d'un système de refroidissement à eau qui entoure le calorimètre et permet la régulation de sa température. Celle-ci est mesurée en permanence par deux senseurs collés l'un sur la face interne l'autre sur la face externe d'un cristal sur 12. Ainsi on dispose de 2×320 (tonneau) plus 2×128 (bouchons) points de mesure uniformément répartis. La Figure II.10 montre la température moyenne du BGO pour l'année 1999 mesurée sur la face avant des cristaux. La différence entre faces avant et arrière est quant à elle quasi négligeable. On remarque que la fluctuation de température sur l'année est de l'ordre du dixième de degré Celsius.

L'énergie mesurée dans le BGO est corrigée en fonction de la température du cristal, elle-même estimée par extrapolation entre les divers senseurs. La Figure II.11 montre l'évolution en fonction du temps de la température moyenne de l'un des bouchons du BGO pour l'année 1999, mesurée sur les deux faces. On remarque que certains points sont assez éloignés de la valeur moyenne. Comme un si brusque changement de température est impossible, ces points sont sans aucun doute des erreurs de mesure. Cela peut arriver, si par exemple l'algorithme d'extrapolation de la température entre les senseurs (qui est assez complexe) diverge totalement pour une région du BGO. Cependant ces différences sont minimales et contrôlées. La loi de correction de température est la suivante [45] :

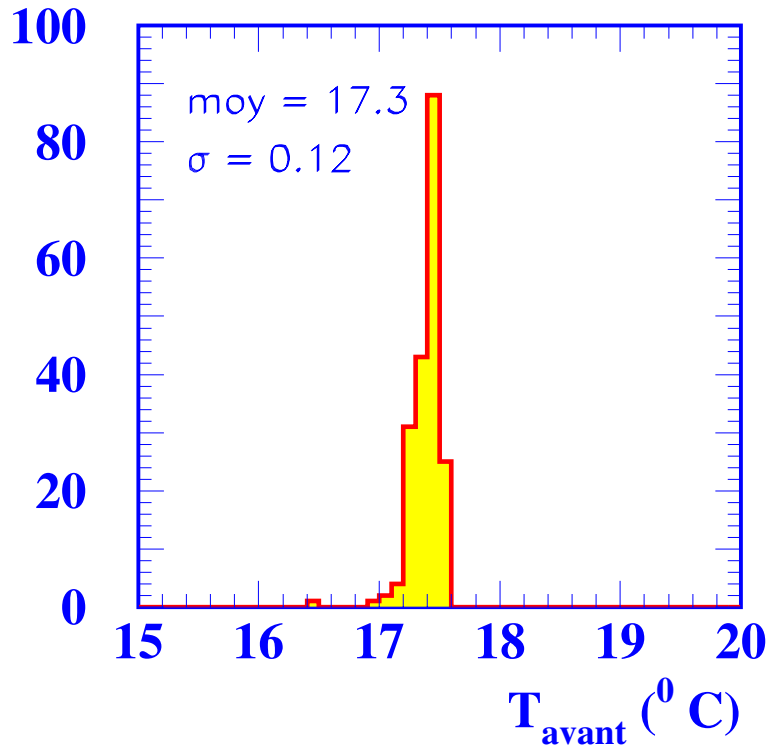


Figure II.10: **Température du BGO pour l'année 1999.**

$$E_{vraie} = \epsilon \cdot E_{mesurée}$$

$$\epsilon = 1 + 0.0155(T_C - 18^\circ \text{ C})$$

(18° C est la température de référence)

$$T_C = T_{avant} + \eta(E)(T_{arrière} - T_{avant})$$

où T_{avant} et $T_{arrière}$ désignent respectivement les températures du cristal sur sa face avant et sa face arrière et $\eta(E)$ est une fonction de l'énergie qui vaut 0.273 pour une énergie E de 10 GeV [46]. Aussi la correction de température est-elle toujours assez petite, de quelques % au maximum. On notera que cette formule n'est vraie que si la différence entre T_{avant} et $T_{arrière}$ reste petite, ce qui est toujours le cas pour le BGO.

II.3.4 Réponse du BGO en fonction du temps et moniteur à Xenon

La réponse du BGO varie au cours du temps. Il existe plusieurs causes: les accidents de faisceau qui provoquent par irradiation des variations brusques de l'efficacité (voir partie I.2.5), et une variation plus lente et régulière au cours du temps dont la ou les causes ne sont pas clairement établies. Plusieurs hypothèses se sont faites jour: vieillissement de la colle qui fixe les photodiodes, ou des photodiodes elles-mêmes... Quoi qu'il en soit, cette diminution de l'intensité lumineuse du BGO au cours du temps a été constatée tout au long des douze années de prise de données de L3. Cette perte qui représente seulement 8% sur 10 ans a d'abord été très rapide puis s'est ralentie, comme le montre la Figure II.12, qui représente l'amplitude en unités arbitraires d'un signal en fonction du temps pour la période de données 1991 à 1999, et ce pour les deux demi-tonneaux. On constate par ailleurs que les deux parties du tonneau n'évoluent pas de la même manière. La raison

Températures du Bouchon 2 pour l'année 1999

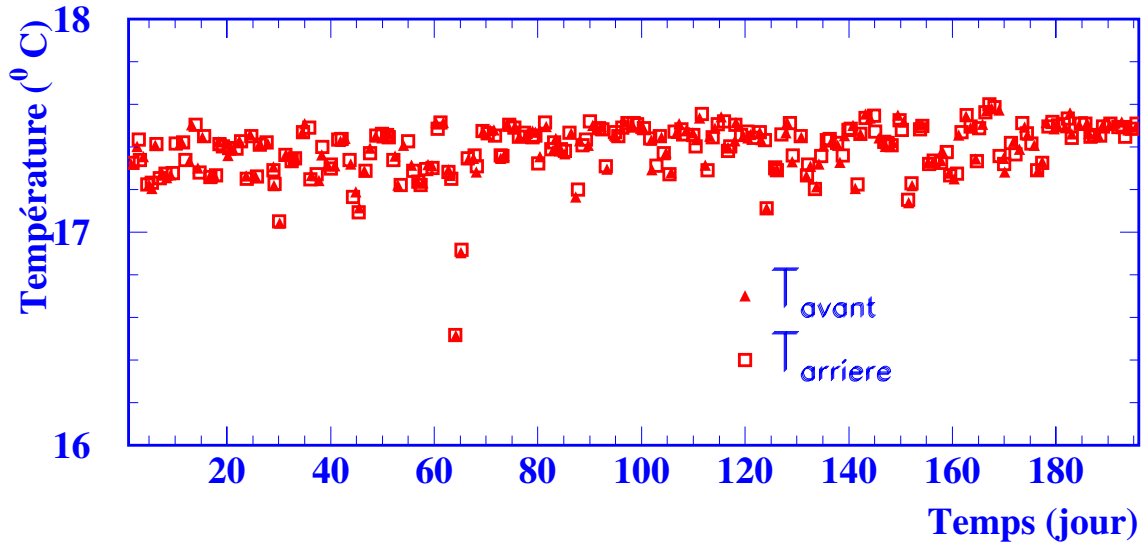


Figure II.11: **Température moyenne de l'un des bouchons du BGO en fonction du temps, pour l'année 1999.**

est que l'un des demi-tonneaux est plus vieux que l'autre, car il est composé des premiers cristaux de BGO fabriqués qui ont servi aux différentes calibrations avant le démarrage de l'expérience. On peut reproduire la perte au cours du temps par la fonction mathématique suivante [47, 48] :

$$F(t) = \frac{a}{t + t_0} + C_\infty$$

où les valeurs des constantes a , t_0 et C_∞ sont différentes pour chaque demi-tonneau et chaque bouchon. Dans la Table II.3 on a donné les valeurs de ces constantes obtenues à partir des données de calibrations enregistrées entre 1991 et 1999.

Région	a	t_0	C_∞
Demi-tonneau 1	198.3 ± 6.0	1687.0 ± 42.2	0.886 ± 0.010
Demi-tonneau 2	206.7 ± 6.5	1853.2 ± 45.8	0.896 ± 0.011
Bouchon 1	205.4 ± 13.8	3443.6 ± 137.6	0.948 ± 0.019
Bouchon 2	215.4 ± 14.3	4038.0 ± 164.2	0.955 ± 0.016

Tableau II.3: **Résultats de l'ajustement mathématique de la réponse au cours du temps des quatres régions du BGO.**

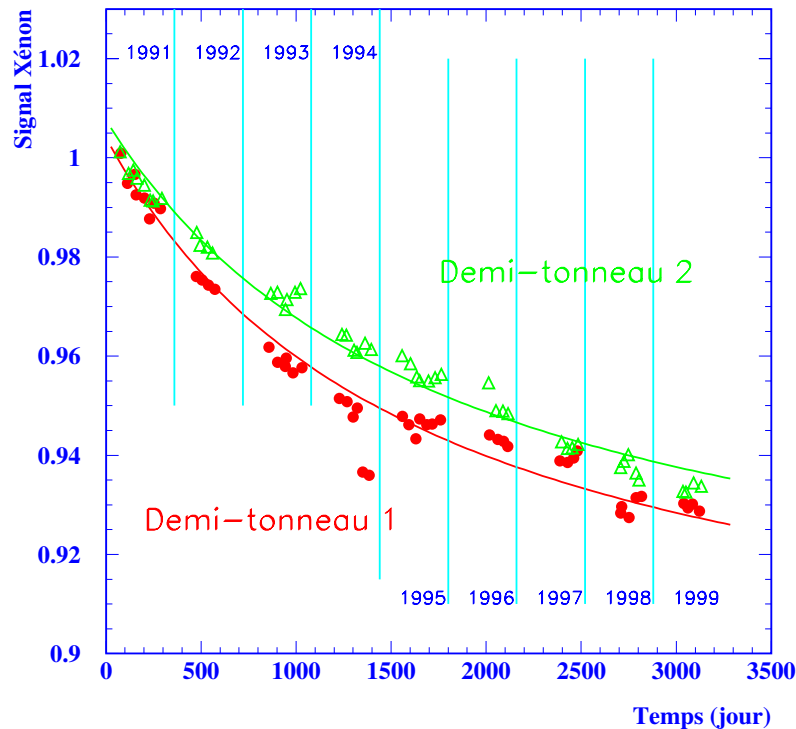


Figure II.12: Evolution de l'amplitude d'un signal au cours du temps pour les deux demi-tonneaux du BGO.

Le moniteur à lampes à Xénon

Les points de la Figure II.12 ont été obtenus grâce au moniteur à lampes à Xénon [47, 49, 50]. Il existe 16 lampes à Xénon pour le tonneau et 16 aussi pour les deux bouchons. La lumière des lampes est injectée dans les cristaux de BGO par leur face arrière en utilisant des fibres optiques, selon le dispositif schématisé sur la Figure II.13.

La lumière de la lampe à Xénon simule le développement d'une gerbe électromagnétique dans le cristal. On compare ensuite la réponse du pré-amplificateur du cristal avec celles de deux photomultiplicateurs et d'une photodiode de référence. Les photomultiplicateurs sont eux-mêmes calibrés grâce à une source radioactive d'Américium 241. On peut ainsi contrôler l'efficacité de collection de lumière et les gains électroniques des photodiodes. Cela permet également de suivre et de corriger toutes les variations d'intensité lumineuse du BGO, notamment les pertes dues aux accidents de faisceau. Il arrive en effet que le faisceau d'électrons ou de positons du L.E.P. soit perdu dans l'un des bouchons (presque jamais dans le tonneau) du BGO. Temporairement l'efficacité de collection de lumière des cristaux touchés est fortement diminuée, comme on peut le voir sur la Figure II.14, qui montre l'évolution de l'intensité de collection de lumière d'un cristal dans l'un des bouchons. On voit ainsi clairement les chutes brutales de l'efficacité après les irradiations durant l'année 1998. Grâce à un phénomène de récupération des cristaux de BGO, l'efficacité revient rapidement à un niveau proche de son origine. En 1999 par contre il n'y a pas eu d'irradiation importante du BGO et la perte au cours du temps est très faible et régulière. Le moniteur à lampes à Xénon est un système très robuste et très efficace qui permet d'enregistrer quotidiennement les variations individuelles des cristaux de BGO pour pouvoir ensuite corriger l'énergie mesurée (pour plus de détails sur le moniteur Xénon voir [51-53]).

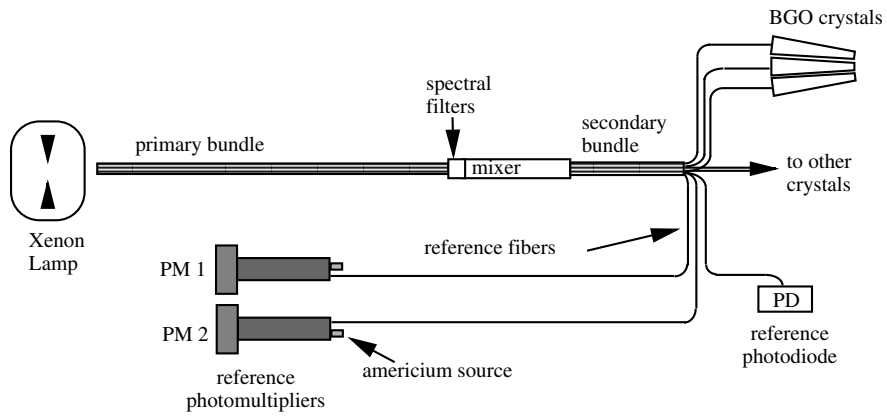


Figure II.13: Principe du moniteur à lampes à Xénon.

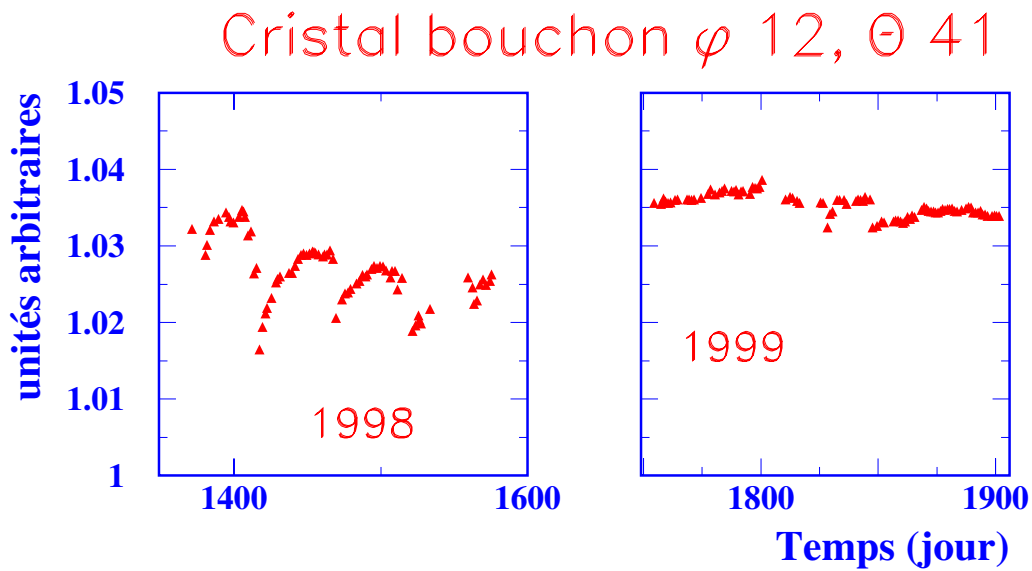


Figure II.14: Evolution au cours du temps de l'intensité d'un cristal des bouchons durant l'année 1998 et 1999.

II.3.5 Mesure de particules électromagnétiques avec le BGO

Lorsqu'une particule électromagnétique, électron, positon ou photon, frappe le BGO, elle dépose à peu près toute son énergie dans un groupe restreint de cristaux. La somme des énergies de tous les cristaux du dépôt est une bonne approximation de l'énergie initiale, mais pour améliorer la précision on a recours à deux quantités (voir Figure II.15) :

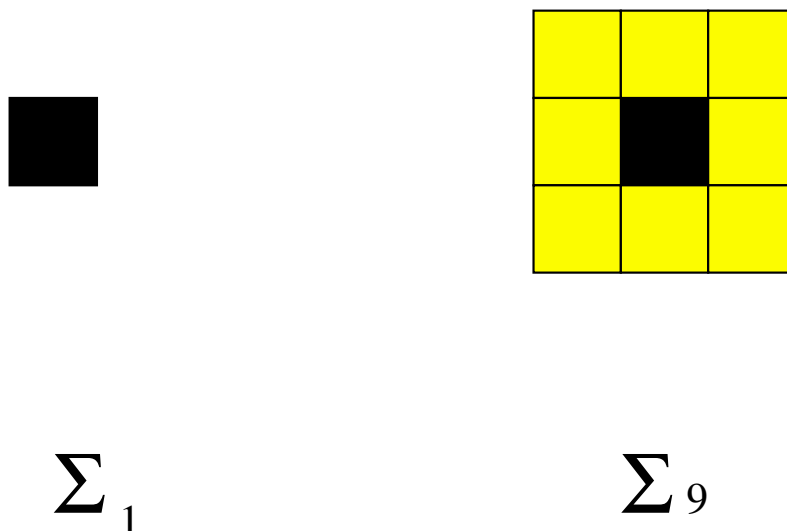


Figure II.15: Σ_1 et Σ_9 .

- Σ_1 : c'est l'énergie du cristal "central", c'est-à-dire celui qui possède la plus grande énergie du dépôt,
- Σ_9 : obtenu en ajoutant à Σ_1 les énergies des huit cristaux qui entourent le cristal central.

Sur la Figure II.16 on voit en (a) la distribution de l'énergie dans le cristal central Σ_1 et en (b) la distribution de Σ_9 normalisées par l'énergie totale pour des particules électromagnétiques. L'histogramme représente les données de 1999 et la courbe est le résultat de l'ajustement des données par une fonction mathématique. On observe que 72% en moyenne de l'énergie de la particule se trouve dans le cristal central, tandis que plus de 92% est contenue dans les 9 premiers cristaux. La résolution de $\frac{\Sigma_9}{E_{total}}$ est à peu près de 3%. On peut l'améliorer en calculant à partir de Σ_1 et Σ_9 l'énergie corrigée, E_{corr} , de la particule, qui s'exprime de la manière suivante [54] :

$$E_{corr} = \frac{\Sigma_9}{\alpha \frac{\Sigma_1}{\Sigma_9} + \beta}$$

Les paramètres α et β dépendent de la position du dépôt. Si le dépôt est localisé dans le tonneau, les valeurs sont $\alpha = 0.1231$ et $\beta = 0.8222$. Dans le cas des bouchons, les valeurs de α et β changent

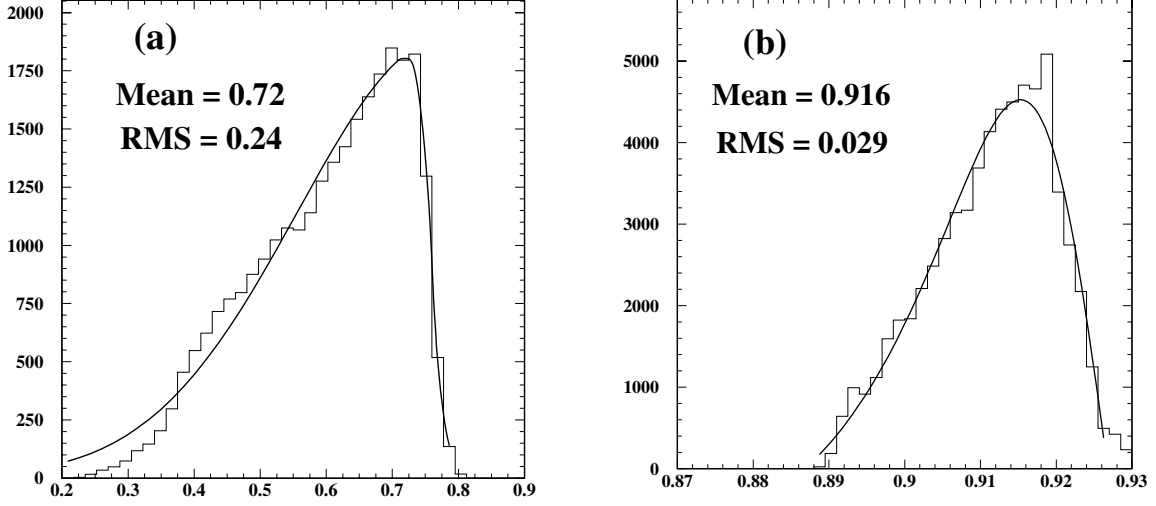


Figure II.16: (a) : $\frac{\Sigma_1}{E_{total}}$ et (b) : $\frac{\Sigma_9}{E_{total}}$.

en fonction de la position du cristal central dans l'octant auquel il appartient, chaque cristal ayant son couple de valeurs [43, 65]. Cela est dû à la géométrie compliquée des bouchons (voir Figure II.3.1). Il existe une autre définition de l'énergie corrigée d'une particule électromagnétique. Elle s'appelle E_{best} et ne se différencie de E_{corr} que pour des particules électromagnétiques de moins de 3 GeV. Pour de telles énergies on définit la variable Σ_6 qui est la somme des six cristaux les plus énergiques à l'intérieur de la matrice 3×3 . Cette variable est mieux appropriée pour connaître précisément la vraie énergie de la particule, car au-dessous de 3 GeV la gerbe électromagnétique ne se développe que sur un faible nombre de cristaux. Utiliser Σ_9 surestime l'énergie incidente en ajoutant le bruit électronique des cristaux avoisinant le dépôt. L'énergie corrigée s'écrit alors [55] :

$$E_{best} = \frac{\Sigma_6}{C_1 \frac{\Sigma_1}{\Sigma_6} + C_2}$$

où C_1 et C_2 sont des constantes qui varie selon l'énergie de la particule incidente. La Table II.4 montre les valeurs que prennent C_1 et C_2 pour différents intervalles d'énergie dans le cas du tonneau uniquement. Ces valeurs ont été calculées à partir d'événements Monte-Carlo. Pour les bouchons, les constantes C_1 et C_2 dépendent de la position du cristal central.

L'intérêt de cette nouvelle définition réside surtout dans l'étude des π^0 de basse énergie. Ceux-ci se désintègrent principalement en une paire de γ , et la mesure très précise de l'énergie des deux photons permet une très bonne détermination de la masse du π^0 [56]. On l'utilise aussi dans l'étude de la production de J/Ψ qui peut se désintégrer en une paire e^+e^- de basse énergie [55, 57] ou l'étude de la désintégration des baryons Σ^0 et Σ^+ où interviennent des γ ou des π^0 [58] ou encore dans le cas de désintégrations rares comme $b \rightarrow s\gamma$ [59]. Dans toutes ces études on utilise les caractéristiques de la gerbe dans le BGO (étalement latéral, χ_{BGO}^2) pour distinguer les π^0 des γ .

Ensuite il faut encore appliquer des corrections sur E_{corr} pour tenir compte des effets de température et de variations au cours du temps, dont nous avons parlé plus haut. On obtient la mesure de l'énergie en appliquant la formule :

$$E_{mesurée} = X_{temp} \cdot X_{Xénon} \cdot E_{corr}$$

où X_{temp} représente le facteur correctif dû à la température et $X_{Xénon}$ corrige les variations au cours du temps de l'intensité du signal.

Intervalle d'énergie (MeV)	C_1	C_2
0 à 200	0.07304	0.8436
200 à 400	0.10502	0.8270
400 à 800	0.12912	0.8039
800 à 1200	0.09347	0.8207
1200 à 1600	0.08027	0.8255
1600 à 2000	0.07922	0.8285
2000 à 2400	0.05705	0.8269
2400 à 2800	0.05811	0.8577
2800 à 3000	0.02504	0.8796

Tableau II.4: Valeurs des constantes C_1 et C_2 pour différents intervalles d'énergie dans le cas du tonneau uniquement.

II.3.6 Calibration du BGO

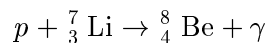
Le calorimètre à cristaux de BGO doit être régulièrement calibré [60]. Les sources de dégradation de sa résolution sont principalement le vieillissement des cristaux (voir partie I.3.4) et les irradiations dues aux accidents de faisceau, ces derniers concernant surtout les bouchons (voir Figures II.12 et II.14). La première calibration des cristaux a été faite en étudiant leur réponse à des muons issus de rayons cosmiques [61]. La lumière collectée pour différents points d'impact longitudinal (x) dans le cristal peut s'écrire :

$$\text{Intensité lumineuse} \simeq 1 + R \frac{L - x}{L}$$

où L est la longueur du cristal et R un terme de non-uniformité du BGO. La perte due à la non-uniformité du BGO est inférieure à 1% pour des énergies supérieures à 1 GeV. La Figure II.17 montre l'intensité de collection de lumière en fonction de la distance du point d'impact x à la face arrière du cristal pour tous les cristaux du tonneau. Ces distributions ont permis la première calibration du BGO. Ensuite on a vu dans la partie I.2.4 que le moniteur à lampes à Xenon permettait de suivre au cours du temps les évolutions de chacun des cristaux et de les corriger au besoin. Pour effectuer la calibration définitive du calorimètre, on utilise un dispositif [62] qui a été installé en 1995 et qui est utilisé depuis 1996, le RFQ (Radio-Frequency Quadrupole accelerator). Ce système permet une intercalibration des cristaux de BGO. La calibration absolue en énergie est ensuite donnée par les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (que l'on appelle abusivement "Bhabha") comme nous le détaillerons plus loin. On appelle cette calibration "RFQ+Bhabha".

Le RFQ

Le système de calibration de L3 est visualisé sur la Figure II.18. Le RFQ est un accélérateur d'ions H^- dont le faisceau est projeté sur une cible de Lithium placée à peu près au centre du détecteur. Il a fallu pour cela enlever neuf cristaux dans les deux bouchons du BGO. Ce trou constitue une zone morte du calorimètre. La capture radiative des protons dont l'énergie est de 1.85 MeV entraîne l'émission d'un grand nombre de photons d'énergie égale à 17.6 MeV par la réaction nucléaire suivante :



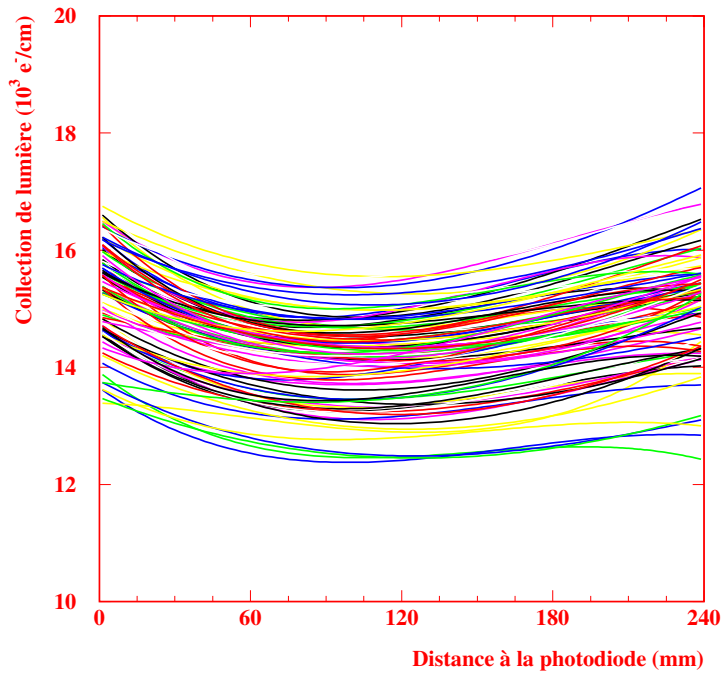


Figure II.17: Intensité de collection de lumière le long d'un cristal de BGO en fonction de la distance à la face arrière pour tous les cristaux du tonneau.

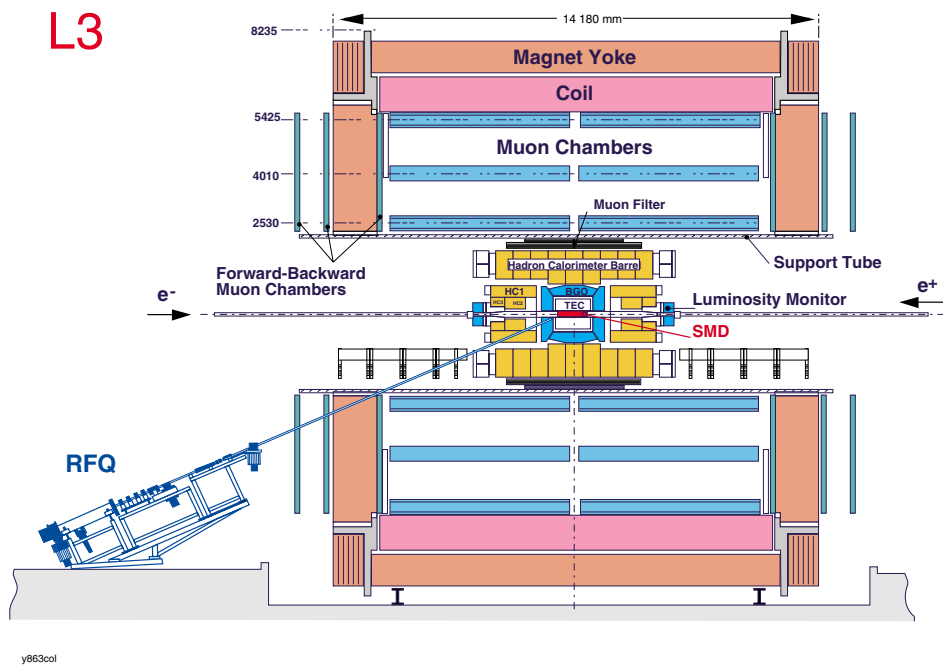


Figure II.18: L3 et le système RFQ de calibration du BGO.

C'est ce flux très intense de γ qui est utilisé pour calibrer le BGO. Une première calibration appelée "RFQ seul" réalisée à partir des photons de 17.6 MeV sera ensuite grandement améliorée par la méthode "RFQ + Bhabha" que nous décrirons ensuite.

Calibration "RFQ seul"

Les prises de données RFQ durent en général de 4 à 6 jours, pendant lesquels une dizaine de millions d'événements sont enregistrés. Le taux de photons reçus par un cristal varie beaucoup, à cause de la différence d'éloignement du cristal à la cible de Lithium et d'épaisseur des matériaux (TEC notamment) que doivent traverser les photons. Une distribution typique de l'énergie des photons dans un cristal de BGO est représentée sur la Figure II.19. Pour chacun des cristaux la constante de calibration "RFQ seul" est obtenue à partir de la formule suivante [63] :

$$\text{Constante} = \frac{E_{HH^+}}{HH^+ - \text{Piédestal}} \text{ KeV/Canal ADC}$$

où HH^+ est le point de calibration comme montré sur la Figure II.19 et qui est défini comme le point à mi-hauteur et à droite du maximum de la distribution des photons de 17.6 MeV. On admet que $E_{HH^+} \simeq 17.6$ MeV et le piédestal est défini comme la moyenne du bruit électronique. La résolution en énergie pour des électrons de 100 GeV après cette calibration est assez médiocre, de 2.5% environ. Ceci est largement dû à l'extrapolation des résultats d'une échelle de 17 MeV à 100 GeV (quatre ordres de grandeur). La non-linéarité du BGO, conséquence de la non-uniformité de la collection de lumière, détériore finalement la résolution.

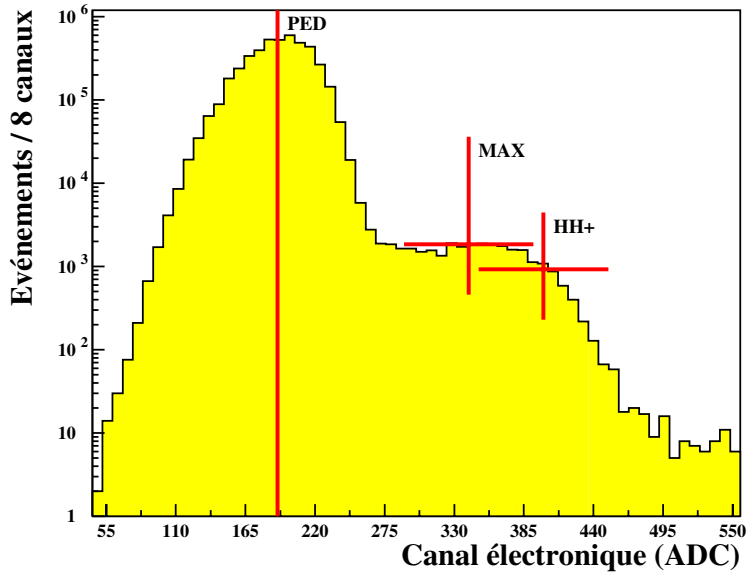


Figure II.19: Spectre typique de l'énergie des photons dans un cristal montrant la définition du point de calibration HH^+ .

Calibration "RFQ+Bhabha"

On utilise la calibration "RFQ seul" comme une intercalibration. Ensuite le spectre des électrons de haute énergie issus de la diffusion Bhabha est utilisé pour corriger tout effet géométrique ou de

non-linéarité du calorimètre. Le facteur de correction d'un cristal donné est obtenu via [64] :

$$\text{Facteur Correctif} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{ee}} \omega_i} \sum_{i=1}^{N_{ee}} \frac{E_{\text{faisceau}}}{E_i} \omega_i$$

où N_{ee} est le nombre de dépôts d'énergie qui contiennent le cristal en question dans une matrice de 3×3 cristaux centrée sur le cristal qui possède l'énergie maximale, E_{faisceau} est l'énergie du faisceau, E_i est l'énergie du $i^{\text{ème}}$ dépôt et ω_i est un poids assigné à ce $i^{\text{ème}}$ dépôt qui dépend de la position du cristal dans la matrice 3×3 . Pour chaque cristal on part de la première constante de calibration obtenue par la méthode "RFQ seul" pour obtenir un premier facteur correctif que l'on multiplie à la constante de départ. Cette procédure est ensuite répétée plusieurs fois jusqu'à convergence des constantes de calibration vers des valeurs stables. Une telle procédure itérative contribue grandement à l'amélioration de la calibration du BGO. Si une éventuelle calibration "Bhabha seuls" était réalisée, sans l'apport de la calibration "RFQ seul", les résultats seraient moins performants. La méthode "RFQ+Bhabha" apporte la meilleure calibration possible. Dans le cas des cristaux qui sont sur les bords du BGO, la calibration est plus difficile et en général imprécise à cause des fuites d'énergie hors du BGO.

L'échantillon d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ qui a été utilisé pour la calibration est issu de l'ensemble des données collectées depuis 1995 à l'énergie au centre-de-masse de 91.2 GeV. En effet, depuis 1996 en début de prise de données, le LEP tourne à 91.2 GeV durant deux à trois semaines, avant de monter à l'énergie nominale, puis éventuellement une semaine supplémentaire en cours d'année. Ces données sont utilisées pour la calibration des sous-détecteurs des quatre expériences du LEP. La section efficace de production d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ à 91.2 GeV, à cause des désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$, dépasse de plusieurs ordres de grandeur la section efficace aux hautes énergies de LEP 2. En effet la section efficace Bhabha dans l'acceptance $|\cos \theta_{e^+,e^-}| \leq 0.74$ qui est celle du tonneau est de 25.2 pb à $\sqrt{s} = 200$ GeV alors qu'elle est de 1.14 nb à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV. On dispose ainsi d'un nombre suffisant d'événements "Bhabha" pour calibrer le BGO. L'intérêt de ces événements est que les deux électron/positon issus de la réaction possèdent tous deux exactement l'énergie du faisceau.

Sélection d'événements "Bhabha"

Afin de connaître la résolution du calorimètre à cristaux de BGO après calibration, il faut utiliser un échantillon indépendant de celui qui a servi à calibrer. C'est pourquoi on détermine la résolution du BGO depuis le début de LEP2 avec les événements Bhabha collectés à des énergies au centre-de-masse de 189 GeV à 202 GeV. La représentation d'un événement Bhabha dans L3 est présentée sur la Figure II.20. La sélection de ces événements requiert :

1. au moins deux et au plus huit dépôts de plus de 100 MeV dans le BGO,
2. le dépôt le plus énergétique doit posséder au moins 80% de l'énergie du faisceau,
3. l'énergie du deuxième plus énergétique doit dépasser 5 GeV,
4. l'acolinéarité, qui est définie comme l'angle entre les directions des deux dépôts, doit être inférieure à 3° , ce qui permet de rejeter les événements radiatifs ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$),
5. seuls sont retenus les événements où le BGO était parfaitement opérationnel.

6. on définit les coupures angulaires suivantes :
- pour le tonneau : $44.0^\circ \leq \theta_{e^+,e^-} \leq 136.0^\circ$
 - pour les bouchons : $13.5^\circ \leq \theta_{e^\pm} \leq 34.0^\circ$ et $146.0^\circ \leq \theta_{e^\mp} \leq 166.5^\circ$

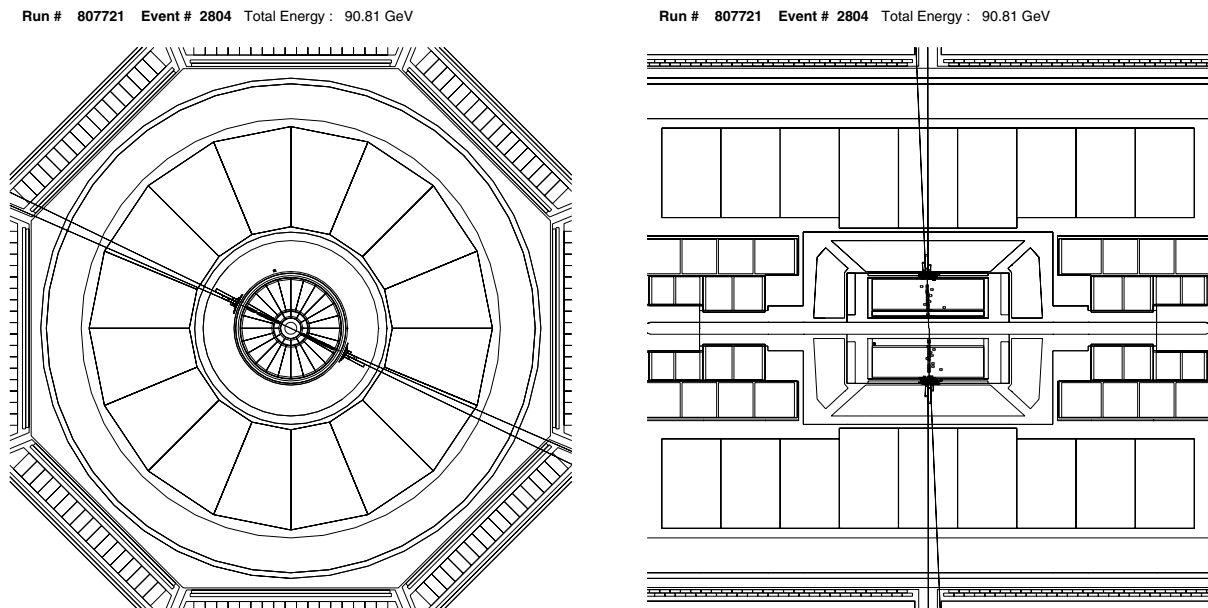


Figure II.20: **Un événement *Bhabha* reconstruit par le détecteur L3 (données collectées en 2000 à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV).**

Les coupures angulaires rejettent les événements qui sont trop près des bords du calorimètre, car alors toute l'énergie des particules électromagnétiques n'est pas déposée dans le BGO. Dans cette sélection aucune coupure n'est requise sur la trace chargée de la particule, ce qui fait que les événements $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ où les deux γ sont dos-à-dos sont conservés par la sélection. Ce n'est pas gênant car les dépôts de photons dans le BGO sont identiques à ceux des électrons/positons et l'énergie de chacun des deux photons est elle-aussi exactement égale à l'énergie du faisceau. Cela permet même d'augmenter un peu le nombre d'événements, qui est assez restreint à haute énergie, en particulier dans le tonneau. Enfin le bruit de fond provenant des événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+\nu_e\nu_\tau e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ ou $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ est négligeable.

La résolution en énergie du BGO

Sur les Figures II.21 et II.22 on a représenté les distributions pour le tonneau de l'énergie des électrons *Bhabha* normalisée à l'énergie du faisceau après la calibration "RFQ+Bhabha". L'histogramme représente les données collectées à LEP depuis 1997 au pic du Z^0 d'une part et aux énergies aux centre-de-masse $\sqrt{s} = 189$ à 202 GeV d'autre part, et la courbe est le résultat de l'ajustement par une fonction mathématique du type somme de deux gaussiennes. La Table II.5 résume les résolutions du tonneau et des bouchons du BGO obtenues à partir de ces données.

On a mesuré la résolution du BGO pendant les tests en faisceau avant le démarrage du LEP puis durant les prises de données à différentes énergies, de 100 MeV jusqu'à plus de 100 GeV (année 1999) et on obtient la distribution qui est représentée sur la Figure II.23. Elle varie en fonction de

	Pic du Z^0 $\sqrt{s} = 91.2$ GeV	Haute énergie $\sqrt{s} = 189$ à 202 GeV
Tonneau	$(1.07 \pm 0.01)\%$	$(1.00 \pm 0.01)\%$
Bouchons	$(1.02 \pm 0.01)\%$	$(0.778 \pm 0.007)\%$

Tableau II.5: Résolution du BGO obtenues à partir des données de LEP2.

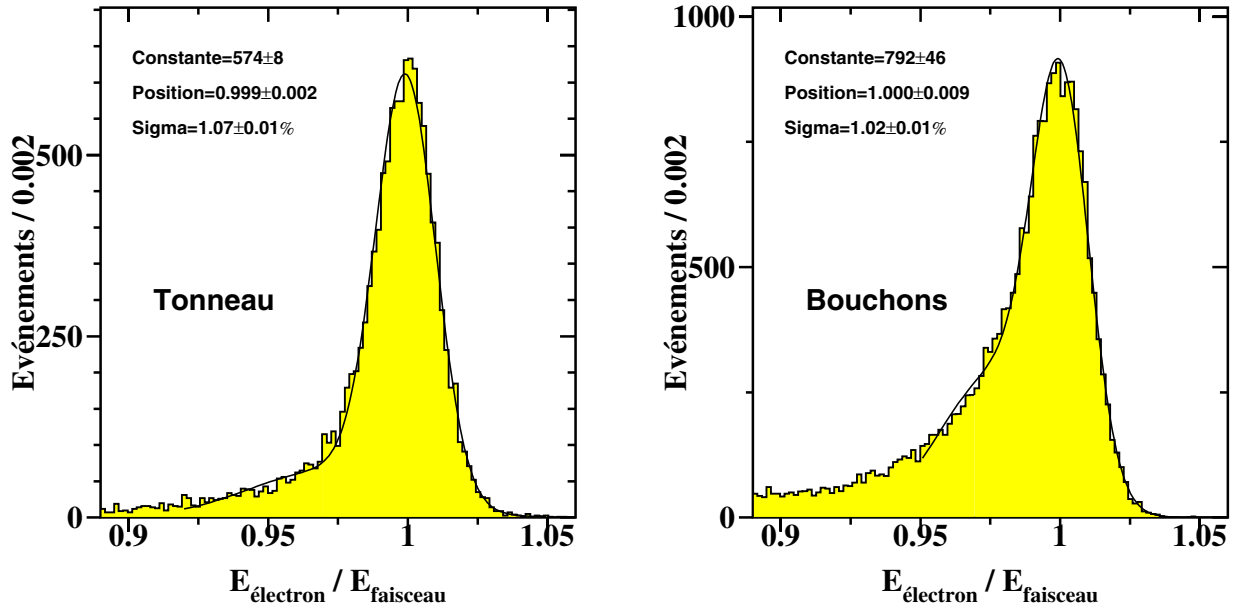


Figure II.21: Résolution en énergie du tonneau et des bouchons du BGO pour les données du pic du Z^0 après la calibration “RFQ+Bhabha”.

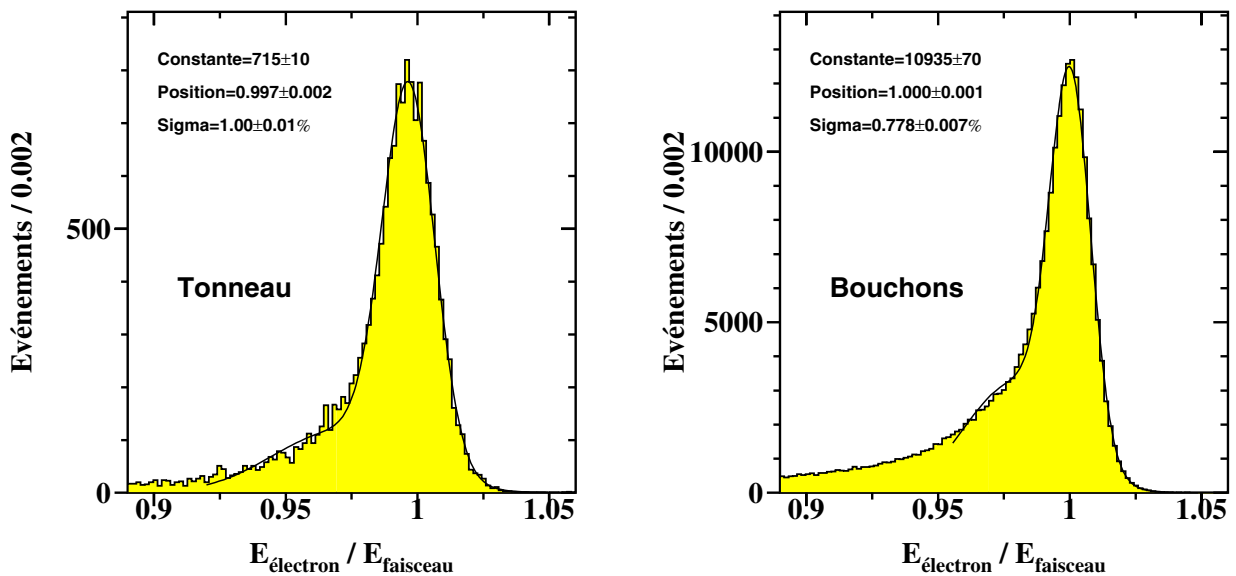


Figure II.22: Résolution en énergie du tonneau et des bouchons du BGO pour les données à $\sqrt{s} = 189-202$ GeV après la calibration “RFQ+Bhabha”.

l'énergie de la particule électromagnétique selon une loi [65] déterminée à partir des mesures en faisceau test, et qui est la somme quadratique de trois termes :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.8 \pm 0.2\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.4 \pm 0.03\% \oplus \frac{0.0008 \pm 0.0004\%}{E}$$

où E est exprimée en GeV. Les deux premiers termes caractérisent la résolution intrinsèque du BGO, et le troisième qui a été rajouté ensuite est dû au bruit électronique. La courbe sur la Figure II.23 représente $\frac{\sigma(E)}{E}$.

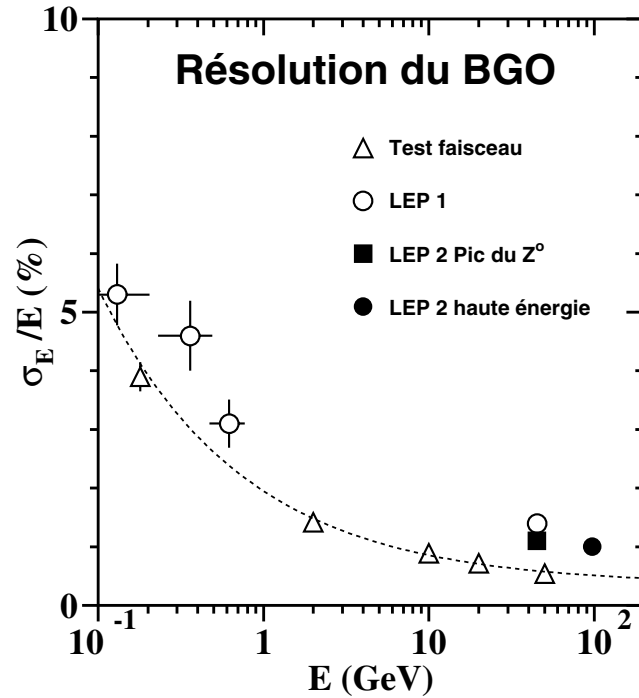


Figure II.23: Résolution en énergie du BGO (tonneau uniquement).

La résolution spatiale du BGO

On détermine la position d'une particule électromagnétique en utilisant l'information des cristaux de la matrice 3×3 où elle a déposée son énergie. Le centre de gravité est obtenu en pondérant la position de chaque cristal par l'énergie qu'il a reçue, ce qui nous donne les coordonnées de la particule par :

$$X = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i X_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad Y = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i Y_i}{\sum_{i=1}^9 E_i}$$

où (X_i, Y_i) et E_i sont les coordonnées et l'énergie reçue du cristal i . La résolution spatiale du point d'impact de la gerbe électromagnétique est donnée par la loi [65] :

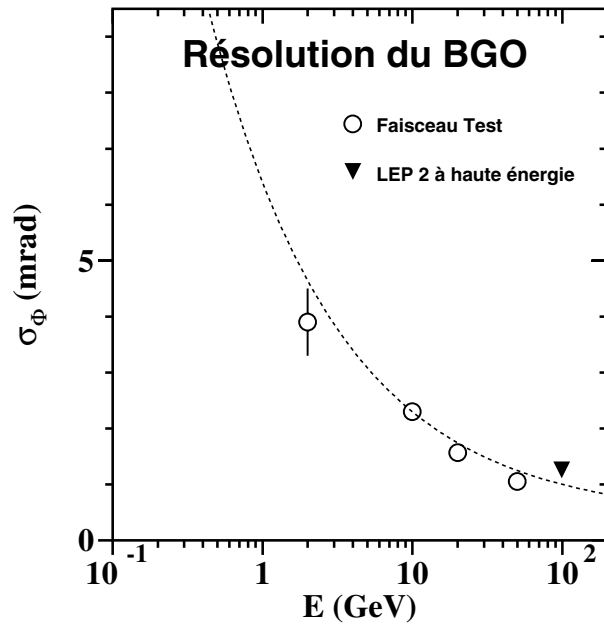


Figure II.24: Résolution angulaire de la partie tonneau du BGO.

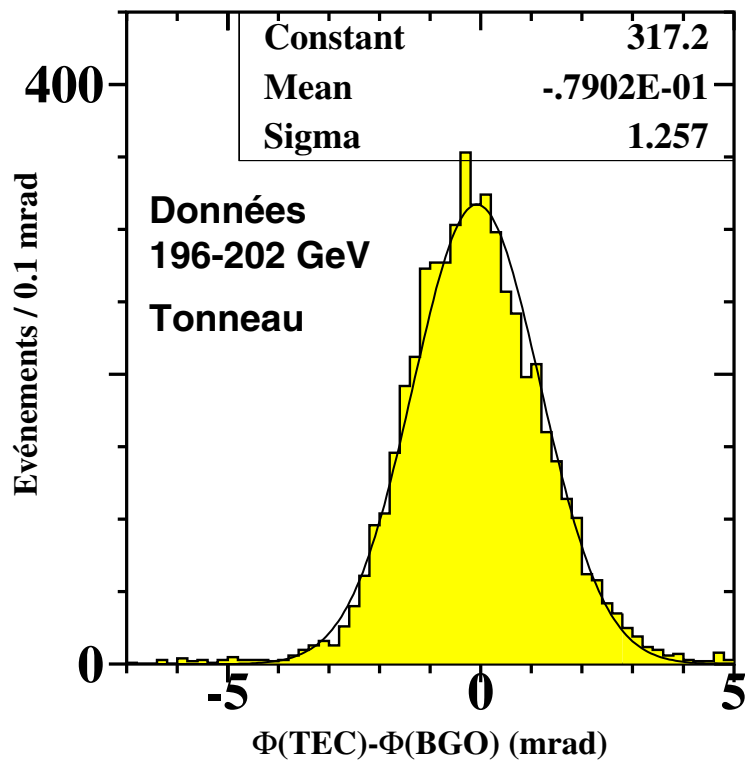


Figure II.25: Différence entre la mesure de l'angle azimuthal Φ par le BGO et par la chambre à traces.

$$\sigma(\theta, \Phi) = \left(\frac{6.0}{\sqrt{E}} + 0.4 \right) \text{ mrad}$$

où E est exprimée en GeV. La résolution est identique pour l'angle polaire θ aussi bien que pour l'angle azimuthal Φ car la surface des cristaux est carrée. Elle vaut 1 *mrad* (0.6 *mm*) pour des particules électromagnétiques autour de 100 GeV. La Figure II.25 montre la différence entre la mesure de Φ par le BGO et par la chambre à traces (voir plus loin) qui est beaucoup plus précise et peut être considérée comme n'ayant pas d'erreur. Cela fournit ainsi la résolution spatiale du BGO. Cette Figure a été obtenue à partir des données à $\sqrt{s} = 196 - 202$ GeV. Lorsque l'énergie de la particule incidente diminue, la résolution se dégrade, comme on le voit sur la Figure II.24 qui montre la résolution angulaire du BGO en fonction de l'énergie. Le point à 100 GeV a été obtenu à partir des données à $\sqrt{s} = 196 - 202$ GeV. Dans le cas des e^+/e^- on pourra donc améliorer considérablement la résolution spatiale en utilisant les informations de la chambre à traces (partie I.3.1).

II.3.7 Canaux défectueux du BGO

Durant les douze années de fonctionnement du BGO de L3, certains cristaux ont fini par ne plus fonctionner. Très vite le nombre de ces canaux défectueux s'est stabilisé, et il est actuellement d'une centaine dans le tonneau et une soixantaine dans les bouchons soit 1.5% du nombre total. Seules quelques unités par an se sont dégradées depuis le début de la phase LEP 2. Le problème ne vient pas du BGO lui-même mais de l'électronique d'amplification ou des photodiodes qui d'ailleurs ne sont pas accessibles, et un canal mort l'est pour le restant de l'expérience. Il y a parmi ces cristaux ceux qui marchent par à-coups et ceux dont le signal reste toujours égal à zéro. Les premiers sont exclus de la reconstruction des dépôts, leur information n'est pas prise en compte durant la période où leur signal est suspect. Les seconds ne donnent évidemment pas d'énergie. Il faut donc les répertorier et régulièrement tenir à jour la liste de ces cristaux. Un algorithme dresse à partir des informations du moniteur à lampes à Xénon une première liste de ces canaux en ligne. Puis, après la prise de données les cristaux défectueux additionnels sont identifiés, et les données sont reconstruites en éliminant tous les canaux à problème. La simulation du BGO s'appuie sur la même liste. La Figure II.26 montre la distribution des cristaux du BGO lorsque l'on se place au centre du détecteur et que l'on regarde vers le faisceau de positons (haut) ou d'électrons (bas). Les carrés blancs représentent les cristaux morts définitivement. Il faut rajouter environ un nombre égal de cristaux instables qui ne sont éliminés de la reconstruction des dépôts qu'une partie du temps. Leur distribution dans le BGO est représentée sur la Figure II.27. On constate que ces cristaux sont distribués uniformément et qu'il n'y a pas de région morte dans le BGO où un dépôt pourrait se perdre totalement, ce qui est important pour les recherches qui seront présentées dans les chapitres ultérieurs.

En plus de ces cristaux défectueux, il arrive qu'un groupe de cristaux ne fonctionne plus pendant un certain temps. En effet les cristaux sont alimentés par groupe de 60 dans le tonneau et de 48 dans les bouchons. On appelle ces groupes des boîtes. Lorsque une boîte ne marche plus, on perd une région du BGO. Il faut attendre un arrêt du LEP pour pouvoir accéder à ces boîtes et les réparer. Cependant cela arrive très rarement.

dead crystals 1999

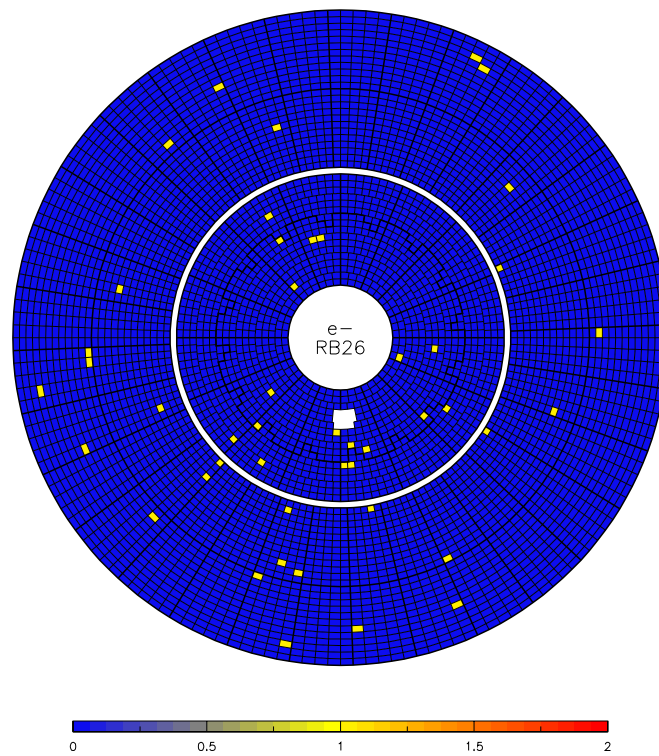
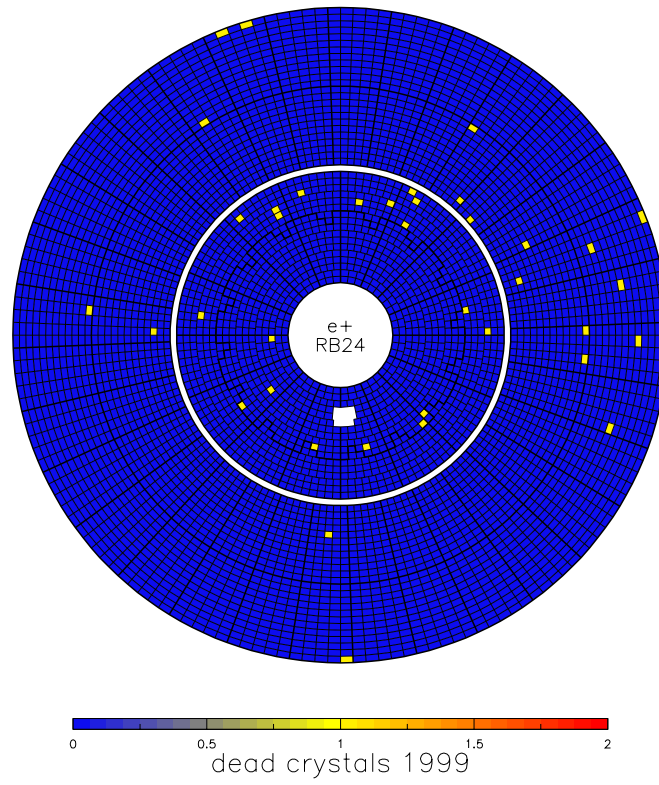


Figure II.26: Distribution pour l'année 1999 des cristaux défectueux du BGO (carrés clairs) qui ne fonctionnent plus du tout.

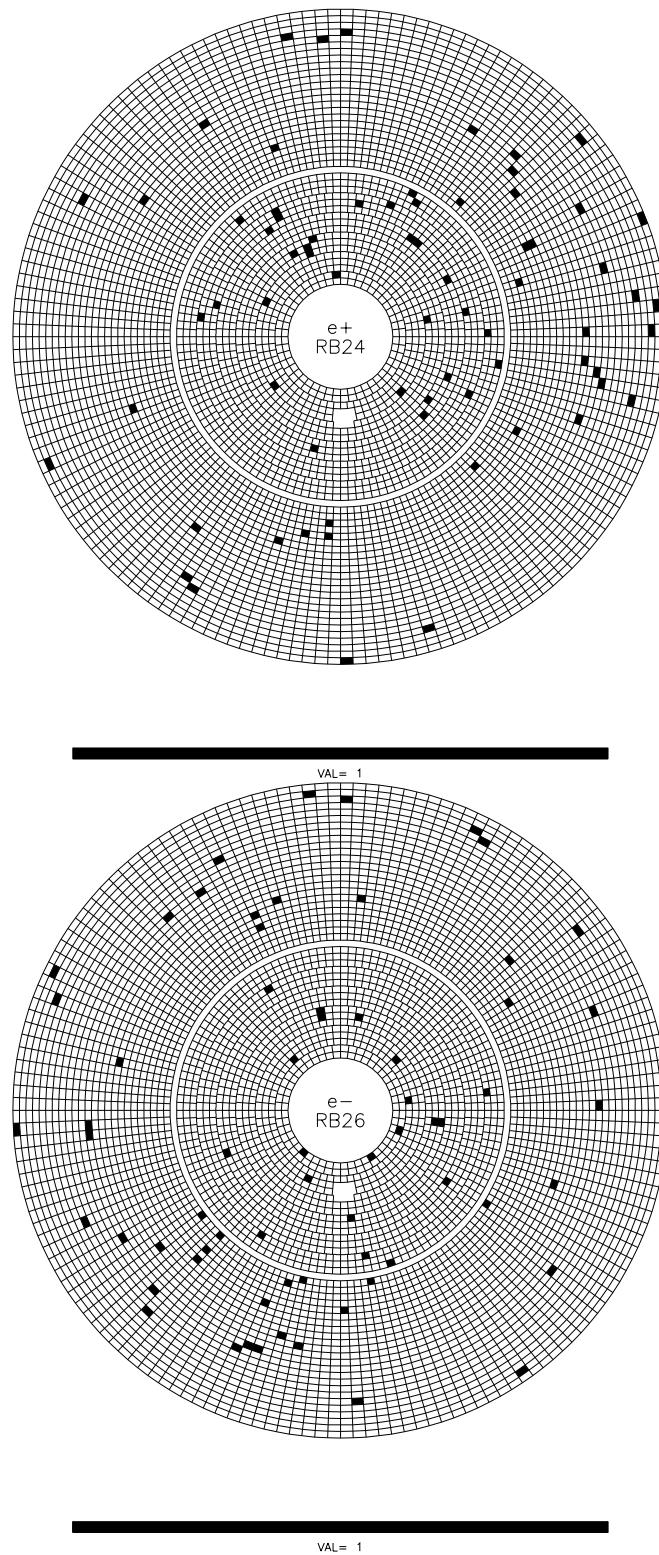


Figure II.27: Distribution pour l'année 1999 des cristaux instables du BGO (carrés sombres) qui ne fonctionnent qu'une partie du temps.

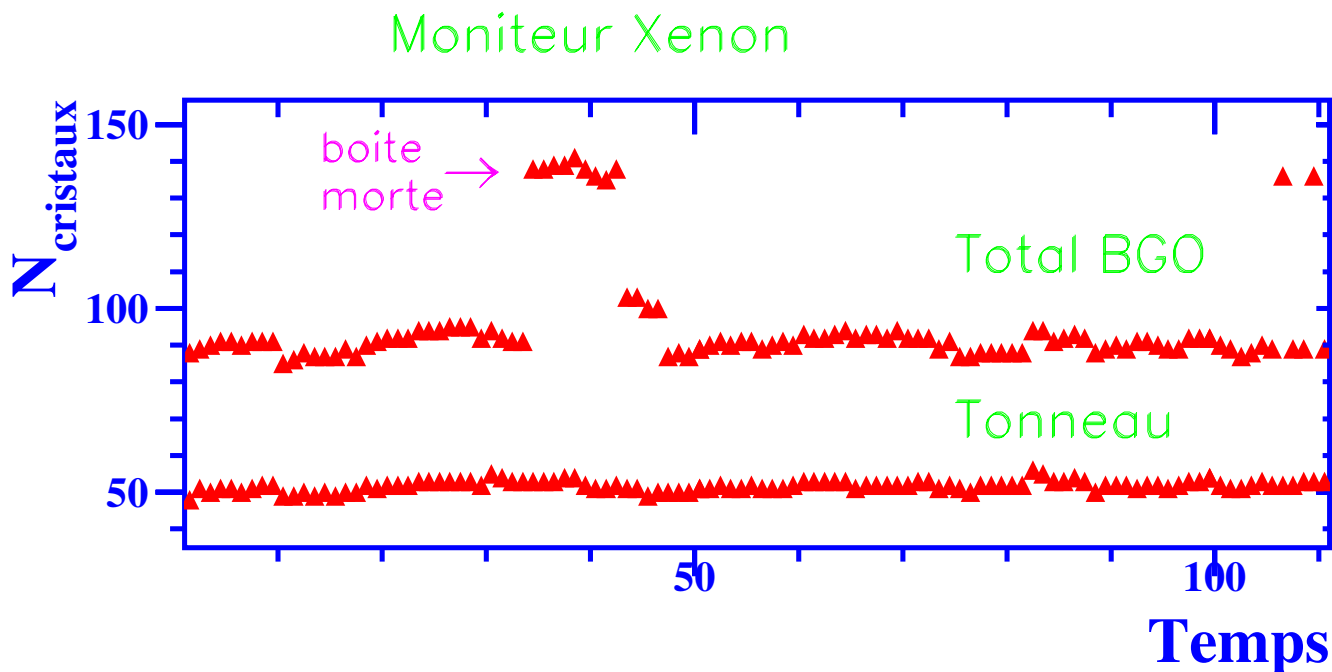


Figure II.28: Evolution au cours du temps du nombre de cristaux morts vus en ligne par le moniteur à lampes à Xénon pour l'année 1999.

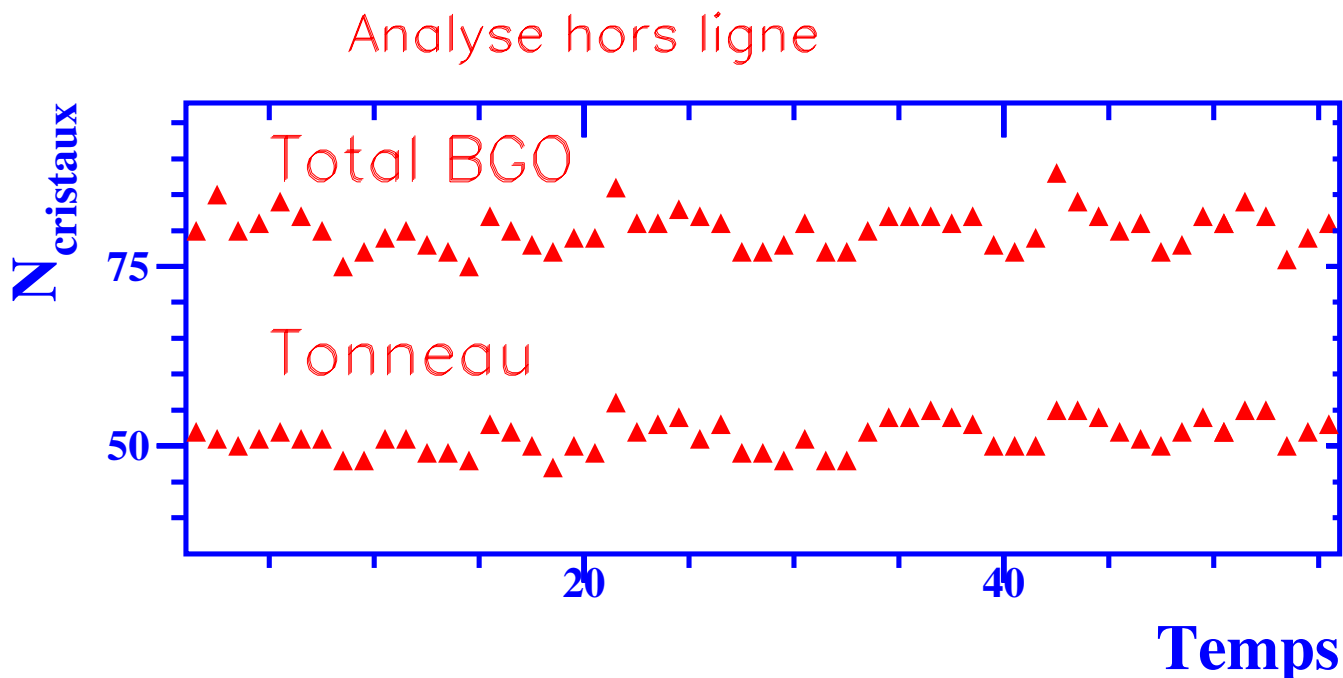


Figure II.29: Evolution au cours du temps du nombre de cristaux morts vus par l'analyse hors-ligne pour l'année 1999.

En 1999 seule une boîte des bouchons est restée arrêtée durant trois semaines. Les cristaux concernés ont été éliminés de la reconstruction pour les données et la simulation. En 1998 99% des boîtes ont fonctionné pendant 99% du temps. Dans le tonneau 47 cristaux sont morts tout le temps, et 37 dans les bouchons. L'évolution en fonction du temps du nombre de cristaux défectueux vus en ligne par le moniteur à lampes à Xénon pour l'année 1999 est représentée sur la Figure II.28. Le changement brusque que l'on observe correspond à la perte d'une boîte dans un bouchon. Les points de mesure sont espacés de un à deux jours. La Figure II.29 montre l'évolution au cours du temps du nombre de cristaux défectueux qui n'ont pas été identifiés en ligne. Leur nombre est stable au cours de l'année, ce qui est le signe que le BGO ne s'est pas détérioré.

II.3.8 Le calorimètre EGAP

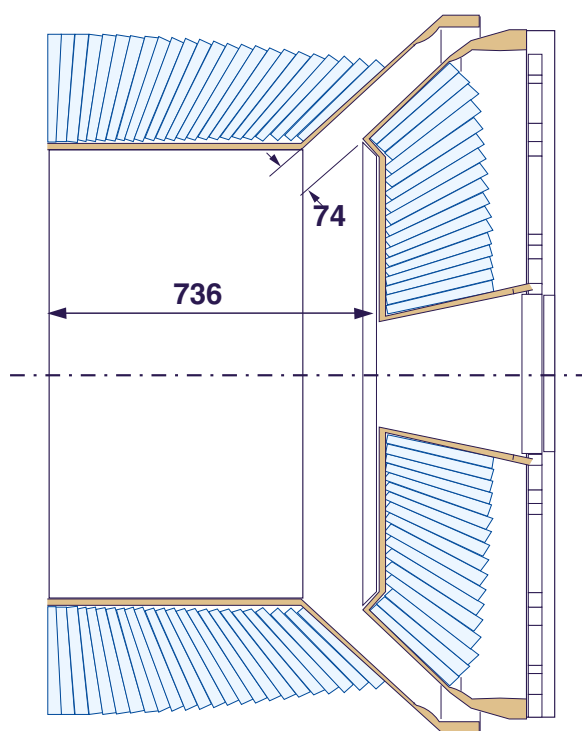


Figure II.30: **Vue en coupe longitudinale de l'espace laissé vide entre les bouchons et le tonneau du BGO.**

Jusqu'en 1995, il existait un espace vide entre les bouchons et le tonneau du BGO. A l'origine les bouchons qui ont été installés dès 1991 avaient été conçus pour s'ajuster parfaitement avec le tonneau. Cependant on a estimé que la résolution des cristaux des bords du tonneau pouvait être dégradée fortement car il auraient été en face des plaques d'aluminium qui supportent les fils hautes tensions et signaux de la TEC. Pour éviter cela la TEC a été rallongée de 10 cm ce qui a rendu impossible la jonction tonneau-bouchons, comme illustré sur la Figure II.30. Le calorimètre hadronique placé derrière était chargé d'assurer l'herméticité. A cause de cette disposition les cristaux des bouchons ne pointent pas au centre du détecteur. Le volume de l'espace vide est limité par deux cônes de même demi-angle d'ouverture 42.3° dont les sommets sont séparés par une dizaine de centimètres.

Conséquences du trou entre bouchons et tonneau du BGO

Les topologies que l'on recherche dans un signal supersymétrique sont presque toujours associées à une énergie manquante importante. Une imperfection dans l'herméticité du BGO peut simuler cette énergie manquante si une particule d'un événement du fond s'échappe sans être détectée par cette zone faiblement instrumentée. Pour vérifier si l'on peut faire confiance au HCAL pour mesurer l'énergie d'une particule électromagnétique, on a procédé à une analyse d'événements Bhabha accompagné d'une émission radiative dans l'état initial (rayonnement de freinage) sur les données collectées aux pic du Z^0 pendant 1991, 1992 et 1993 (voir la référence [66]). La conclusion est que le HCAL ne peut pas être suffisant pour assurer une bonne herméticité de L3 et une bonne mesure de l'énergie des particules électromagnétiques.

Description du EGAP

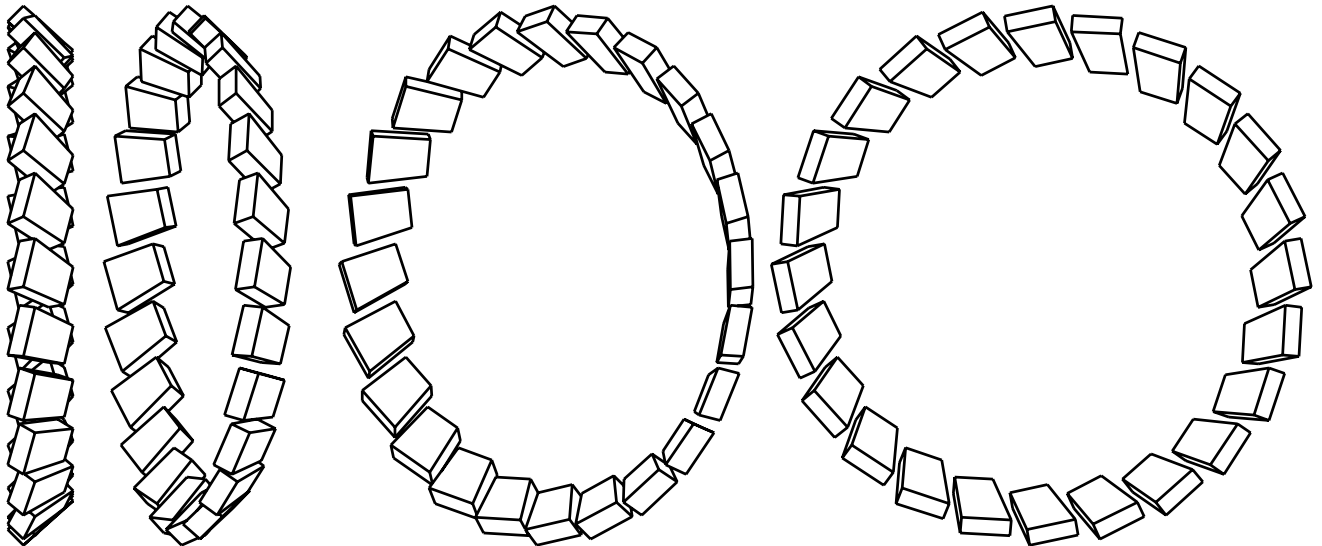


Figure II.31: Vue sous différents angles de la disposition selon une couronne des briques du EGAP pour l'un des côtés.

Afin de mesurer les particules électromagnétiques dans la région non instrumentée du BGO, la collaboration L3 a décidé d'installer en 1995 un calorimètre plomb/fibres scintillantes que l'on a appelé EGAP (Electromagnetic calorimeter to fill the bgo GAP) [67], à la conception, la fabrication et l'installation duquel a participé entre autres le L.A.P.P. L'implantation d'un détecteur dans cette région a été particulièrement difficile. En effet le trou entre bouchons et tonneau du BGO ne mesure que 7 à 8 cm et sa géométrie est celle d'une couronne. De plus ce trou est utilisé pour le passage des nombreux câbles hautes tensions et signaux de la TEC, qui sont regroupés en 24 faisceaux associés aux 24 secteurs de la chambre et disposés à intervalles réguliers en Φ . Pour permettre le passage de ces câbles, le EGAP est constitué de 24 briques par côté disposées régulièrement en Φ entre lesquelles on a prévu un espace de 2 cm environ. Afin que le EGAP conserve sa capacité de veto, les briques ont été placées non pas pointant vers le point d'interaction mais dépointées d'un angle de 25° . De plus la première brique commence à $\Phi = 5^\circ$ pour éviter que les bords des briques ne s'alignent avec les bords des secteurs de la TEC qui sont aussi au nombre de 24. Enfin compte tenu de la profondeur maximale disponible qui est de 21 cm, dans laquelle il faut non seulement loger

les briques mais aussi l'ensemble qui doit recueillir le signal la profondeur maximale des briques est limitée à 15 *cm*. La disposition des briques du EGAP est représentée sur la Figure II.31.

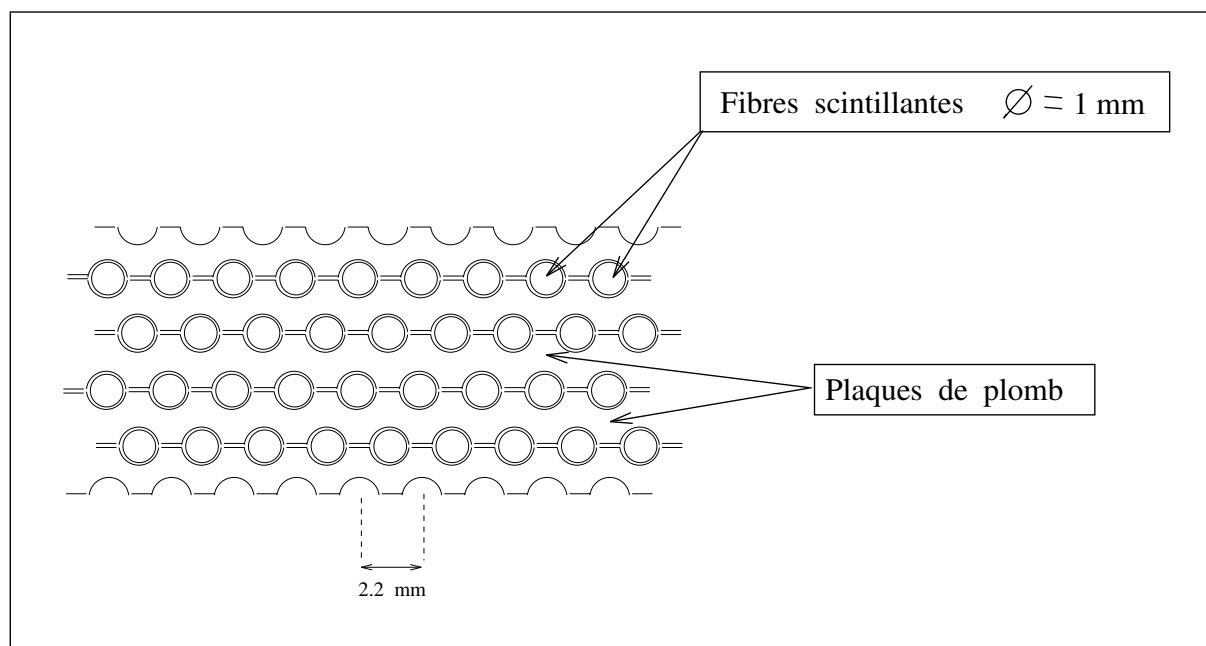


Figure II.32: **Vue en coupe d'une brique du EGAP, qui montre les fibres scintillantes disposées sur des plans séparés de plaques de plomb.**

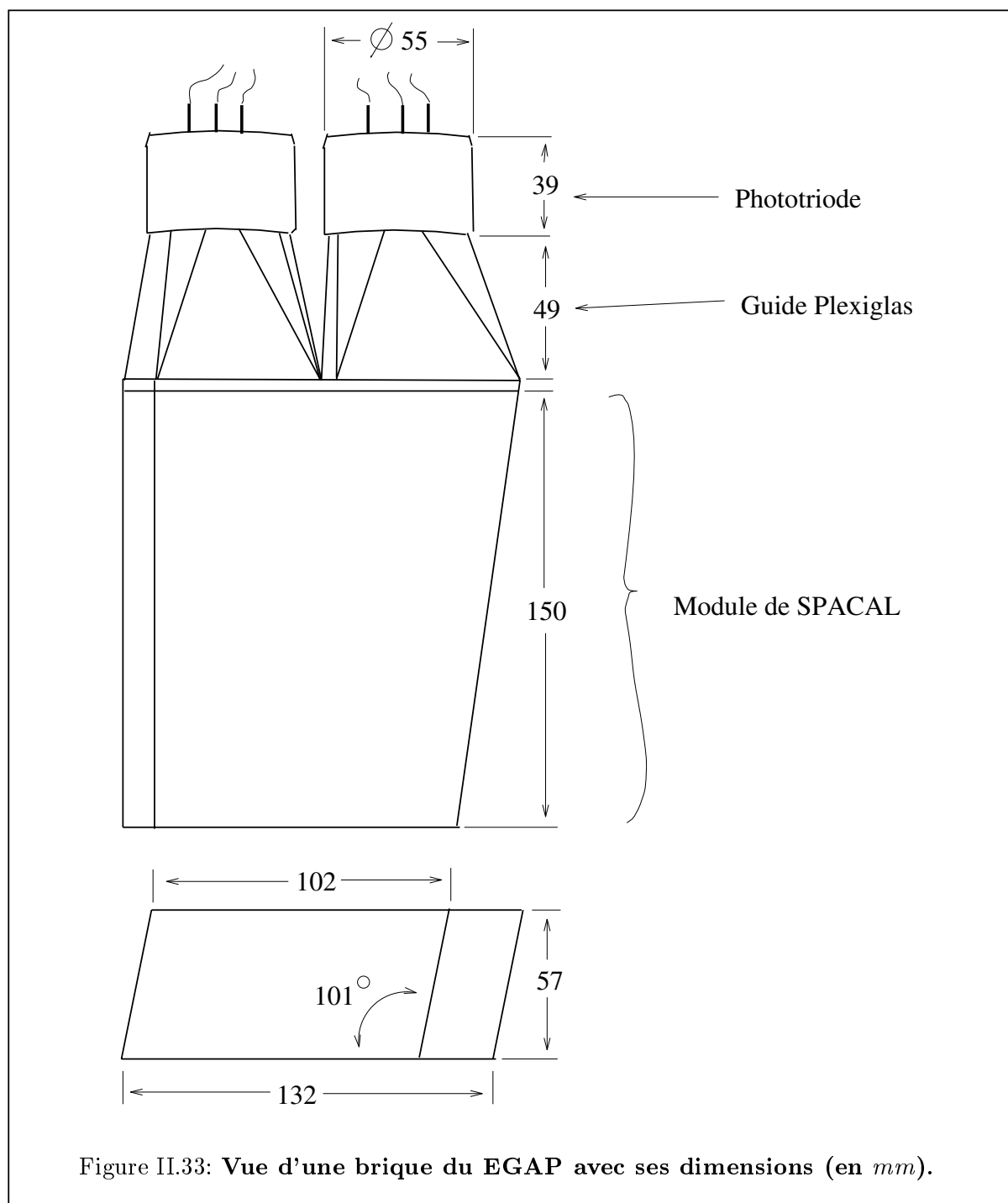
Le choix du milieu détecteur lui-même s'est porté sur un calorimètre de type SPACAL [68], c'est-à-dire que le milieu détecteur est un ensemble de fibres scintillantes de 1 *mm* espacées de 2.2 *mm* et disposées sur plusieurs couches entre lesquelles sont placées des plaques de plomb qui constituent le matériau absorbant (voir une brique en coupe Figure II.32). Le rapport volumique plomb/fibres est de 4 : 1 ce qui permet au EGAP d'avoir une réponse identique aux fractions hadronique et électromagnétique des gerbes [69]. La lumière des fibres est recueillie par des guides en plexiglas pour finalement être collectée par deux phototriodes Hamamatsu R2184-01 de 5.5 *cm* de diamètre pour chaque brique. Le signal est ensuite amplifié par des préamplificateurs qui sont identiques à ceux du BGO (tous conçus à l'IPN de Lyon). La géométrie du module a une forme trapézoïdale, de longueur 15 *cm* et une épaisseur de 5.7 *cm*. Le nombre de longueurs de radiation traversées par une particule électromagnétique est de 5 X_0 au minimum au passage entre deux briques, et de 21 X_0 au maximum en plein centre de la brique. L'une des 48 briques (24 par côté) est représentée sur la Figure II.33. La Table II.6 récapitule les propriétés du EGAP. Les 24 briques de chaque côté sont vissées sur une structure porteuse (voir Figure II.34) en aluminium en forme de cône tronqué dont la partie externe s'applique sur le tonneau du BGO dont elle est isolée électriquement par du Kapton. Enfin les cartes de préamplification sont elles-aussi fixées sur la structure en arrière de chaque brique comme représenté sur la Figure II.34. L'ensemble des phototriodes, les guides de lumière et les deux préamplificateurs sont enfermés dans une boîte de cuivre pour éviter tout écrantage électrique ou optique (voir Figure II.35).

II.3.9 Simulation du EGAP

La simulation du EGAP est basée sur le programme GEANT [70] tout comme le reste du détecteur L3 (voir Chapitre III). Avant l'installation du EGAP, le trou était simulé comme un

Proportion plomb/fibre	4: 1
X_0 longueur de radiation (cm)	0.72
Longueur d'interaction nucléaire (cm)	21.6
R_M rayon de Molière (cm)	2.0
Densité moyenne (g/cm^3)	9.0

Tableau II.6: Propriétés du calorimètre EGAP.



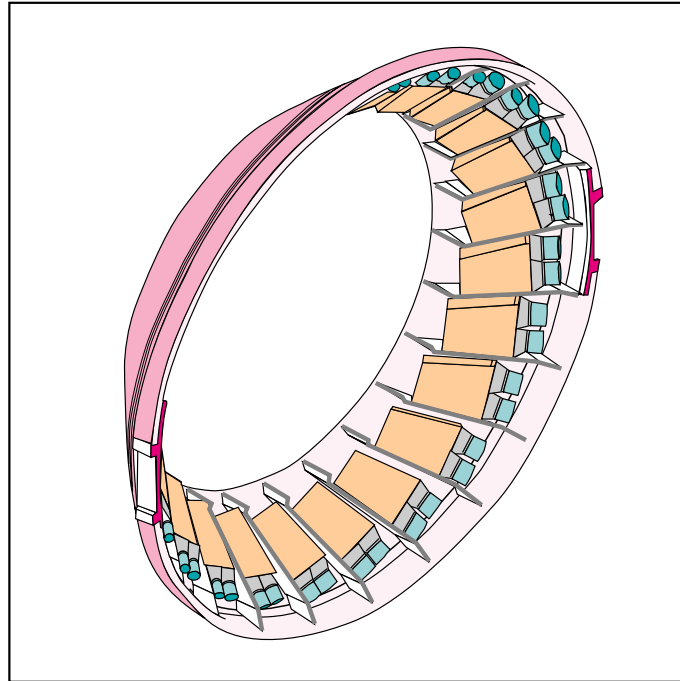


Figure II.34: Structure porteuse du EGAP.

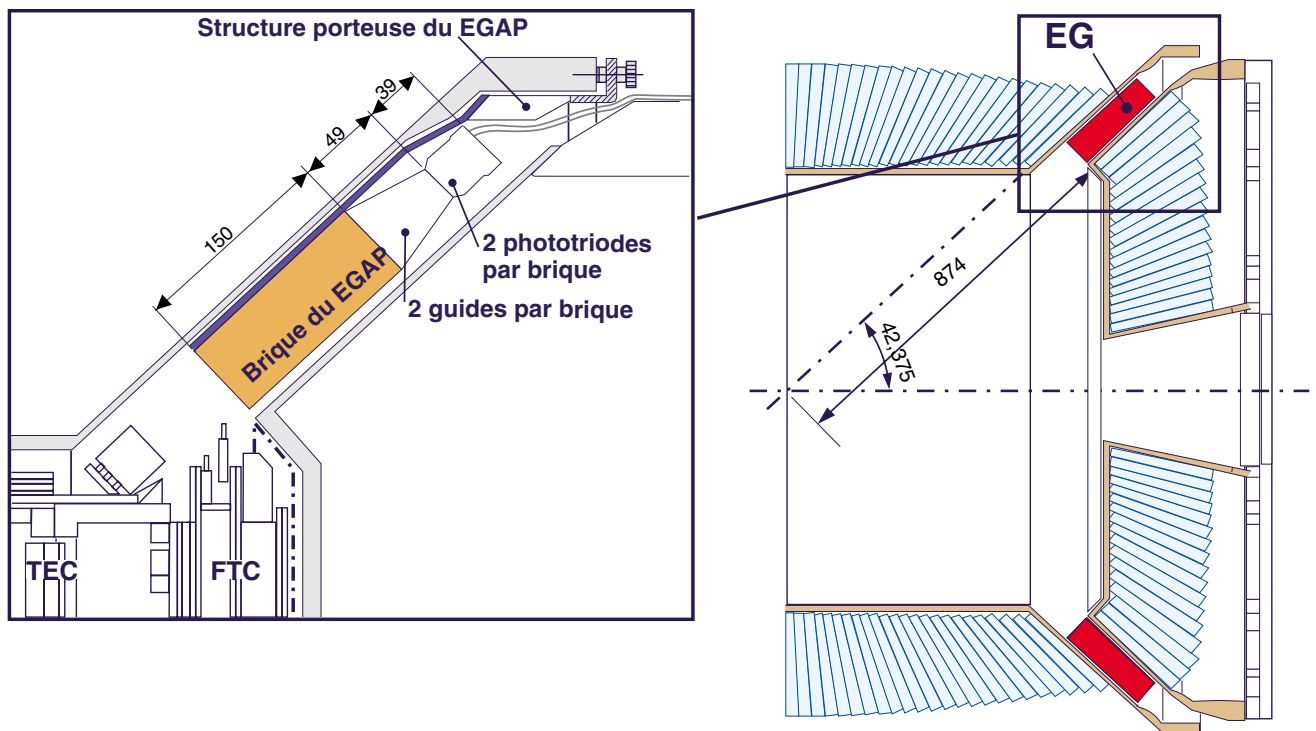


Figure II.35: Installation définitive du EGAP entre le tonneau et les bouchons du BGO.

mélange d'air et de cuivre-plastique, ce qui était sensé représenter les fils de la TEC. Pour simuler le EGAP, on a placé de chaque côté les 24 briques de SPACAL selon la géométrie détaillée précédemment entre le tonneau du BGO et les bouchons. On n'a pas simulé en détail chaque fibre du module. Celui-ci est représenté par un volume contenant 20% de plastique et 80% de plomb. Les zones non couvertes par les briques, comme les intervalles laissés aux fils de la TEC, sont toujours représentées comme un mélange d'air et de cuivre-plastique. Cette simulation est évidemment peu réaliste, car les fils de la TEC ne sont pas uniformément répartis dans les interstices entre briques. Enfin on a simulé une inefficacité artificielle de mesure de l'énergie au centre des briques pour tenir compte de la non-uniformité de collection de lumière, la zone entre les deux guides étant très inefficace comme nous allons le voir.

II.3.10 Test en faisceau des briques du EGAP

Avant d'installer définitivement le EGAP au sein du détecteur L3, les briques ont été placées sur un faisceau test en 1995 afin de déterminer leurs performances [71]. Des électrons de 1 à 50 GeV ont été utilisés et les briques étaient positionnées à l'identique de leur disposition future dans L3.

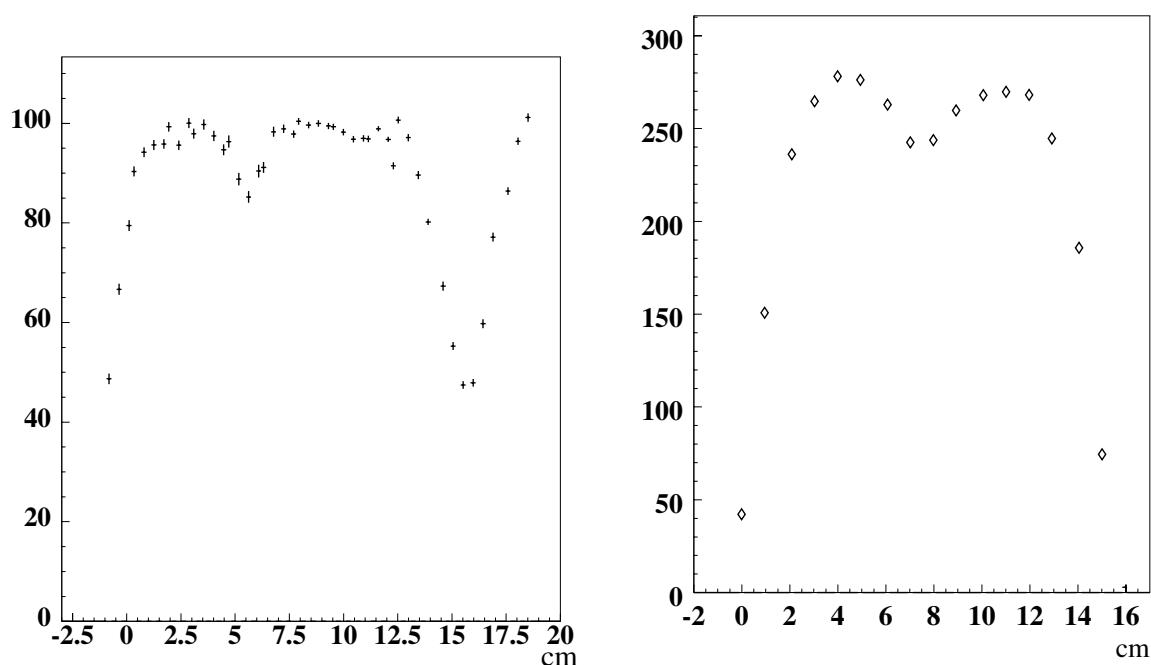


Figure II.36: **A gauche :** réponse du EGAP (en unités arbitraires) dans sa géométrie finale à un faisceau d'électrons dont la position varie. **A droite :** simulation de la réponse d'une brique de SPACAL à un même faisceau.

Sur la Figure II.36 on a représenté la réponse à un signal arbitraire d'une brique du EGAP mesurée en faisceau test et sa simulation. L'abscisse représente la largeur d'une brique. On voit nettement une baisse d'efficacité à peu près à la position 6 cm qui correspond à la limite des deux guides de lumière. Puis une baisse très importante au bords de la brique (0 cm et 14 cm). La simulation reproduit bien la dépendance en position de l'efficacité de mesure. La résolution en énergie mesurée en faisceau test et comparée à la simulation Monte-Carlo est donnée par la loi [71] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(2.3 + \frac{11.6}{\sqrt{E}}\right)\%$$

où E est exprimée en GeV. Cela donne une résolution de 3.5% pour des électrons de 100 GeV. Cependant cette mesure a été effectuée à l'aide d'un faisceau d'électrons pointant au centre d'une voie électronique (une phototriode) et surtout dont l'énergie est **entièrement contenue dans une seule voie**. Il est clair qu'en prise de données, les électrons pointent avec différents angles sur la brique et la résolution est bien plus mauvaise. Lorsqu'un électron frappe par exemple au bord d'une brique, beaucoup de son énergie est déposée dans le BGO et le HCAL. Il faut utiliser l'information des trois calorimètres pour retrouver l'énergie de la particule.

II.3.11 Correction de l'énergie en fonction de la position du centre-de-gravité du dépôt dans le EGAP

Une première correction a été apportée à l'énergie mesurée dans le EGAP [71]. Elle prend en compte la position du dépôt en calculant le centre de gravité de la gerbe à partir des intensités des signaux reçus par deux phototriodes adjacentes comme illustré sur la Figure II.37 où l'on voit à gauche le résultat du calcul du centre de gravité à partir des signaux de deux phototriodes adjacentes en fonction de la position réelle du faisceau d'électrons. On remarquera que lorsque l'électron frappe près du bord d'une brique, la lumière étant collectée par une seule phototriode, il y a ambiguïté sur la position du centre de gravité qui est arbitrairement placé au centre du guide. Par contre lorsque le signal s'étend sur deux phototriodes, la position est mieux connue. A droite on voit la distribution de l'énergie corrigée en fonction de la position du centre de gravité. L'inefficacité entre deux guides de lumière est totalement supprimée.

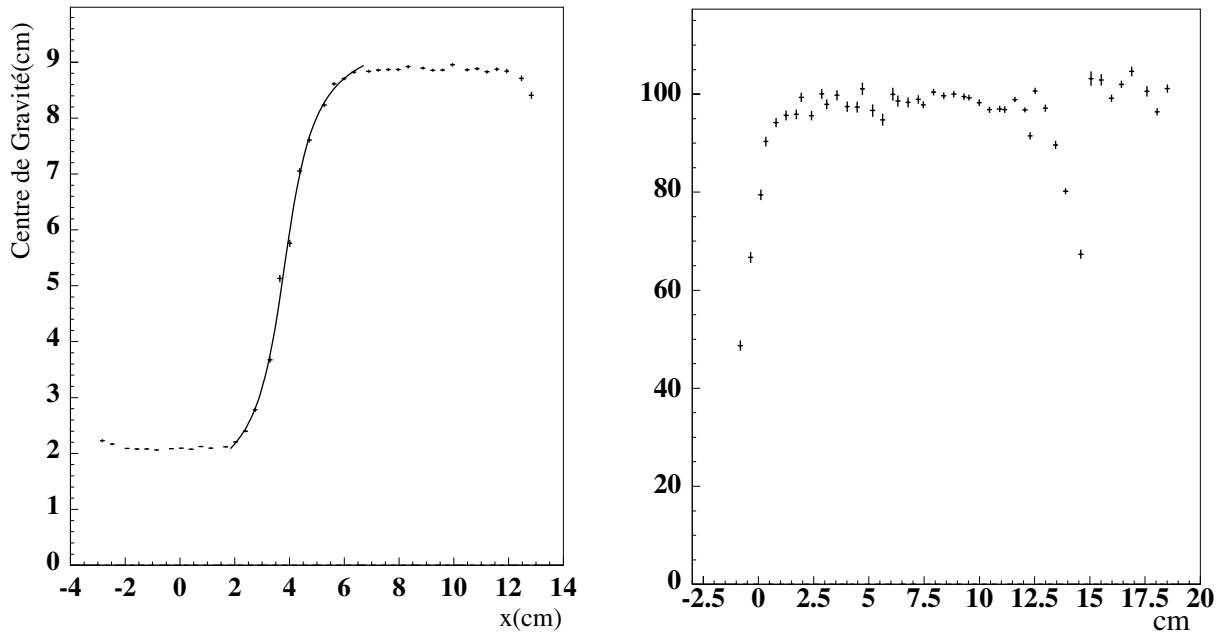


Figure II.37: **A gauche:** le centre de gravité reconstruit en fonction de la position du faisceau d'électrons. **A droite:** l'énergie reconstruite dans le EGAP (en unités arbitraires) en fonction de la position du faisceau d'électrons après la correction de la position du centre de gravité du dépôt.

II.3.12 Bruit électronique du EGAP

Depuis que les voies du EGAP ont été étudiées en faisceau test, plusieurs améliorations ont été apportées. Celles-ci sont décrites en détail dans la référence [72]. En particulier le bruit corrélé a

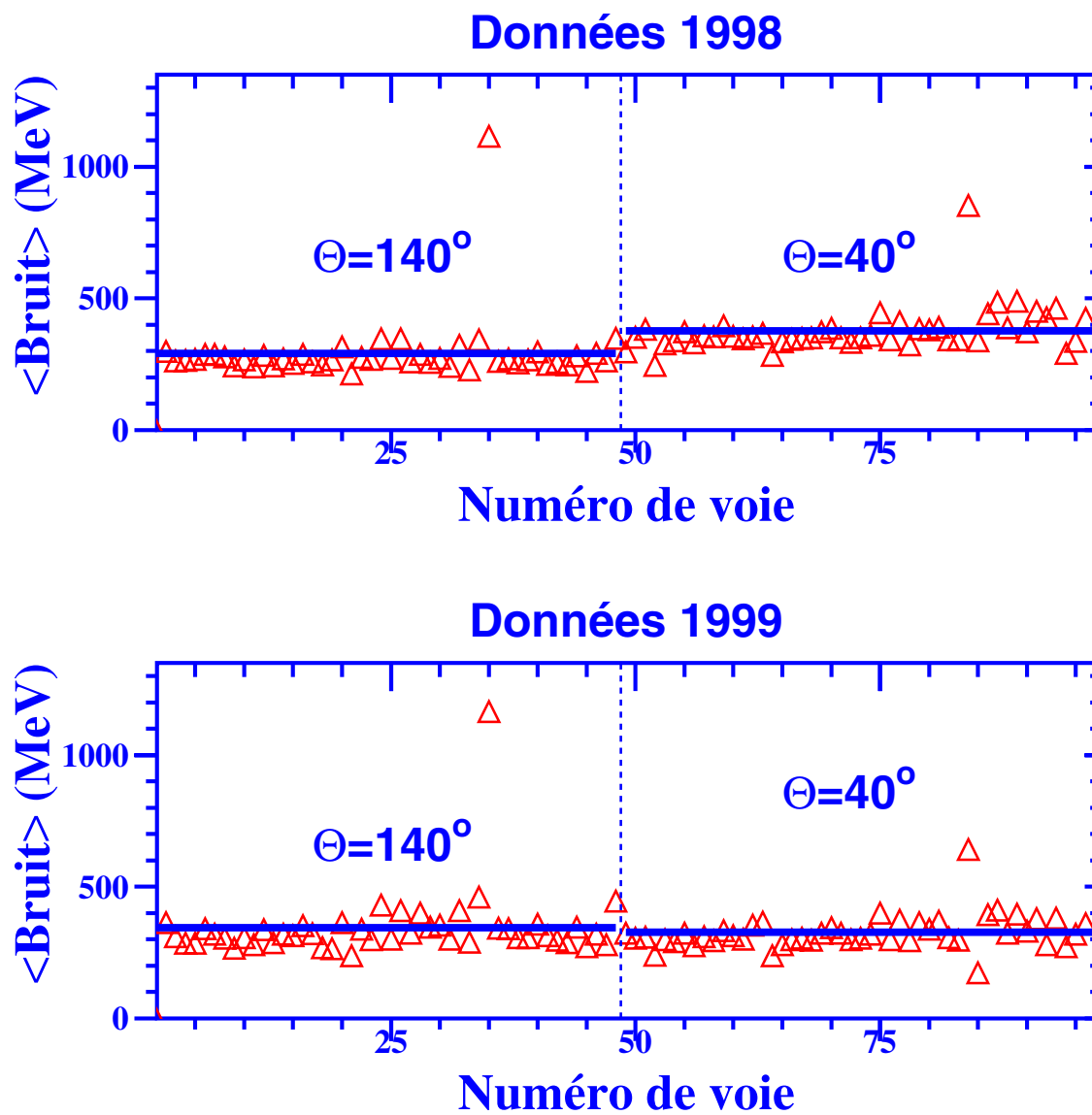


Figure II.38: Niveau de bruit moyen en MeV dans chaque voie électronique du EGAP en 1998 et 1999.

été soustrait de la même façon que pour le BGO. Celui-ci entraîne un mouvement d'ensemble des piédestaux des voies électroniques qui peut augmenter de façon très importante le niveau moyen. Cependant un bruit d'origine mécanique (passage des fluides de refroidissement) demeure. Les valeurs des hautes tensions et des temps d'intégration ont été modifiées afin d'optimiser le rapport signal/bruit. Elles sont à présent de 300 V et 5 μ s respectivement. Compte tenu de ces progrès, le niveau de bruit moyen a baissé de 20% par rapport aux premières mesures en faisceau test et le rapport signal sur bruit a augmenté de 15%. La valeur moyenne du bruit est stable et en 1999 elle est de :

- **326 MeV par voie électronique du côté $\theta \sim 40^\circ$**
- **343 MeV par voie électronique du côté $\theta \sim 140^\circ$**

En 1998 elle valait :

- **377 MeV par voie électronique du côté $\theta \sim 40^\circ$**
- **290 MeV par voie électronique du côté $\theta \sim 140^\circ$**

La valeur du bruit moyen dans chaque voie du EGAP pour 1998 et 1999 est représentée sur la Figure II.38 où les voies 1 à 48 sont du côté $\theta \sim 140^\circ$ et les voies 49 à 96 du côté $\theta \sim 40^\circ$. On remarque qu'il y a deux voies pour lesquelles la valeur du bruit est très élevée. Ces deux voies ne sont pas utilisées dans les données aussi bien que pour la simulation. La mesure d'un minimum d'ionisation est impossible avec le EGAP, car sa valeur est de l'ordre de celle du niveau de bruit moyen.

II.3.13 Contrôle du fonctionnement des voies du EGAP

Pour s'assurer que le EGAP fonctionne correctement, un système de diodes électroluminescentes (DEL) a été installé. Il a le même rôle que le moniteur à lampes à Xénon pour le BGO. Ces DEL sont placées sur les guides en plexiglas. Elles émettent une lumière dans le vert qui correspond à la longueur d'onde de la lumière de scintillation des fibres, et simulent ainsi le dépôt d'une particule électromagnétique. Le signal des DEL est mesuré par les phototriodes en moyenne une fois tous les deux jours et on peut contrôler ainsi si l'intensité du signal pour chaque canal change au cours du temps et si l'une des voies est défectueuse. Au cours des années qui ont suivi l'installation du EGAP, le signal des DEL est resté constant à 1% près, ce qui est un gage de stabilité du EGAP. La Figure II.39 montre l'intensité du signal DEL en nombre de canaux ADC en fonction du temps pour deux voies prises en exemple. Les données ont été enregistrées en 1996.

II.3.14 Calibration et résolution en énergie du EGAP

Une première calibration des briques du EGAP a été réalisée à partir des mesures en faisceau test [71]. Cette calibration a ensuite été améliorée par une intercalibration des briques à l'aide d'événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-) e^+e^-$ (interactions $\gamma\gamma$) pour la première fois en 1997 [72] à l'aide des événements collectés aux énergies au centre-de-masse $\sqrt{s} = 91.2, 130, 136$ et 183 GeV puis de nouveau en 1998 en utilisant les données à $\sqrt{s} = 91.2, 183$ et 189 GeV. Le EGAP est très stable et la calibration de 1997 était en principe suffisante. Cependant, en bénéficiant de la très grande luminosité à $\sqrt{s} = 189$ GeV, j'ai contribué à l'amélioration de la précédente calibration et contrôlé la stabilité du EGAP. En 1999 j'ai utilisé les données à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV collectées en début d'année pour contrôler une nouvelle fois la stabilité du EGAP.

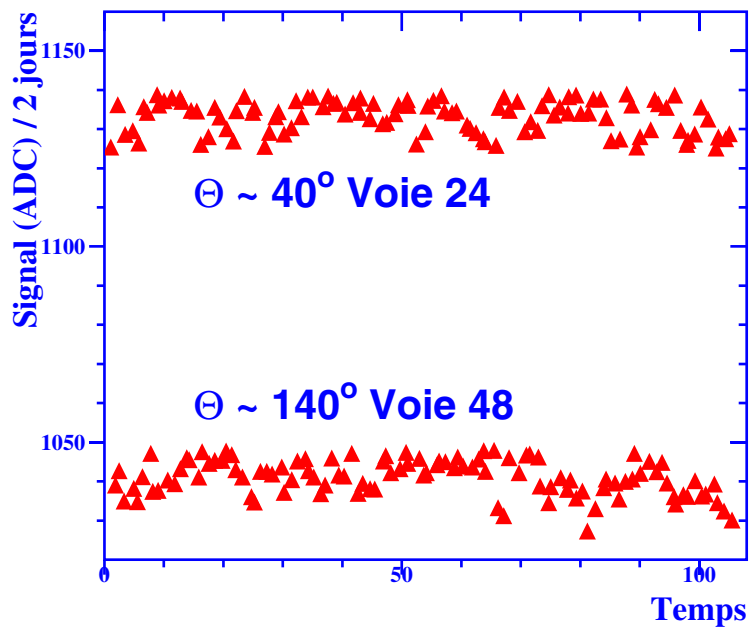


Figure II.39: Evolution de l'intensité du signal DEL en fonction du temps pour deux voies l'une à $\theta \sim 40^\circ$ et l'autre à $\theta \sim 140^\circ$.

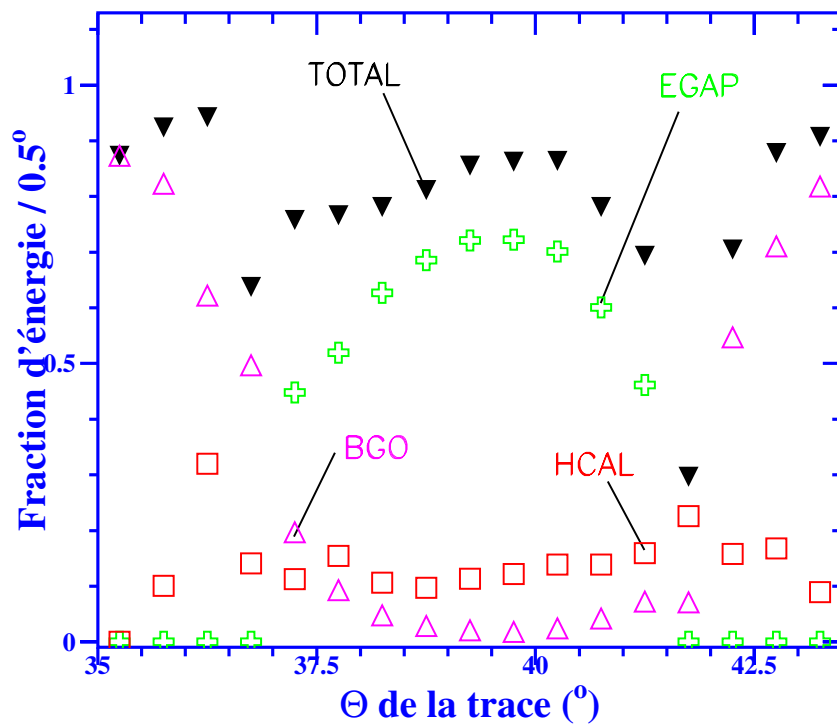


Figure II.40: Fraction d'énergie déposée dans les différents calorimètres de L3 en fonction de θ par des électrons/positons "Bhabha Monte-Carlo" de 45.6 GeV pour l'un des côtés du EGAP.

Nouvelle correction de l'énergie mesurée dans le EGAP

La correction de l'énergie en fonction de la position du dépôt n'est pas suffisante. En effet, elle ne s'applique qu'à des dépôts bien contenus dans une brique du EGAP. Or, au-dessus de 15-20 GeV, une grande fraction de l'énergie de la particule électromagnétique est déposée dans le tonneau et les bouchons du BGO ainsi que dans le HCAL en particulier pour des dépôts proches des bords des briques. Pour connaître l'énergie de la particule l'énergie dans le EGAP seul ne suffit pas. On doit utiliser l'information combinée des trois calorimètres EGAP, BGO et HCAL. On pourra même utiliser la fraction d'énergie déposée dans chacun pour améliorer la résolution angulaire en particulier grâce au HCAL qui a une très bonne mesure de la position des dépôts. Cependant on ne peut se contenter de faire la somme brute des énergies des trois calorimètres. Sur la Figure II.40 obtenue à partir d'événements "Bhabha" Monte-Carlo à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV on a représenté la fraction moyenne d'énergie reçue par chacun des calorimètres en fonction de l'angle polaire θ pour des électrons pour lesquels on a demandé un minimum d'énergie dans le EGAP de 10 GeV. Pour le BGO, bien sûr la fraction devient quasi nulle à l'intérieur du trou. Le EGAP recueille entre 40 et 70% de l'énergie initiale. La fraction varie en fonction de θ mais aussi de Φ comme le montre la Figure II.41 (à gauche) où l'on a représenté la fraction d'énergie déposée dans deux briques adjacentes du EGAP.

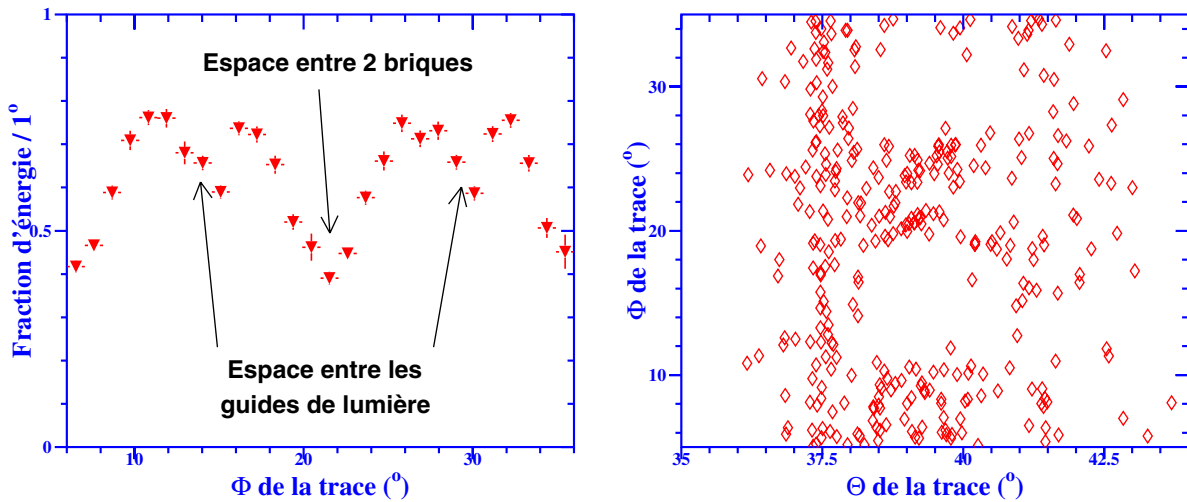


Figure II.41: **A gauche :** fraction d'énergie déposée dans le EGAP en fonction de Φ par des électrons Bhabha Monte-Carlo de 45.6 GeV. **A droite :** distribution dans le plan θ - Φ des dépôts dans le HCAL associés à ces électrons.

Dans le HCAL enfin, la fraction moyenne reste faible aux alentours de 10% ce qui signifie que le EGAP assure de façon correcte l'herméticité du BGO. La Figure II.41 (à droite) montre la distribution dans le plan θ - Φ des dépôts d'énergie dans le HCAL. Ils se trouvent principalement aux bords des briques du EGAP. Les distributions pour $\theta \sim 140^\circ$ sont identiques. Lorsque l'on fait la somme brute des énergies des trois calorimètres on voit que l'on ne retrouve pas l'énergie de l'électron initial, en particulier sur les bords des briques où des fuites ont lieu dans le support du EGAP et dans les cables de la TEC.

Pour corriger ces effets de fuite et ceux de la non-uniformité spatiale du EGAP, on a recours à un algorithme qui recalcule l'énergie si le EGAP représente au moins 20% de l'énergie totale brute du dépôt. Il n'est utilisé que si le dépôt est compatible avec un électron/positon ou un photon,

c'est-à-dire s'il est isolé, et pour l'intervalle $37.3^\circ \leq \theta \leq 40.5^\circ$ et $139.5^\circ \leq \theta \leq 142.7^\circ$ en dehors duquel aucune correction n'est appliquée et c'est la somme des énergies brutes qui est alors utilisée. L'énergie corrigée s'écrit sous la forme :

$$E_{corr} = C(\cos \theta_{corr}) * C(\Phi_{corr}) * E_{brute}$$

où $C(\cos \theta_{corr})$ et $C(\Phi_{corr})$ sont des facteurs correctifs dépendant respectivement des angles θ_{corr} et Φ_{corr} du dépôt. Dans le cas d'un photon il n'y a pas de trace associée et on recalcule $\cos \theta$ et Φ à partir des positions des dépôts dans les trois calorimètres par la loi suivante :

$$\Phi_{corr} = \Phi_{EGAP} \frac{\alpha_\Phi E_{HCAL} + \beta_\Phi E_{BGO}}{E_{HCAL} + E_{BGO}}$$

$$\theta_{corr} = \theta_{EGAP} \frac{\alpha_\theta E_{HCAL} + \beta_\theta E_{BGO} + \delta_\theta E_{EGAP}}{E_{HCAL} + E_{BGO} + E_{EGAP}}$$

Seules les informations du HCAL et du BGO sont utilisées dans le calcul de Φ_{corr} , car la résolution en Φ du EGAP est très mauvaise, en particulier si l'électron dépose son énergie sur deux ou trois briques. Les poids β_θ et β_Φ du BGO sont faibles. C'est le HCAL qui contribue le plus pour la détermination de la position du dépôt car sa bonne granularité lui permet une mesure précise de la position des amas aussi bien en Φ qu'en θ . Cependant la contribution du EGAP pour la détermination de θ est importante aussi. S'il y a une trace dans un cône de 15° autour du dépôt dans le EGAP les angles corrigés s'écrivent simplement :

$$\begin{aligned} \Phi_{corr} &= \Phi_{TEC} \\ \theta_{corr} &= \theta_{TEC} \end{aligned}$$

Les facteurs correctifs $C(\cos \theta_{corr})$ et $C(\Phi_{corr})$ sont des polynômes d'ordre 3 à 5 dont les paramètres sont différents pour les données et la simulation. Ils ont été ajustés à l'aide d'événements Bhabha de données et de Monte-Carlo respectivement. On notera que les facteurs correctifs sont en général faibles, presque toujours supérieures à 1, et différents pour chaque brique et chaque côté du EGAP. La Figure II.42 montre la distribution de l'énergie d'électrons/positons "Bhabha" sans et avec la correction de l'énergie du EGAP pour des événements simulés à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV. On voit nettement l'amélioration de la résolution consécutive à la correction de l'énergie dans le EGAP. On notera que dans [72] la définition de E_{corr} était différente.

Intercalibration des voies du EGAP

Le processus $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-) e^+e^-$ est schématisé sur la Figure III.3. Les deux électron/positon de l'état initial émettent chacun un γ quasi-réel puis se perdent dans le tube faisceau à très petit angle. Les deux γ interagissent et donnent une paire d'électron/positon de basse énergie mais visible dans le détecteur. La section efficace de ce processus est très élevée, aussi dispose-t-on de suffisamment d'événements pour l'intercalibration. Les événements "Bhabha" ne peuvent être utilisés car ils sont trop peu nombreux dans l'acceptance angulaire du EGAP. Par contre ils serviront à la calibration absolue du EGAP, comme pour le BGO.

La sélection est décrite en détail dans la référence [72] et elle n'a pas été changée pour l'analyse des données de 1998. Aussi je me contenterai d'en donner le résumé. On présélectionne les événements à l'aide des coupures suivantes :

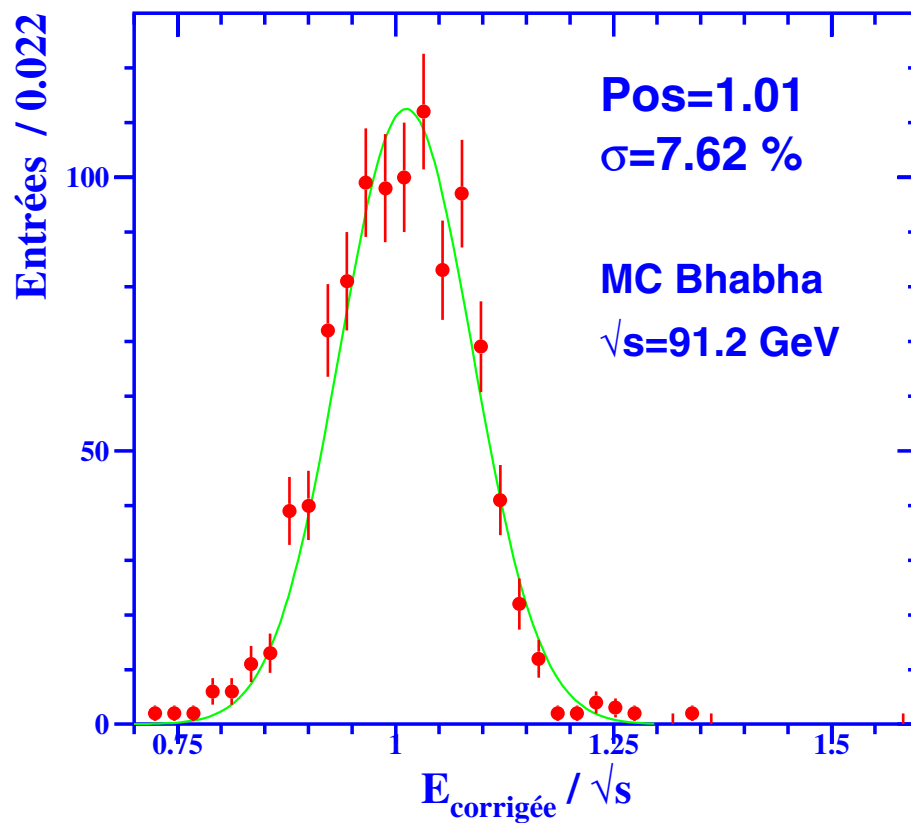
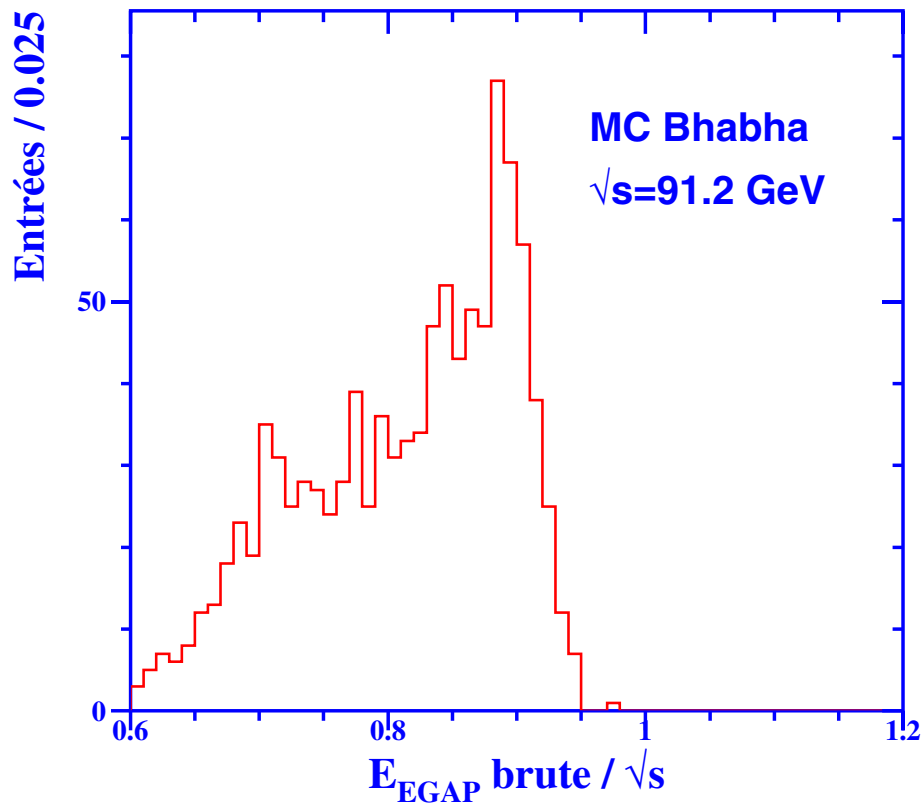


Figure II.42: En haut : énergie brute dans le EGAP à partir d'événements Bhabha simulés à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV. En bas : les mêmes événements après correction de l'énergie dans le EGAP.

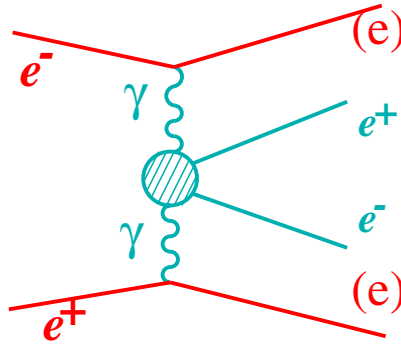


Figure II.43: **Processus d'interactions $\gamma\gamma$ avec quatre électrons dans l'état final utilisé pour l'intercalibration du EGAP.**

1. 1 ou 2 traces TEC dans l'événement,
2. 1 ou 2 dépôts dans le EGAP,
3. aucun muon identifié dans l'événement,
4. l'énergie totale dans le BGO doit être inférieure à 15 GeV: $E_{BGO} < 15$ GeV,
5. l'énergie totale dans le HCAL doit être inférieure à 30 GeV: $E_{HCAL} < 30$ GeV,

Puis on applique la sélection des électrons dans le EGAP. Pour que l'efficacité d'identification et la pureté soient bonnes, les électrons doivent être bien contenus dans le EGAP et on impose aussi qu'une trace TEC soit connectée au dépôt dans le EGAP avec un angle maximum de 15° . La sélection est la suivante :

1. différence entre l'angle polaire de la trace et celui du dépôt : $|\Delta\theta| \leq 5^\circ$ (c'est la largeur d'une brique),
2. différence entre l'angle azimuthal de la trace et celui du dépôt : $|\Delta\Phi| \leq 7^\circ$ (ce qui correspond à une voie électronique),
3. $E_{HCAL} \leq 0.5$ GeV : l'énergie dans le HCAL associée à l'électron dans un rayon de 15° ,
4. $E_{BGO} \leq 0.6$ GeV : l'énergie dans le BGO associée à l'électron dans un rayon de 15° ,
5. $E_{EGAP} \geq 0.7$ GeV : l'énergie brute du dépôt dans le EGAP doit dépasser 0.7 GeV afin de s'affranchir du bruit électronique,
6. $E_{EGAP}/E_{amas} \geq 0.95$: 95% de l'énergie du dépôt doit de trouver dans le EGAP. Cela impose que l'électron soit bien contenu dans une seule brique,
7. la voie EGAP la plus énergétique du dépôt doit contenir 98% au moins de l'énergie EGAP totale du dépôt,
8. $1.5 < P_t < 13$ GeV : l'impulsion transverse de la trace TEC,
9. $|D.C.A.| \leq 1$ cm : le paramètre d'impact de la trace doit être inférieur à 1 cm,
10. le nombre de fils touchés de la trace doit être supérieur ou égal à 15.

L'efficacité de la sélection nous importe peu, ce qui nous intéresse c'est la pureté. Après sélection, le bruit de fond restant est constitué d'événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-) \tau^+\tau^-$ qui représentent 2% de l'échantillon environ. Le nombre moyen d'électrons par voie est de 110 environ, ce qui est largement suffisant pour calibrer le EGAP, d'autant que l'on bénéficie de la calibration antérieure de 1997. On a essayé une sélection plus stricte avec $E_{EGAP} \geq 1.0$ GeV mais les résultats diffèrent très peu. Sur la Figure II.44 on a représenté pour les données collectées à $\sqrt{s} = 91.2, 183$ et 189 GeV, la distribution de $E_{EGAP}/(P_{trace} - E_{BGO})$ où E_{EGAP} est l'énergie non corrigée de l'électron mesurée dans le EGAP, P_{trace} est l'impulsion de la trace TEC connectée au dépôt dans le EGAP et E_{BGO} l'énergie que l'électron a déposé dans le BGO.

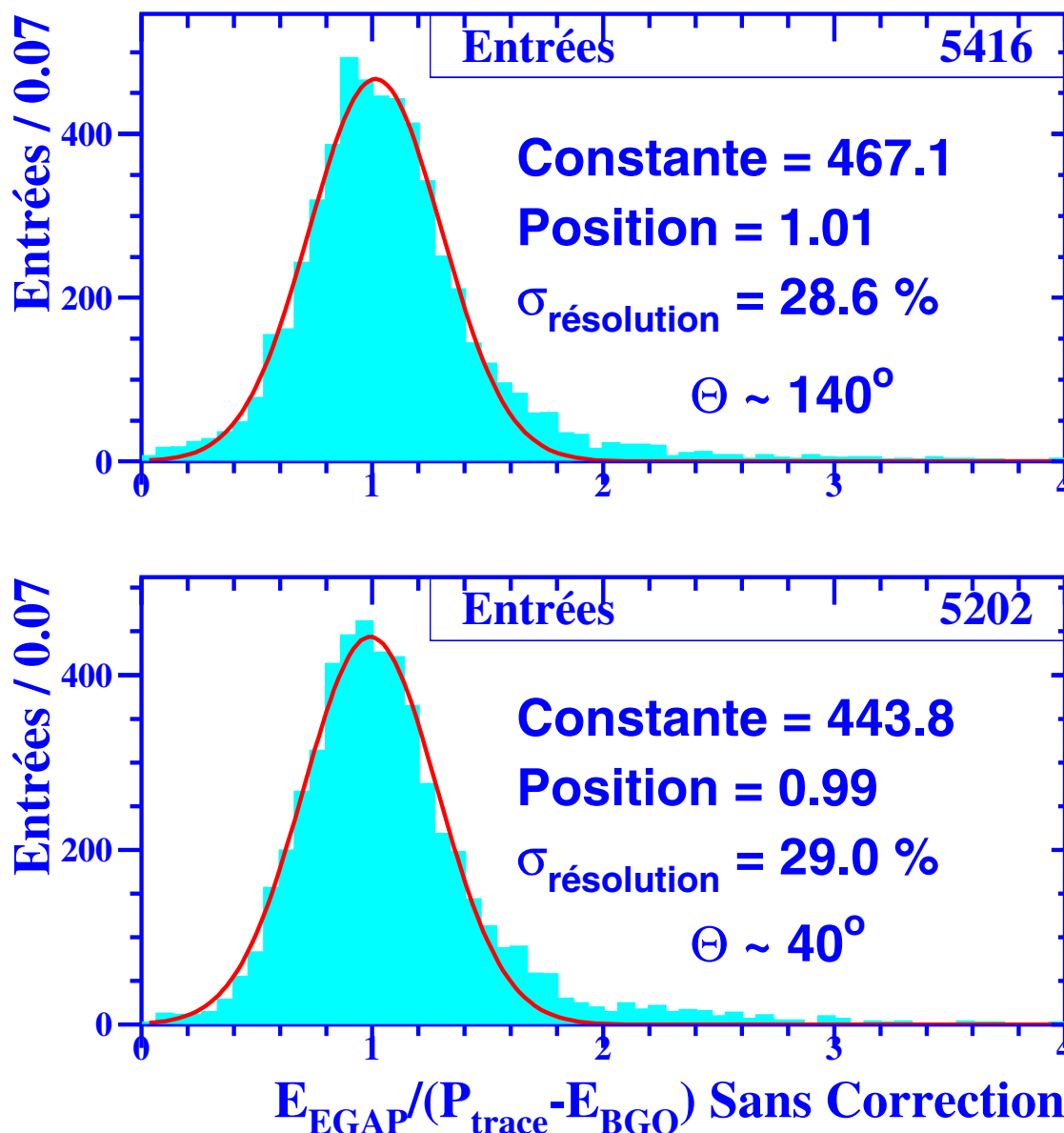


Figure II.44: Distribution de l'énergie dans le EGAP divisée par l'impulsion de la trace TEC moins l'énergie dans le BGO pour des électrons de basse impulsion, avant la nouvelle calibration de 1998.

Lorsque l'on soustrait E_{BGO} à P_{trace} on doit retrouver E_{EGAP} en moyenne, ce qui est le cas. La résolution est de 29% pour des électrons/positons de 2.5 GeV en moyenne. Pour obtenir les

facteurs d'intercalibration, on fait un ajustement d'une fonction gaussienne sur la distribution de $E_{EGAP}/(P_{trace} - E_{BGO})$ pour chacune des 96 voies du EGAP (94 en fait car deux sont inutilisées). La Figure II.45 montre la distribution de la valeur moyenne de $E_{EGAP}/(P_{trace} - E_{BGO})$ après ajustement pour les 2×48 voies du EGAP, obtenues à partir des données collectées à $\sqrt{s} = 91.2, 183$ et 189 GeV. La zone grisée délimite la fluctuation de $\pm 10\%$ autour de la valeur moyenne.

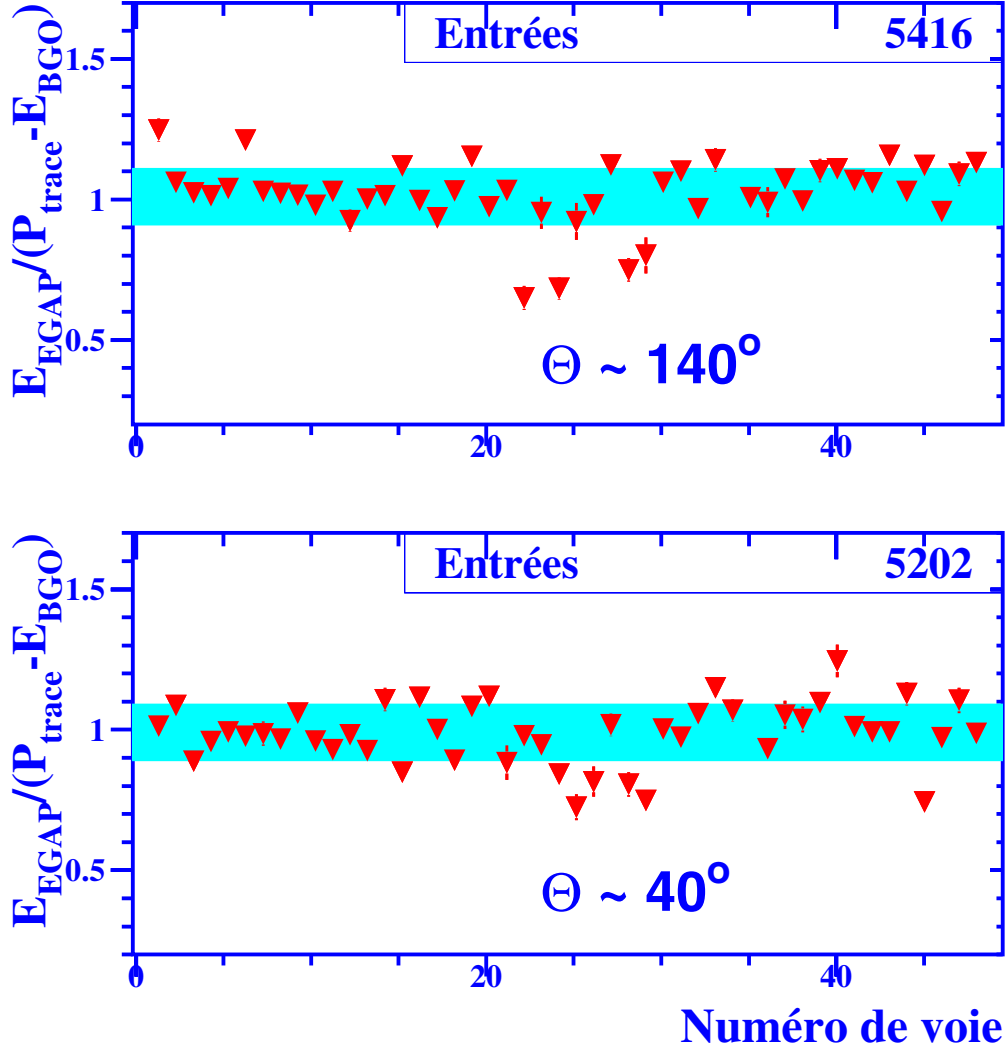


Figure II.45: Moyenne après ajustement d'une fonction gaussienne du rapport $E_{EGAP}/(P_{trace} - E_{BGO})$ en fonction du numéro de voie électronique obtenue à partir des données collectées à $\sqrt{s} = 91.2, 183$ et 189 GeV. La zone en grisée délimite la fluctuation de $\pm 10\%$ autour de la valeur moyenne.

En 1997, lorsqu'un point se trouvait à l'extérieur de cette fenêtre, la voie n'était pas recalibrée. Dorénavant, toutes les voies sont recalibrées de telle sorte que la valeur moyenne de chaque voie soit exactement égale à 1. Cependant peu d'entre elles sont éloignées de plus de 10% de 1. Le facteur de calibration de la voie i s'écrit :

$$\left(\text{Facteur Correctif} \right)_i = \left\langle \frac{E_{EGAP}}{P_{trace} - E_{BGO}} \right\rangle_i^{-1}$$

où $\langle E_{EGAP}/(P_{trace} - E_{BGO}) \rangle_i$ est la moyenne pour la voie i . La région autour du canal 24

pour les deux côtés semble la plus mal calibrée. C'était déjà le cas en 1997. Cela peut s'expliquer en partie par le fait qu'elle correspond à un angle $\Phi \sim 180^\circ$ où l'on a la séparation entre les deux demi-bouchons du BGO et du HCAL donc possibilité de fuites plus importantes dans cette zone inactive. Malgré tout la calibration des voies du EGAP est très bonne compte tenu de sa résolution de 30% à basse énergie. En 1997, la méthode de calibration était un peu différente, les voies "paires" et "impaires" étaient calibrées séparément. On se rappelle que chaque brique est divisée en 2 voies. La brique n'est pas symétrique (elle a la forme d'un trapézoïde) et l'une des voies est plus large que l'autre. Les guides de lumière aussi sont de forme différente. Cependant comme on n'a pas constaté d'effet significatif on a abandonné cette séparation.

Après avoir obtenu les constantes d'intercalibration, pour avoir la calibration absolue et connaître la résolution du EGAP à haute énergie on utilise les événements "Bhabha". Pour chaque voie on calcule par ajustement gaussien la position du pic d'énergie des électrons "Bhabha" normalisée à l'énergie du faisceau et on recalibre en imposant que ce pic soit à 1. Les données utilisées pour la calibration absolue du EGAP sont celles de 1997 et 1998 à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV.

Calibration absolue à l'aide des événements Bhabha

La sélection des événements Bhabha est la même pour toutes les données. On utilise seulement les Bhabha à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV, c'est-à-dire les données de calibration de début d'année. Les coupures sont les suivantes :

1. on demande 2 dépôts dans le EGAP d'énergie brute au moins égale à 25 GeV : $E_{EGAP} > 25$ GeV,
2. l'énergie dans le HCAL connectée au dépôt ne doit pas dépasser 40% de celle du EGAP : $\frac{E_{HCAL}}{E_{EGAP}} < 0.4$,
3. l'énergie dans le BGO connectée au dépôt ne doit pas dépasser 40% de celle du EGAP : $\frac{E_{BGO}}{E_{EGAP}} < 0.4$,
4. les deux dépôts doivent être connectés avec une trace TEC telle que la différence $\delta\Phi$ entre l'angle azimuthal du dépôt et celui de la trace soit inférieur à 0.15 rad c'est-à-dire 8.6° environ : $\delta\Phi < 0.15$ rad
5. l'angle $\alpha_{1,2}$ entre les deux traces doit être proche de 180° à moins de 4° : $180^\circ - \alpha_{1,2} < 4^\circ$.

La luminosité totale utilisable pour les trois années 1997, 1998 et 1999 s'élève à 7.5 pb^{-1} . L'efficacité de la sélection est de 70% environ et le bruit de fond est négligeable. La simulation Monte-Carlo ne tenant pas compte de l'inefficacité du déclenchement, il surestime de 10% environ le nombre d'événements attendus. En effet, le déclenchement n'utilise pas l'énergie dans le EGAP. Pour des événements dont la majorité de l'énergie se trouve dans le EGAP, seul quelques GeV dans le BGO et le HCAL sont insuffisants pour déclencher. C'est le déclenchement TEC (deux traces dos-à-dos) qui permet de conserver l'événement mais avec une inefficacité qui n'est pas prise en compte dans la simulation. La Table II.7 résume les résultats obtenus après la sélection pour les trois années 1997, 1998 et 1999.

la Figure II.46 montre les résolutions obtenues sur les différents lots d'événements Bhabha, après ajustement d'une fonction gaussienne. La résolution sur les données combinées de 1997 et 1998 est de $16.6 \pm 0.7\%$ avec la nouvelle calibration alors qu'elle était de $19.3 \pm 0.7\%$ avec l'ancienne calibration de 1997. En 1999 le EGAP a eu des problèmes de bruit et de dysfonctionnement en début d'année,

Année	Luminosité (pb^{-1})	Nombre d'événements sélectionnés
1997	2.17	114
1998	3.01	117
1999	2.29	109

Tableau II.7: Résultats de la sélection d'événements "Bhabha" dans le EGAP.

ce qui explique la légère détérioration de la résolution observée Figure II.46. De plus les résultats obtenus avec les données de 1997-98 sont un peu biaisés car ces données ont servi à la calibration. Malgré cela on constate que les résolutions ainsi que la position du pic d'énergie sont stables au cours du temps. La résolution finale en utilisant toutes les données disponibles à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV est de $17.7 \pm 0.5\%$.

En faisceau test la mesure de la résolution du EGAP sur des électrons de 7 GeV avait donné 6.3%. L'extrapolation à des électrons de 45 GeV donnait 4% environ. La différence est due au fait qu'en faisceau test les électrons étaient projetés en plein centre d'une voie électronique. La statistique était suffisante pour que l'on n'utilise que les électrons qui n'avaient déposé de l'énergie que dans une seule voie. Enfin, l'extrapolation de 7 à 45 GeV est valable seulement si les électrons de 45 GeV pouvaient être contenus dans une voie, ce qui n'est pas le cas. Une fraction importante, on l'a vu, se dépose dans les voies adjacentes ainsi que dans le BGO et le HCAL ou se perd dans le support du EGAP. Enfin devant les briques du EGAP se trouvent la chambre à traces et ses fils de hautes tension avec leur support d'aluminium. La résolution du EGAP est à cause de tout cela fortement dégradée.

II.3.15 Efficacité de veto du EGAP

Les événements de signal supersymétrique que l'on recherche possède de l'énergie manquante. Le rôle du EGAP est de signer le passage d'un électron ou d'un photon de manière efficace. Pour connaître la qualité de veto du EGAP on étudie l'efficacité de veto qui est définie comme le pourcentage d'électrons qui déposent dans le EGAP une énergie supérieure à un seuil. La Figure ?? montre l'énergie du dépôt le plus énergétique dans le EGAP mesurée à partir d'événements hors collision enregistrés en 1999, c'est-à-dire des événements contenant uniquement le bruit électronique des sous-détecteurs que l'on enregistre aléatoirement en l'absence de faisceau (voir la partie II.5). La Table II.8 résume les résultats obtenus.

Le bruit moyen est de moins de 1 GeV de chaque côté. Dans 96.9% des événements hors collision il n'y a pas de dépôt dans le EGAP. Dans 2.9% des cas il y a un dépôt et dans 0.2% des cas il y a au moins 2 dépôts. Cela veut dire qu'en principe il y a un seul dépôt de 800 MeV en moyenne dû au bruit dans le EGAP. Comme seulement 3.1% des dépôts ont une énergie supérieure à 2 GeV on choisit un seuil de veto de 2 GeV. La Figure II.48 montre l'efficacité minimale de veto du EGAP sur des électrons de 5 GeV pour différents seuils d'après les résultats obtenus en faisceau test [66]. L'efficacité est minimale au passage entre deux briques du EGAP. Pour un seuil de 2 GeV l'efficacité de veto sur des électrons de 5 GeV est de 93% environ. Le EGAP est donc adapté à son rôle de veto.

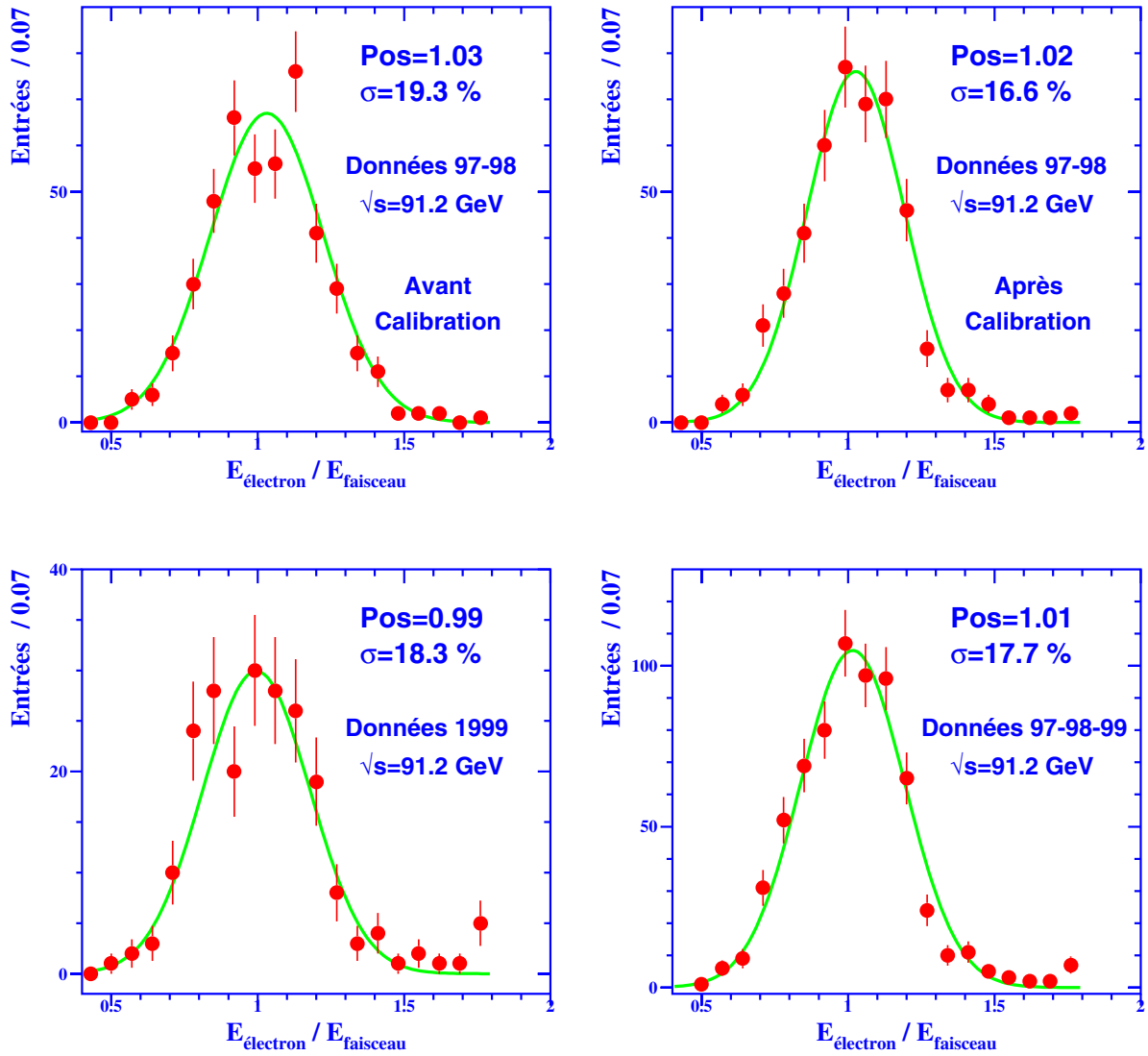


Figure II.46: Résolutions du EGAP sur des électrons Bhabha à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV, à partir des données de 1997-98 avant calibration (en haut à gauche), après calibration (en haut à droite), à partir des données de 1999 (en bas à gauche) et pour toutes les données de 1997-98-99 (en bas à droite).

$N_{\text{événement}}$ total hors collision	70558
$N_{\text{événement}}$ avec zéro dépôt dans le EGAP	68277
$N_{\text{événement}}$ avec 1 dépôt dans le EGAP	2029
$N_{\text{événement}}$ avec au moins 2 dépôts dans le EGAP	160
Pourcentage d'événements avec au moins 1 dépôt dans le EGAP	3.1%
$N_{\text{dépôt}}$ total dans le EGAP	2381
$N_{\text{dépôt}}$ total pour $\theta \sim 40^\circ$	803
$N_{\text{dépôt}}$ total pour $\theta \sim 140^\circ$	1578
$N_{\text{dépôt}}$ avec $E \geq 2$ GeV pour $\theta \sim 40^\circ$	14
$N_{\text{dépôt}}$ avec $E \geq 2$ GeV pour $\theta \sim 140^\circ$	61
Pourcentage de dépôts qui ont plus de 2 GeV	3.1%

Tableau II.8: Résultats de l'étude des événements hors collision de 1999.

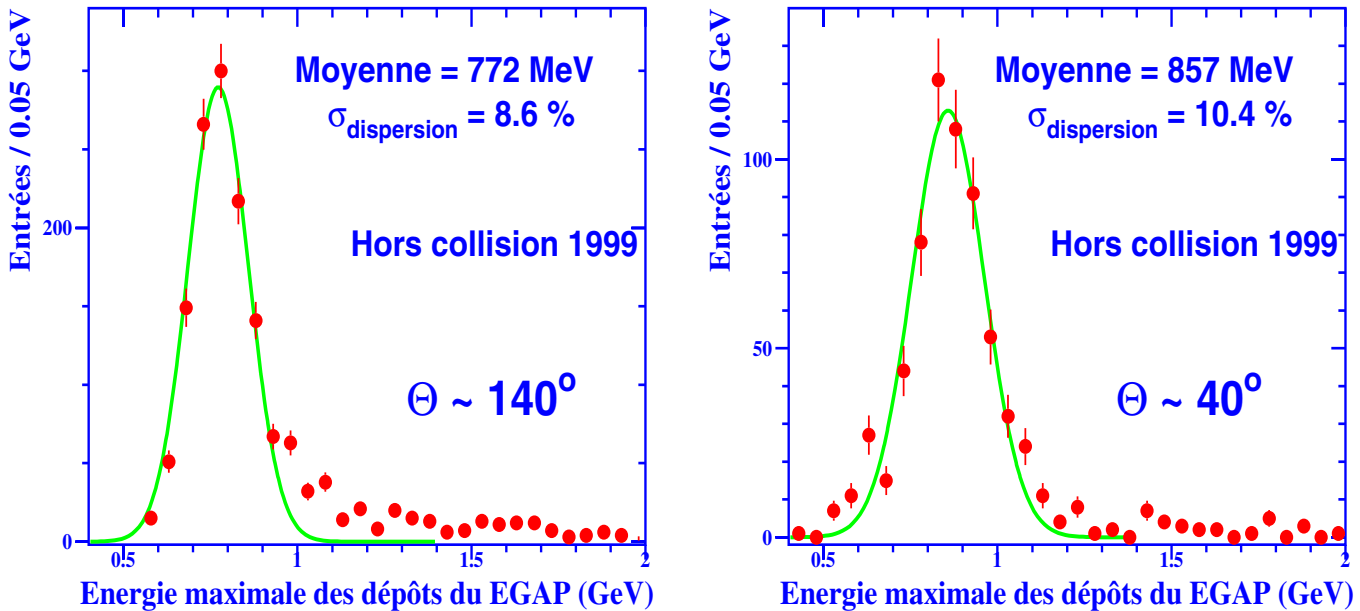


Figure II.47: Energie du dépôt le plus énergétique dans le EGAP pour des événements hors collision de 1999.

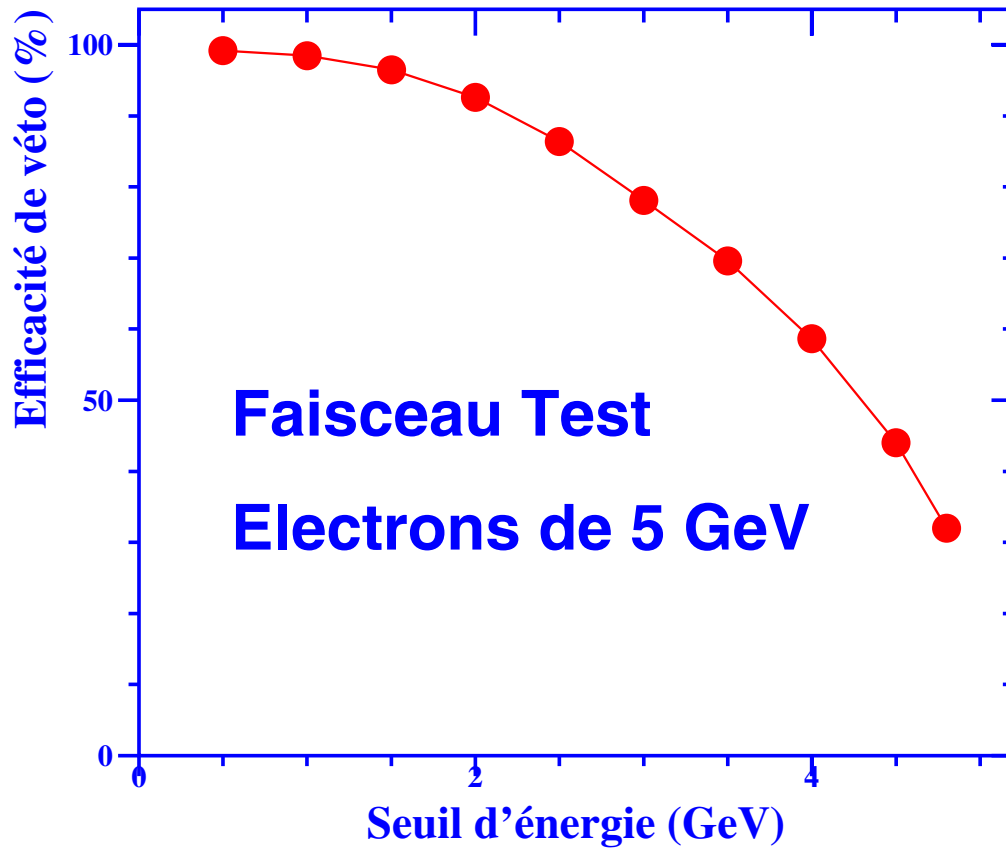


Figure II.48: Distribution de l'efficacité minimale de veto pour des électrons de 5 GeV en fonction de différents seuils (d'après [66]).

II.4 Les autres sous-détecteurs de L3

II.4.1 La chambre à traces (TEC), le SMD et les chambres Z

La chambre à traces centrale

La chambre à traces centrale (Time Expansion Chamber) de L3 [73] est une chambre à dérive de symétrie cylindrique, d'un rayon de 50 cm et d'une longueur de 1 m. Elle a pour rôle de détecter le passage des particules chargées et de mesurer leurs coordonnées spatiales, leurs impulsions transverses dans le champ magnétique de L3 et leurs charges. Elle permet aussi de reconstruire le vertex d'interaction et les éventuels vertex secondaires. Enfin, par la mesure de perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) elle renseigne sur la nature des particules en discriminant les pions, kaons, leptons... de basse énergie.

Le principe de détection de la TEC est basé sur l'ionisation du gaz de la chambre (mélange de 80% de CO_2 et de 20% de C_4H_{10}) le long de la trajectoire de la particule chargée qui traverse le détecteur. Les électrons produits dérivent sous l'action d'un champ électrique vers un fil d'anode ou ils sont recueillis. Le signal est ensuite amplifié et constitue un point dans l'espace. L'ensemble des points forme la trace de la particule. La TEC est faite de deux chambres à dérive, coaxiales et cylindriques, qui couvrent les rayons de 90 à 457 mm. La première appelée TEC interne, est constituée de 12 secteurs dans le plan $R-\Phi$ et la seconde, la TEC externe est constituée de 24 secteurs. On a sur la Figure II.49 une vue générale de la TEC.

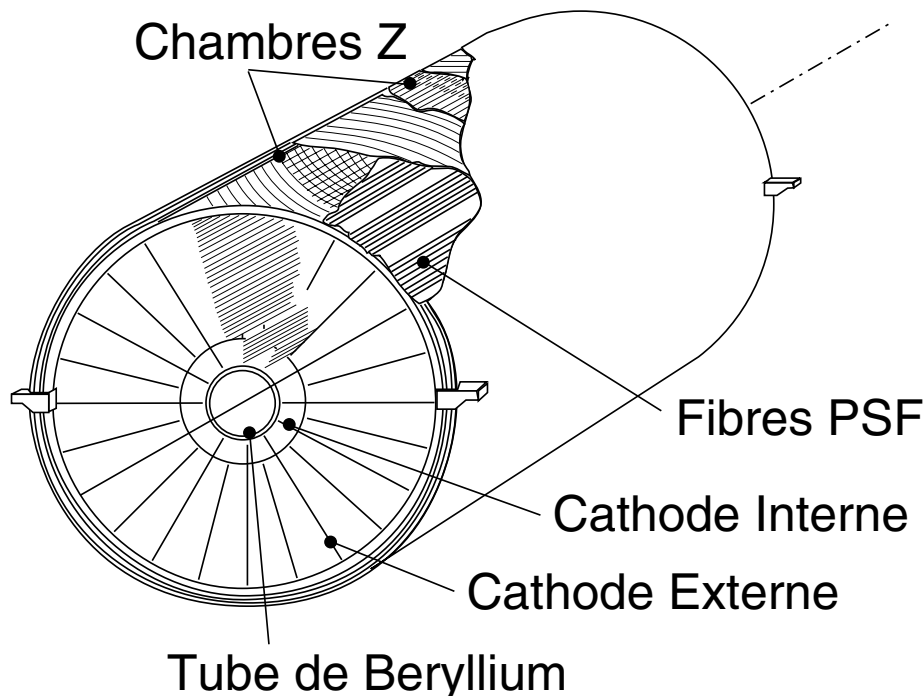


Figure II.49: Vue générale de la chambre à traces (TEC) de L3.

Au milieu de chaque secteur se trouve un plan de fils d'anode tendu parallèlement à l'axe du faisceau et entouré par deux grilles maintenues à un potentiel nul. Des plans de cathode délimitent

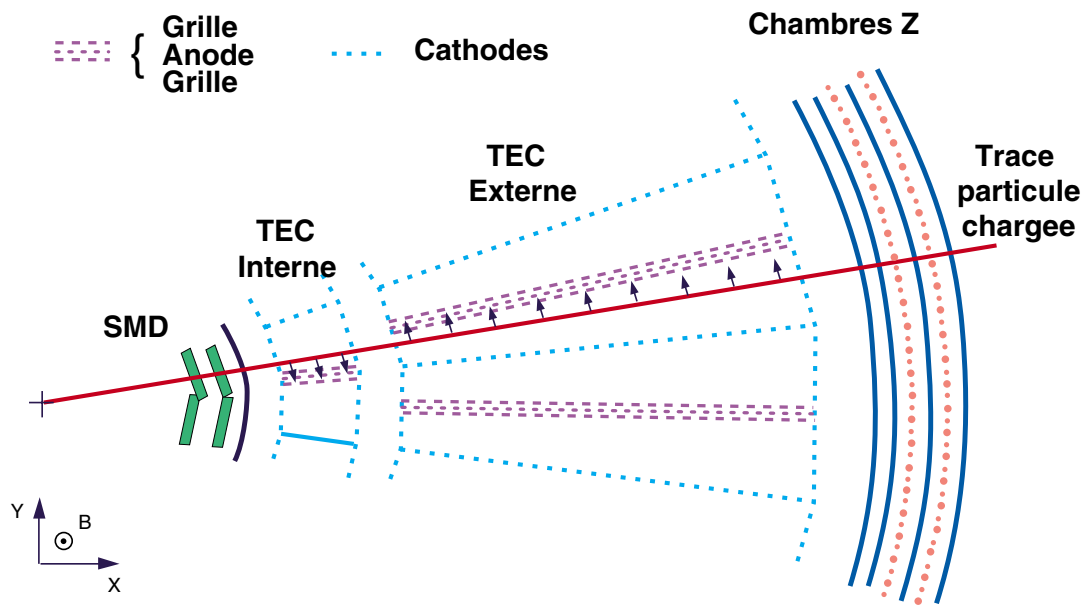


Figure II.50: Vue transverse de la TEC montrant le passage d'une particule chargée dans la chambre.

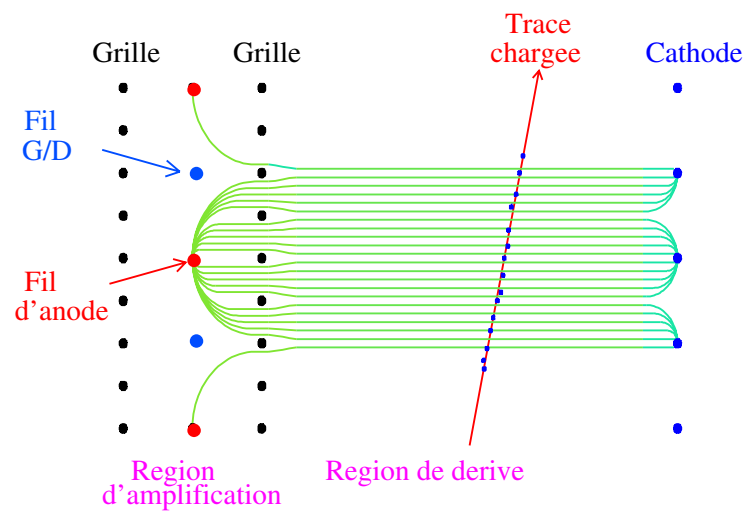


Figure II.51: Vue des régions de dérive et d'amplification d'un secteur de la TEC.

les secteurs (voir Figure II.50). L'espace entre les grilles et les plans de cathode constitue une région de faible champ électrique uniforme qui est la région de dérive des électrons produits par l'ionisation. Dans le volume entre plans d'anode et grilles par contre, le champ est intense: c'est une région d'amplification du nombre d'électrons par effet d'avalanche (voir Figure II.51). Le signal produit sur les fils d'anode est ainsi suffisamment intense pour être identifié. Il y a trois types de fils d'anode. Les fils standards à lecture à une extrémité qui ne fournissent qu'une information dans le plan $R-\Phi$, tandis les fils à division de charge (D.C.) qui ont une lecture à chaque extrémité fournissent en plus une information sur la position z . Enfin il y a des fils qui ont une lecture à gauche et à droite (G/D) du plan d'anode ce qui permet de lever l'ambiguïté gauche/droite lors de la reconstruction de la trace. Il y a au total 8 fils par plan d'anode de la TEC interne (6 standard et 2 D.C.) et 54 fils par plan d'anode de la TEC externe (31 standard, 9 D.C. et 14 G/D). Ces 62 points de mesure permettent la reconstruction des traces chargées par ajustement dans le plan transverse d'un arc de cercle. Pour une trace dont l'angle polaire est tel que $|\cos \theta| < 0.75$ le nombre de fils touchés diminue au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'axe du faisceau. Pour un angle de 15° la particule ne rencontre que 5 fils. En dehors de la région angulaire $12.5^\circ \leq \theta \leq 167.5^\circ$ aucun fil n'est rencontré. Les résolutions sont les suivantes :

- une résolution spatiale de $40 \mu m$ dans le plan $R-\Phi$ et de $1.5 cm$ sur la coordonnée z ,
- une résolution en impulsion transverse donnée par :

$$\frac{\Delta P_t}{P_t^2} = (2.06 \pm 0.06) 10^{-2} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

- un pouvoir de séparation de deux traces de $450 \mu m$.

La stabilité du champ électrique contribue fortement à la résolution car la vitesse de dérive en dépend. Le champ électrique doit être constant à $0.5 V/cm$ près. De même la vitesse de dérive dépend de la stabilité du mélange gazeux qui est constant à 0.1% près.

Le S.M.D.

Le détecteur de microvertex [74] (Silicon Microvertex Detector) a été installé en 1993 et fonctionne depuis 1994. Comme il est placé très près du point d'interaction, il améliore de façon très importante la résolution sur le paramètre d'impact des traces chargées. Il permet en outre de reconstruire les éventuels vertex secondaires issus de désintégrations lointaines de particules instables comme les b produits dans les processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{hadrons}$. Sur la Figure II.52 on a une vue en perspective et en coupe du SMD, et sur la Figure II.53 on voit la position du SMD par rapport à la TEC.

Le SMD est constitué de deux cylindres coaxiaux de rayon $6 cm$ et $8 cm$ dont la couverture angulaire est $22^\circ \leq \theta \leq 158^\circ$. Sur chaque cylindres sont disposées des micro-bandes de silicium de $70 \times 40 mm^2$. Il mesure les traces avec une résolution de $7 \mu m$ dans le plan $R-\Phi$ et de $14 \mu m$ sur z . En association avec la TEC, les résolutions sur l'impulsion transverse et le paramètre d'impact sont améliorées par rapport à la TEC seule. Pour cela l'alignement TEC-SMD est contrôlé avec une précision de $10 \mu m$. La Figure II.54 montre les résolutions sur le paramètre d'impact et en impulsion transverse de l'ensemble TEC-SMD obtenues à partir des données à 192-202 GeV de 1999.

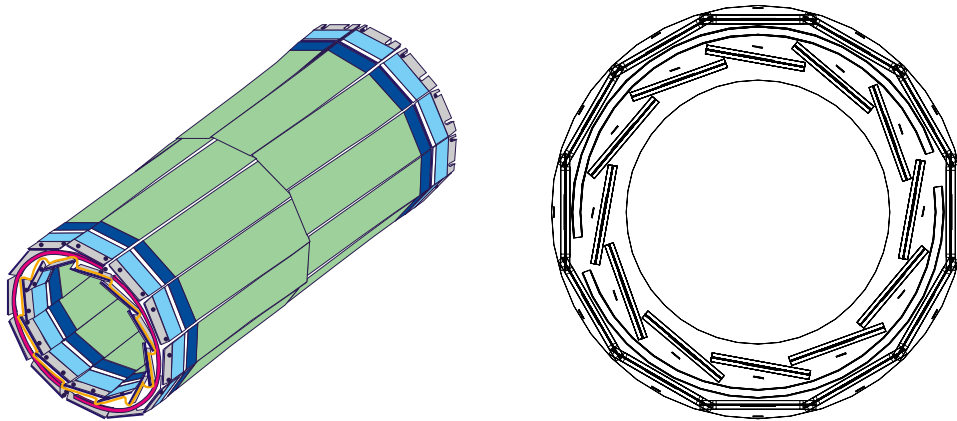


Figure II.52: Vue du détecteur de microvertex.

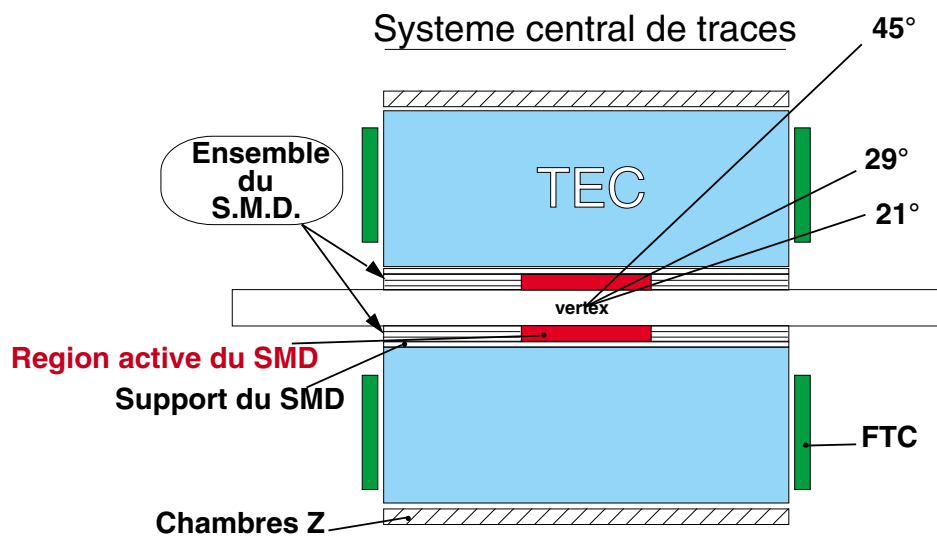


Figure II.53: Vue du système central de L3 de détection de traces.

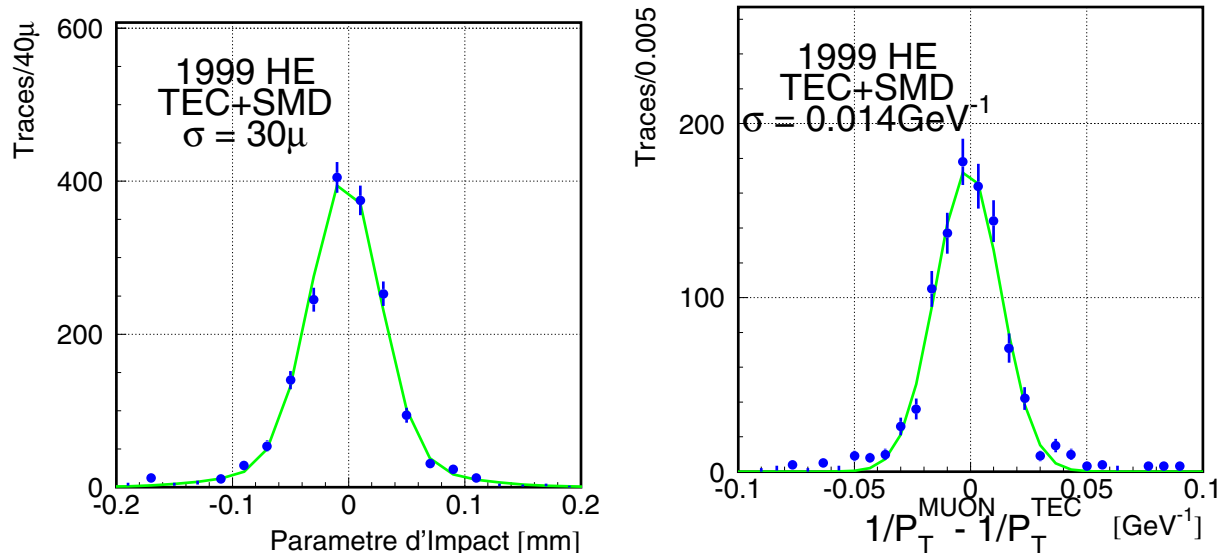


Figure II.54: Résolution de l'ensemble TEC-SMD sur le paramètre d'impact (à gauche) et l'impulsion transverse (à droite) pour les données de 1999 à haute énergie.

Les chambres Z

Les deux chambres Z [75] (voir Figure II.53 et II.49) sont des chambres proportionnelles à lecture cathodique par bandes, cylindriques et coaxiales et recouvrent l'extérieur de la TEC externe. Les bandes de lecture sont orientées avec un angle de 90° , 70.1° , -70.1° et 0° par rapport à la direction du faisceau. Les chambres contiennent un mélange gazeux de 80% d'Argon et de 20% de CO_2 . Elles couvrent la région angulaire $45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$ et leur rôle est d'améliorer la mesure de la coordonnée z , dont la résolution varie de $200 \mu\text{m}$ pour $\theta = 90^\circ$ à $750 \mu\text{m}$ aux extrémités du détecteur.

Les FTC

Les FTC (Forward Tracking Chambers) [76] sont des chambres à dérive placées entre les bouchons du BGO et la TEC. Une demi-FTC est représentée sur la Figure II.55. Le rôle des FTC est identique à celui des chambres Z, à savoir améliorer la précision de la TEC sur la coordonnée z notamment dans la région angulaire $12.3^\circ \leq \theta \leq 41.7^\circ$ et $138.3^\circ \leq \theta \leq 167.7^\circ$, dans une zone où les performances de la TEC se dégradent car les particules chargées croisent de moins en moins de fils.

II.4.2 Les luminomètres : mesure de luminosité

Le rôle principal des luminomètres [77] est de mesurer la luminosité de LEP. Celle-ci est définie comme le taux d'électrons et de positons par unité de section efficace σ . En termes de paramètres de la machine on peut l'écrire :

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

où N_{e^\pm} est le nombre de particules par paquet, n_b le nombre de paquets, f la fréquence de révolution et $\sigma_{x,y}$ les étalements radiaux du faisceau qui définissent ainsi sa section. La section

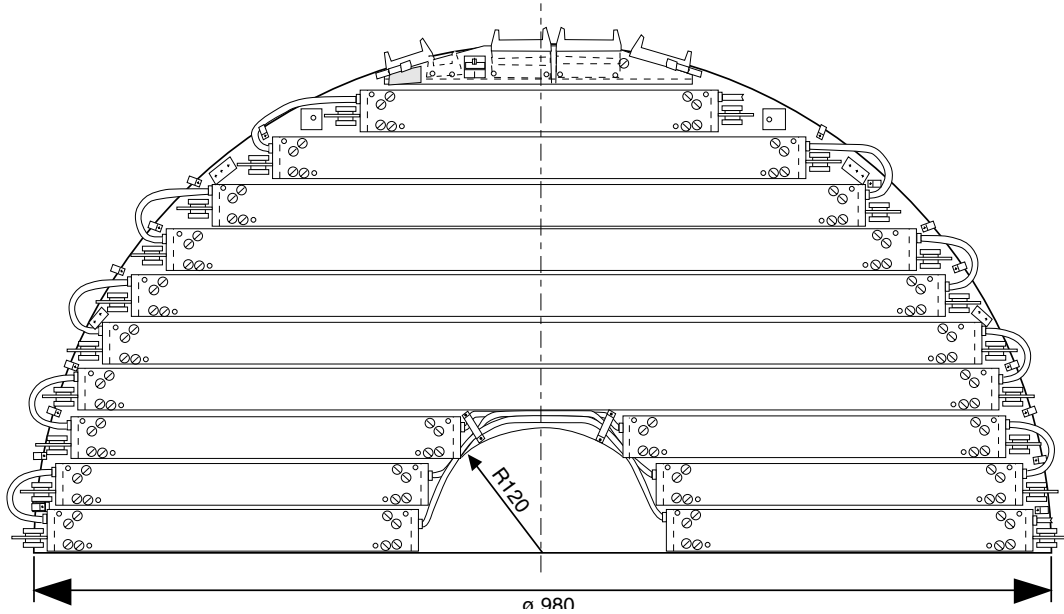


Figure II.55: La moitié d'une des deux FTC.

efficace d'un processus physique donné est égale au rapport d'événements produits sur la luminosité. Le LEP a été conçu pour tourner à une luminosité entre 10^{31} et $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Pour mesurer cette luminosité on compte le nombre d'événements de diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ produits à très bas angle (où la section efficace est la plus importante, environ 100 nb) par coïncidence de dépôts dans les deux calorimètres. A partir de la section efficace théorique donnée par l'ElectroDynamique Quantique on détermine la luminosité de la machine.

Les électrons/positons sont détectés grâce à un moniteur à cristaux de BGO de $24 X_0$ et de grande segmentation associé à un détecteur de traces en silicium (Silicon LUMinosity monitor voir Figure II.56) qui différencie les électrons des photons. Les cristaux utilisés possèdent une grande résistance aux radiations, ils sont dopés ce qui n'est pas le cas des cristaux du BGO du calorimètre électromagnétique. Les moniteurs couvrent la région angulaire $1.43^\circ \leq \theta \leq 4.0^\circ$ et $176.0^\circ \leq \theta \leq 178.53.0^\circ$. Ils permettent de mesurer la luminosité avec une précision de 0.6% environ à LEP 2. La résolution en énergie est de 2% pour des électrons de 45 GeV et les résolutions angulaires de 0.4 mrad en θ et 0.5 mrad pour Φ . Les luminomètres étant très précis ils peuvent être également utilisés de manière efficace comme véto.

II.4.3 Les ALR

A l'origine de L3, il existait une zone qui n'était couverte par aucun détecteur entre les luminomètres et les modules du HCAL. Depuis 1995 il a été installé deux calorimètres plomb/scintillateur appelés ALR (Active Lead Rings) [78], destinés à mesurer précisément l'énergie des particules électromagnétiques émises à bas angle, comme les photons de rayonnement initial (retour au Z^0) ou les électrons issus de réaction $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)f\bar{f}$.

Les ALR sont de petits calorimètres constitués d'une succession de couches de plomb et de scintillateurs. Ils sont disposés à l'avant et à l'arrière de L3 et couvrent la région $4.0^\circ \leq \theta \leq 9.4^\circ$ et $170.6^\circ \leq \theta \leq 174.0^\circ$ (voir Figure II.57). Ils permettent ainsi d'assurer une parfaite herméticité de L3 et peuvent être utilisés comme véto.

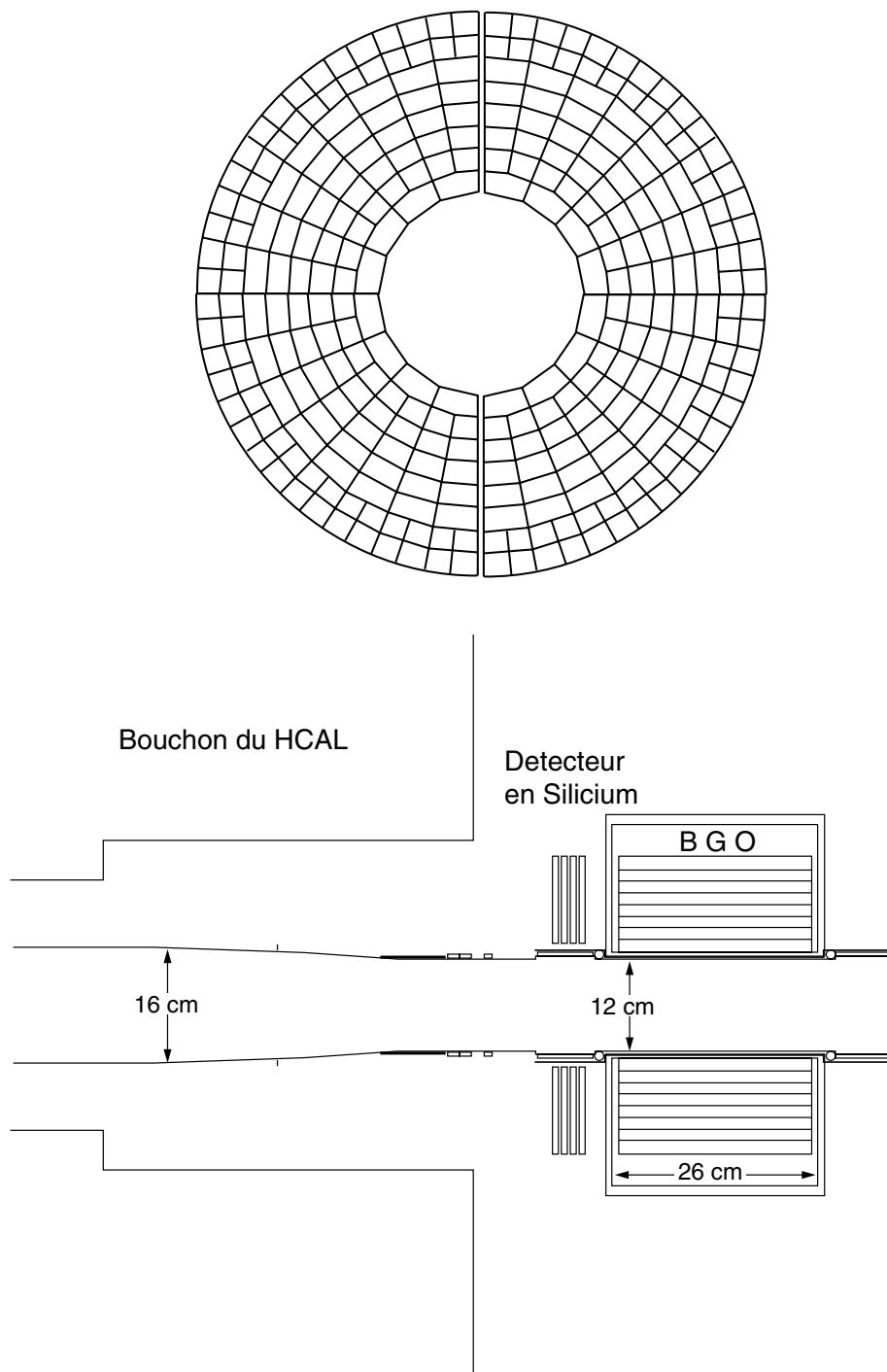


Figure II.56: Vue des luminomètres de L3 et leur position autour du faisceau.

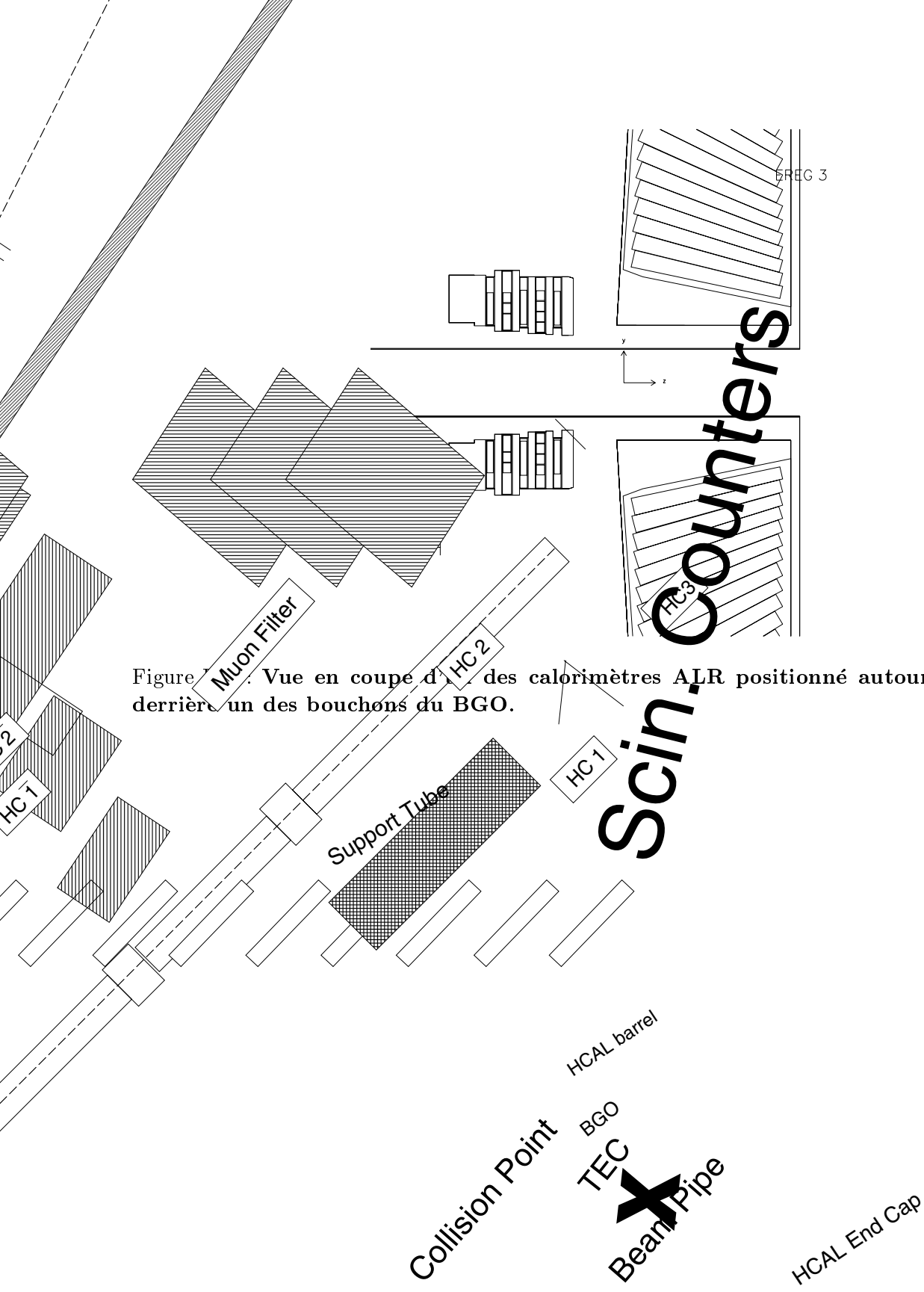


Figure II.57. Vue en coupe d'un des calorimètres ALR positionné autour du faisceau derrière un des bouchons du BGO.

Figure II.58: Coupe longitudinale du détecteur L3 montrant les compteurs à scintillation et la segmentation du HCAL.

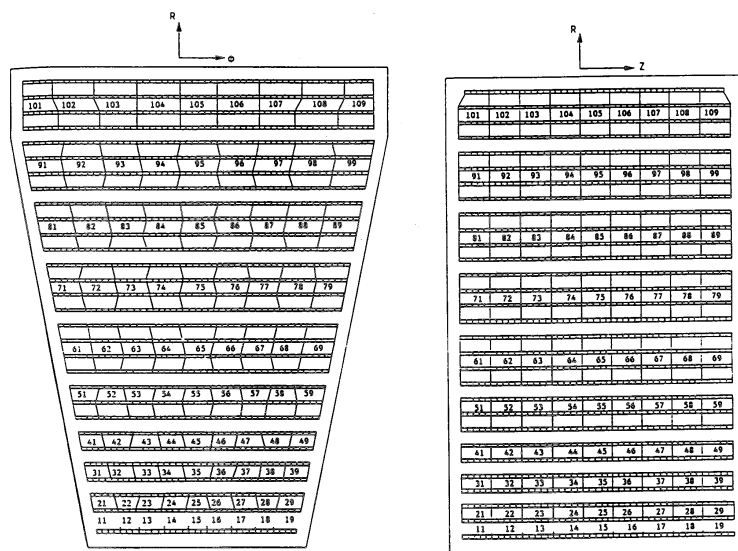


Figure II.59: Un module du calorimètre hadronique en coupe dans le plan transverse (à gauche) et longitudinal (à droite).

II.4.4 Les compteurs à scintillation

Les compteurs à scintillation ou scintillateurs (voir Figure II.58) sont situés entre le BGO et le HCAL. Ils permettent de rejeter les muons issus de rayons cosmiques qui passent à proximité du point d'interaction. Dans ce cas ils peuvent simuler un événement $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ à deux muons dos-à-dos. La différence de temps entre deux scintillateurs opposés est nulle pour un événement dimuon, ce qui n'est pas le cas pour un muon cosmique. On a donc besoin d'une mesure du temps de vol très précise. On utilise des scintillateurs plastiques disposés en bandes de 2.9 m de long parallèlement au faisceau et d'une épaisseur de 1 cm . Deux disques de 16 scintillateurs chacun recouvrent les bouchons du HCAL. Ainsi la région couverte est $25.0^\circ \leq \theta \leq 155.0^\circ$ ce qui représente 91% de l'angle solide. La résolution en temps est inférieure à 1 ns .

II.4.5 Le calorimètre hadronique HCAL

Le calorimètre hadronique [39, 79] mesure l'énergie des hadrons, et permet l'identification des muons en tant que particules au minimum d'ionisation. Il couvre 99.5% de l'angle solide et est divisé en un tonneau et deux bouchons (voir Figure II.58). Le tonneau couvre l'angle polaire $35.0^\circ \leq \theta \leq 145.0^\circ$ et les bouchons $5.5^\circ \leq \theta \leq 35.0^\circ$ et $145.0^\circ \leq \theta \leq 174.5^\circ$. Le HCAL est essentiel pour le système de déclenchement de L3. Le calorimètre hadronique est un empilement d'éléments absorbeurs entre lesquels se trouvent le milieu détecteur (voir Figure II.58). Le choix de l'absorbeur s'est porté sur des plaques d'Uranium appauvri de 5 mm d'épaisseur car c'est un milieu de grande densité et de faible longueur d'absorption (environ 10.5 cm). L'Uranium est disposé à l'intérieur d'une structure de fer dont l'épaisseur est de 55 mm et qui protège le BGO des radiations. La détection est assurée par des chambres à fils proportionnelles constituées d'un plan de tubes de cuivre de section $5 \times 10\text{ mm}^2$ qui contiennent chacun un fil d'anode au sein d'un mélange gazeux de 80% d'Argon et de 20% de CO_2 . Ces chambres sont calibrées à l'aide de rayons cosmiques et des photons γ issus de la radioactivité de l'Uranium. Elles ont été choisies en raison de leur stabilité dans le temps et en présence d'un champ magnétique. Le signal est proportionnel au nombre de traces

chargées de la gerbe hadronique développée dans le HCAL, lequel est proportionnel à l'énergie du hadron incident.

Le tonneau du HCAL est fait de neuf anneaux, chacun divisé en 16 modules. L'un des modules est représenté en vue transverse et longitudinale sur la Figure II.59. La structure est une répétition de plaques d'Uranium séparés par un plan de chambre à fils orienté alternativement suivant et orthogonalement à l'axe du faisceau. Les fils des chambres proportionnelles sont connectés en parallèle pour la lecture du signal par groupe de 6 à 24 fils. Il en résulte une segmentation du HCAL en entités de 6 *cm* environ en *z*, 8 *cm* en *R* et 2.5° en Φ . Cette structure assure au HCAL une bonne résolution angulaire sur les jets de particules issus de la désintégration de hadrons. La résolution en énergie est donnée par la loi suivante où *E* s'exprime en GeV :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{55\%}{\sqrt{E}} + 5\%$$

Les hadrons déposent une partie importante de leur énergie dans le BGO, et l'énergie de la particule est donc une pondération des informations des deux calorimètres. La résolution en énergie mesurée sur des événements $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ hadrons, en utilisant uniquement les calorimètres BGO et HCAL donne une résolution de 10% environ comme le montre la Figure II.60.

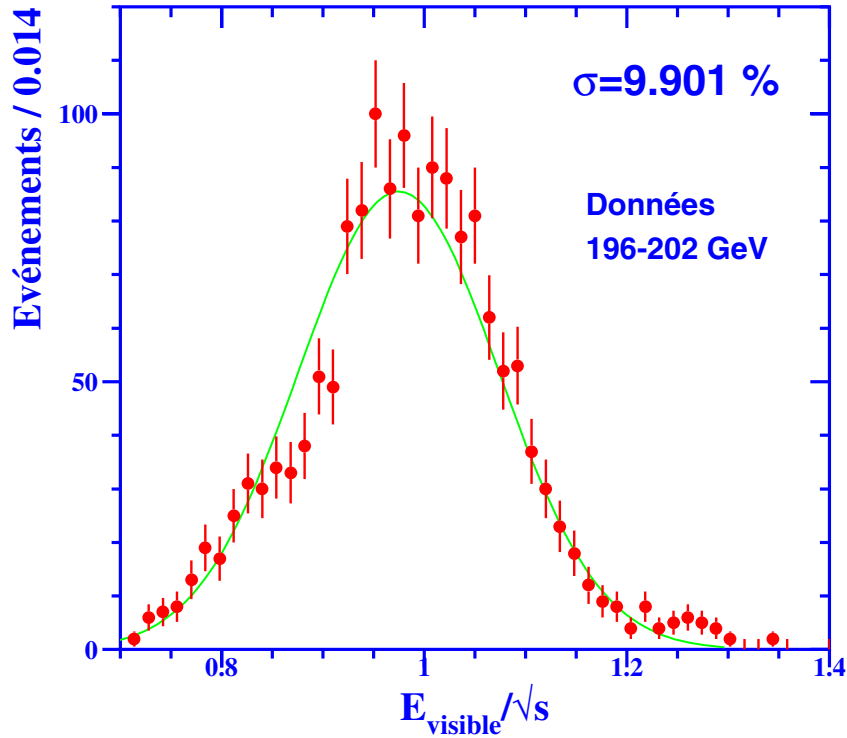


Figure II.60: **Distribution de l'énergie visible sur \sqrt{s} pour des événements $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ hadrons sélectionnés à $\sqrt{s} = 196-202$ GeV.**

Les bouchons du HCAL sont en fait séparés verticalement en deux demi-bouchons, de sorte qu'il existe entre eux un espace vertical de quelques *cm* auquel s'ajoutent les épaisseurs de la structure porteuse en fer, ce qui laisse une importante zone non couverte pour $\Phi \simeq 90^\circ$ et $\Phi \simeq 270^\circ$. En principe cette zone est couverte par d'autres calorimètres mais pour $9.4^\circ \leq \theta \leq 11.5^\circ$ et $168.5^\circ \leq \theta \leq 170.6^\circ$ il y a un espace libre entre le BGO et les ALR. Cette région doit être prise en compte dans toute recherche d'événements avec énergie manquante.

II.4.6 Le filtre à muons

Le filtre à muons est cylindrique et il entoure et complète le calorimètre hadronique. Il est divisé en 8 octants de 4 m de long, chacun étant constitué de 6 plans de laiton d'une épaisseur de 1 cm (milieu absorbant), séparés alternativement par 5 chambres proportionnelles de 1.5 cm d'épaisseur. Le filtre à muons ajoute 1 longueur d'interaction nucléaire supplémentaire aux 4 du HCAL et à celle du BGO ou du EGAP, ce qui donne un total de 5.5 longueurs d'absorption. Il permet ainsi d'arrêter les hadrons qui interagissent peu dans les calorimètres et qui peuvent simuler des muons. Juste après le filtre à muons se trouve le tube support dans lequel sont installés la TEC et le BGO. Celui-ci ajoute 0.5 longueur d'interaction supplémentaire. La Table II.9 donne le détail des longueurs de radiation et d'interaction nucléaire des différentes parties de L3. En principe on est assuré que seuls les muons peuvent atteindre les chambres à muons.

Sous-détecteur	Longueur d'interaction nucléaire	Longueur de radiation
BGO	0.9	21.4
EGAP	0.7	20.8
HCAL (tonneau)	3.5	88.3
Filtre à muons	1.0	11.5
Tube support	0.5	5.8
Total L3	5.7-5.9	~ 138.0

Tableau II.9: Longueurs de radiation et d'interaction nucléaire des différentes parties de L3.

II.4.7 Le spectromètre à muons

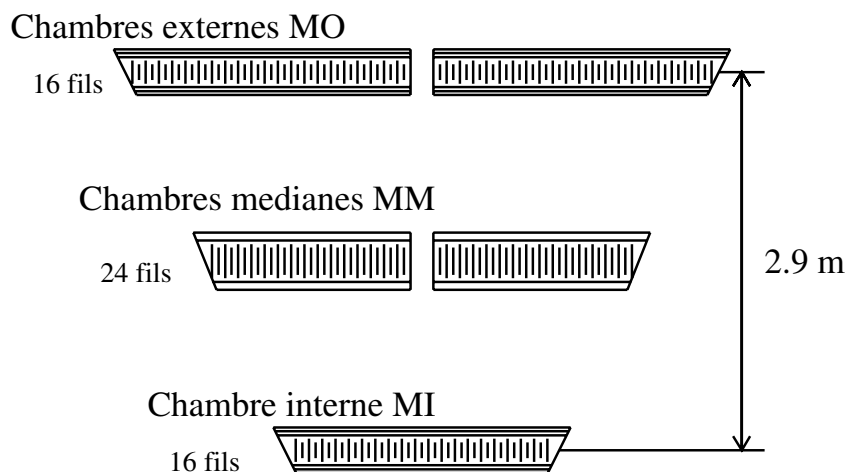


Figure II.61: Un octant du spectromètre central à muons.

Le spectromètre central à muons de L3 [80] couvre la région angulaire $43.0^\circ \leq \theta \leq 137.0^\circ$. Son rayon externe est de 5.4 m pour un rayon interne de 2.5 m. Il est formé de deux demi-spectromètres divisés en octants, le tout entourant le tube support. Chacun des octants est constitué de 5 chambres à dérive (voir Figure II.61), appelées chambres P qui sont organisées en trois plans. La chambre interne (MI) est sur le premier, les deux chambres médianes (MM) sur le second plan et les deux

chambres externes (MO) sur le troisième. Chaque chambre possède 3000 fils parallèles à l'axe du faisceau, dont 320 fils sensibles qui baignent dans un mélange de 62% d'Argon et de 38% d'éthane. Pour mesurer la coordonnée z du muon, les plans interne (MI) et externe (MO) sont équipés de chambres à dérive (chambres Z) qui sont faites de deux couches de cellules à dérive décalées d'une demi cellule les unes par rapport aux autres, ce qui permet de lever l'ambiguïté gauche/droite, et dont les fils sont perpendiculaires à l'axe du faisceau. Ces chambres fournissent 8 points de mesure dans le plan $R-z$. L'alignement des chambres est contrôlé par un système opto-mécanique de précision. La résolution en position varie de $110 \mu m$ à $250 \mu m$ selon la distance entre la trace et l'anode. La résolution sur l'impulsion d'un muon de 50 GeV est $\Delta p/p \simeq 2\%$, ce qui correspond à une résolution de 1.4% sur la masse du Z^0 pour la reconstruction de la masse invariante d'une paire de muons.

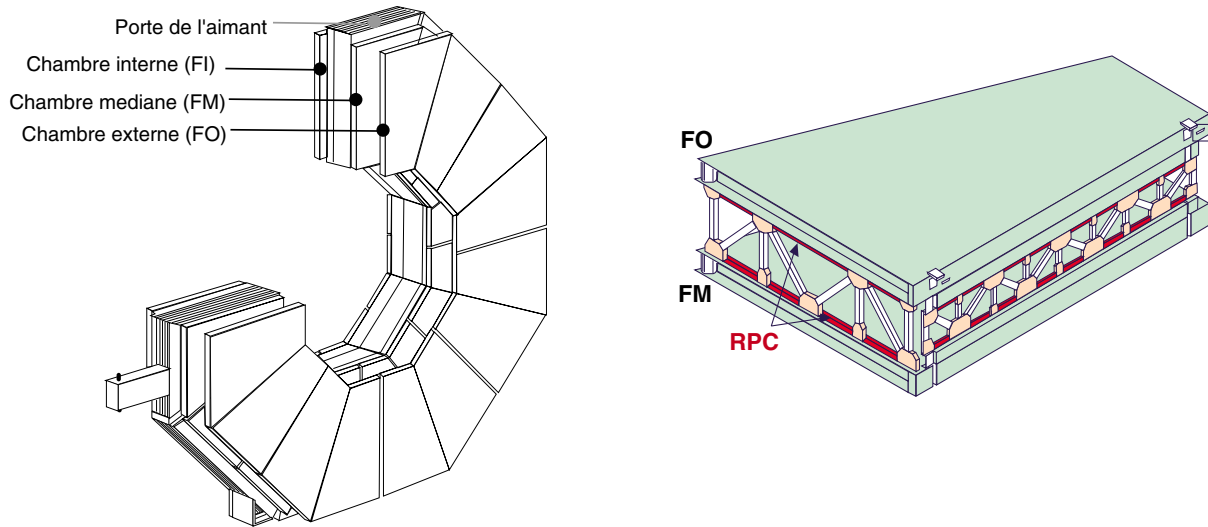


Figure II.62: Vue d'une des portes de l'aimant sur laquelle sont installées les chambres à muons avant-arrière (à gauche) et l'une des chambres à dérive (à droite).

Depuis 1994 L3 est équipé de chambres supplémentaires [81] qui ont été installées sur les portes de l'aimant. Ces portes (voir Figure II.62) ont été spécialement magnétisées par l'adjonction de nouvelles bobines toroïdales délivrant un champ de $1.24 T$. Les chambres avant-arrière qui fonctionnent depuis 1995 sont constituées de trois couches, interne (FI), médiane (FM) et externe (FO) qui contiennent chacune 16 chambres à dérive dont l'une est représentée sur la Figure II.62. La couverture angulaire totale du spectromètre à muons après addition des nouvelles chambres avant-arrière est $22.0^\circ \leq \theta \leq 158.0^\circ$, ce qui correspond à 93% de l'angle solide. Cependant, comme le montre la Figure II.63 en-dessous de 24° (respectivement au-dessus de 156°) seules deux chambres au maximum sont traversées par les muons. L'angle solide S de la Figure II.63 correspond à une région où deux chambres du spectromètre central sont traversées, la région T quant à elle correspond à une région où une seule chambre centrale est traversée. La résolution sur l'impulsion des muons se dégrade donc au fur et à mesure que l'on se rapproche du faisceau, passant, pour des muons de 45 GeV, de 4% à l'angle polaire $\theta \simeq 44^\circ$ à 23% pour la région S ($36.0^\circ \leq \theta \leq 44.0^\circ$ et $136.0^\circ \leq \theta \leq 144.0^\circ$) pour atteindre 30% dans la région T ($24.0^\circ \leq \theta \leq 36.0^\circ$ et $144.0^\circ \leq \theta \leq 156.0^\circ$). Aucune mesure n'est faite en-dessous de 24° ou au-dessus de 156° .

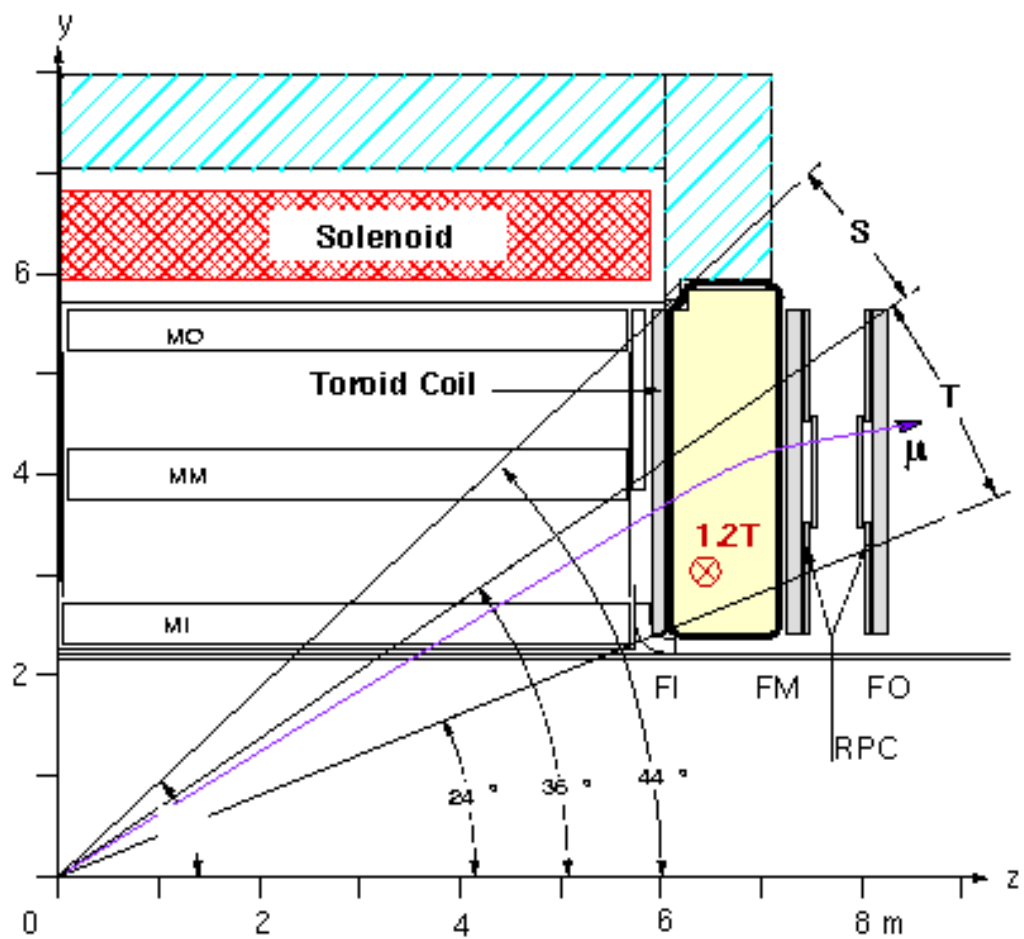


Figure II.63: Couverture angulaire des chambres à muons avant-arrière de L3.

II.5 Le système de déclenchement de L3

La fréquence de croisement des faisceaux du LEP est de 45 kHz (un croisement toutes les $22 \mu\text{s}$). Par contre l'enregistrement complet d'un événement sur bande magnétique occasionne un temps mort de 2.5 ms environ. On ne peut donc pas enregistrer tous les événements et on doit sélectionner ceux qui sont potentiellement intéressants. C'est le rôle du système de déclenchement. L3 dispose d'un système de déclenchement divisé en trois niveaux de complexité croissante qui permet de réduire le taux de déclenchement à quelques Hz. Les deux premiers sont chargés de prendre une décision très rapide avec le minimum d'information. Le troisième niveau dispose d'une information plus détaillée et affine la sélection. Les taux de déclenchement qui sont mentionnés par la suite se réfèrent aux conditions moyennes de la machine à $\sqrt{s} \sim 200 \text{ GeV}$.

II.5.1 Le 1^{er} niveau de déclenchement

Le déclenchement de niveau 1 est le OU logique de cinq sous-déclenchements.

le déclenchement "Energie" [82]:

Le déclenchement "Energie" utilise les informations des calorimètres électromagnétique et hadronique ou des luminomètres. Son rôle est de conserver le maximum d'événements potentiellement intéressants. Tous les calorimètres sont segmentés en régions dont les informations sont sommées pour être rapidement traitées comme indiqué sur la Figure II.64. En particulier les 7680 cristaux du tonneau du BGO sont rassemblés en groupe de 30, et les bouchons en groupe de 128 cristaux. Les modules du HCAL sont divisés en deux, une partie proche du point d'interaction (partie A) et l'autre éloignée (partie B). Au total Le HCAL est segmenté en 16×11 parties A et 16×13 parties B. Pour qu'un événement active le déclenchement "Energie" il faut qu'il satisfasse au moins l'une des conditions suivantes :

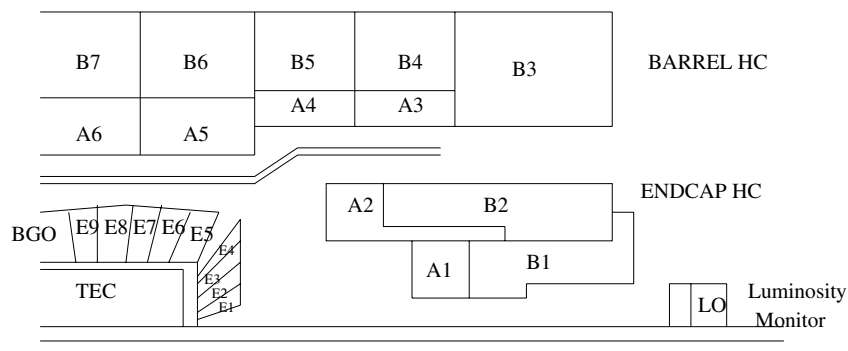


Figure II.64: **Segmentation des calorimètres pour le déclenchement.**

- déclenchement sur les dépôts : s'il existe un dépôt d'énergie dans les calorimètres, c'est-à-dire une fraction d'énergie déposée à la fois dans le BGO et le HCAL aux mêmes coordonnées θ et Φ , qui dépasse 7 GeV (3 GeV s'il y a une trace TEC associée), alors l'événement est sélectionné,

- déclenchement sur l'énergie totale: il requiert au moins 10 GeV dans le tonneau du BGO ou 15 GeV dans les tonneaux du BGO et du HCAL, ou bien 20 GeV dans l'ensemble des calorimètres, bouchons inclus,
- déclenchement "photon unique": c'est un déclenchement dédié à la recherche de photon (ou d'électron) unique, en particulier à basse énergie où les déclenchements précédents sont inefficaces. Il requiert un unique dépôt isolé dans le tonneau du BGO avec une énergie d'au moins 1 GeV dont 80% au moins doit se trouver dans un seul groupe de cristaux,
- déclenchement avec les luminomètres: il sert à sélectionner les événements Bhabha dans les luminomètres. Il requiert 2 dépôts dos-à-dos d'une énergie de plus de 15 GeV.

Le taux de déclenchement à $\sqrt{s}=200$ GeV est de 4.5 Hz environ dont 1 Hz pour le déclenchement "luminomètres" seul. Le bruit de fond provient essentiellement du bruit électronique du détecteur.

le déclenchement "TEC" [83]:

Il lit seulement 14 fils d'anode de chacun des 24 secteurs de la TEC externe. Dans le plan $R-\Phi$ la TEC est également fractionnée en 96 intervalles. Un algorithme d'analyse rapide utilise les 96×14 bits d'information pour reconstruire des traces grossières et les compter. On requiert alors au moins deux traces dos-à-dos, dont les directions font moins de 60° entre elles et d'impulsion transverse minimum de 150 MeV environ. Cela permet de déclencher sur les événements de basse énergie comme les $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)f\bar{f}$. En fait le déclenchement "TEC" est divisé en deux sous-déclenchements "TEC interne" et "TEC externe". Le déclenchement "TEC interne" est essentiel pour la physique d'interactions $\gamma\gamma$. Le taux de déclenchement est de 3 Hz et 2.5 Hz environ pour la "TEC interne" et "TEC externe" respectivement. Il est modifié au cours du temps en fonction de la luminosité de la machine.

le déclenchement "Scintillateurs" [84]:

Il requiert au moins 5 scintillateurs touchés dans un intervalle de temps de 30 ns maximum autour de l'instant de croisement des faisceaux. Il sélectionne ainsi des événements hadroniques de grande multiplicité. Son taux de déclenchement est de 0.2 Hz car les événements de grande multiplicité sont très rares à LEP 2. Aussi était-il efficace surtout lors de la phase LEP 1.

le déclenchement "Muons" [85]:

Ce déclenchement utilise l'information des chambres à muons. Au moins une trace muon est requise avec une impulsion transverse d'au moins 1 GeV. De plus l'événement doit satisfaire l'un des trois critères suivants:

- déclenchement muon unique: au moins deux des trois plans de chambres P et au moins 3 des 4 chambres Z du même octant du spectromètre central sont touchées avec $44.0^\circ \leq \theta \leq 136.0^\circ$,
- déclenchement di-muon: au moins deux des trois plans de chambres P et au moins 1 des chambres Z dans un même octant et la même chose dans l'un des cinq octants qui lui fait face,

- déclenchement muon de bas angle : dans le cas de traces muons de bas angle, on demande qu'une chambre P et une chambre Z au moins soient touchées dans un même octant et dans l'un des trois qui lui fait face.

Le taux de déclenchement est de 2 à 3 Hz, et la plupart des événements sont des muons de rayons cosmiques. Si l'on demande un déclenchement "Muon + scintillateurs" alors le taux descend à 1 Hz. Il existe aussi un déclenchement "muon unique" et "di-muon" pour les chambres à muons avant-arrière, qui utilise aussi les informations des scintillateurs des bouchons. Son taux de déclenchement est de 2 Hz environ.

A ces déclenchements il faut rajouter les événements **hors collision**, c'est-à-dire que l'on enregistre régulièrement l'état du détecteur entre deux collisions de faisceaux. On a ainsi une estimation du bruit moyen de chaque sous-détecteur en fonction du temps. Lorsqu'un événement est finalement sélectionné, les informations de chaque sous-détecteur sont enregistrées après avoir été converties en signal numérique. Cette opération occasionne un temps mort de $500 \mu s$ (0.5% du total) pendant lequel L3 n'enregistre plus. Le taux de déclenchement du niveau 1 est limité à 20 Hz. Pour ne pas dépasser cette valeur, on change d'année en année les seuils des déclenchements, en particulier ceux du déclenchement TEC. En moyenne le taux de déclenchement du premier niveau a été de 13 Hz aux énergies supérieures ou égales à 200 GeV.

II.5.2 Le 2^{ème} niveau de déclenchement

Le rôle du système de déclenchement de niveau 2 [86] est de rejeter le plus possible d'événements sélectionnés par le niveau 1 et qui se révèlent n'être que du bruit de fond. Ce sont les événements qui n'ont été sélectionnés que par un seul sous-déclenchement du niveau 1, les autres étant acceptés automatiquement. Il dispose de plus de temps pour analyser les événements sans pour autant occasionner de temps mort. Il s'appuie sur les algorithmes suivants :

- déclenchement "Energie" : le même que précédemment mais avec une meilleure estimation de l'énergie et la prise en compte du bruit électronique corrélé des sous-détecteurs. De plus la reconstruction de jets de particules issus de la désintégration des hadrons est effectuée,
- déclenchement "TEC" : il permet de rejeter les événements dus aux interactions entre le faisceau et les molécules de gaz résiduel, qui causent un grand nombre de traces de très faible impulsion et issues d'un point très éloigné du centre du détecteur. L'algorithme requiert un paramètre d'impact minimum pour rejeter ces événements ainsi que les fausses traces dues au bruit électronique de la TEC,
- déclenchement "Muons" : l'événement est rejeté si aucune trace TEC n'a été reconstruite et si aucun scintillateur n'a été touché dans la région du muon dans un intervalle de temps de $30 ns$.

Le transfert des données d'un événement est automatiquement arrêté lorsqu'un algorithme rejette l'événement. Cependant un événement rejeté sur 20 est conservé dans la chaîne d'acquisition, afin de contrôler l'efficacité du niveau 2. Environ 30% des événements sélectionnés par le niveau 1 sont rejetés par le niveau 2. Le taux de déclenchement est d'environ 9 Hz à $\sqrt{s} \sim 200$ GeV.

II.5.3 Le 3^{ème} niveau de déclenchement

Le niveau 3 [87] traite la totalité des données digitalisées qui regroupent toutes les informations des sous-détecteurs. Il vérifie simplement avant d'écrire l'événement sur bande magnétique si c'est un événement de physique ou non. Pour cela il utilise à nouveau trois algorithmes :

- déclenchement "Energie" : les énergies dans les calorimètres sont estimées de manière précise et des coupures plus strictes que précédemment sont appliquées
- déclenchement "TEC" : toutes les traces sont reconstruites et doivent être issues du vertex. L'algorithme vérifie également si elles sont corrélées avec des dépôts dans les calorimètres ou avec des scintillateurs touchés dans un laps de temps court autour de l'instant de collision,
- déclenchement "Muon" : au moins une des traces muons doit être associée avec un scintillateur touché en temps, dans un cône de $\pm 30^\circ$.

Le déclenchement de niveau 3 rejette entre 40 et 60% des événements. Il permet de réduire le nombre d'événements de bruit de fond de 80-90%, et le taux de déclenchement moyen est de 4 à 5 Hz à $\sqrt{s} \sim 200$ GeV.

II.6 Le système d'acquisition de L3

Le système d'acquisition en ligne de L3 est centré sur un ensemble d'ordinateurs VAX, cinq étant chargées de recueillir l'information de chaque sous-détecteur principal (BGO, HCAL, TEC, les chambres à muons et le système de déclenchement). Une des stations VAX est utilisée pour contrôler la prise de données de L3. Ensuite ces machines sont connectés via Ethernet à plusieurs dizaines d'autres stations du même type. Durant la prise de données, les informations numérisées de chaque sous-détecteur sont enregistrées sur des disques situés près du détecteur. Ces données sont rassemblées et envoyées vers un système FASTBUS central connecté à l'interface CHI du CERN. Des programmes en ligne tournant sur un VAX 8800 transfèrent les événements sur mémoire et sur bande magnétique. Les événements qui sont transmis par le VAX 8800 sont uniquement ceux qui ont été acceptés par le déclenchement de niveau 3, tandis que les ordinateurs dédiés à chacun des sous-détecteurs peuvent accéder à tous les événements acceptés par le déclenchement de niveau 1 en cas de besoin. Périodiquement certains programmes qui tournent sur le VAX 8800 extraient les informations utiles à la calibration des sous-détecteurs et les inscrivent dans la base de données de L3. Celle-ci donne un état complet du détecteur au moment de la prise de donnée. Elle fournit les données nécessaires à la reconstruction future des événements, comme les valeurs des bruits de chaque canal électronique, les valeurs des hautes tensions de la TEC, les constantes de calibration du moniteur à lampes à Xénon, le nombre de cristaux morts dans le BGO, les paramètres du spectromètre à muons... et leurs corrélations en fonction du temps. Elle contient aussi toute la géométrie de L3, la position de chaque élément et ses dimensions. Elle est mise à jour régulièrement, pour tenir compte notamment de l'ajout de nouveaux détecteurs. On y met aussi les résultats des analyses hors-ligne comme les constantes de calibration "RFQ+Bhabha".

II.7 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons vu en détail les spécificités du détecteur L3 du LEP. Celui-ci est parfaitement adapté à l'étude de la physique e^+e^- du Modèle Standard aussi bien qu'à la recherche de nouvelle physique. Il peut reconstruire des événements de topologies très diverses, et son atout majeur est le calorimètre électromagnétique BGO qui lui assure une très bonne mesure des photons et électrons/positons, ce qui sera exploité dans les analyses décrites au Chapitre IV.

Chapitre III

Description des outils d'analyse

III.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la manière dont les événements de physique produits au LEP sont reconstruits et identifiés dans L3. Après avoir dans un premier temps reconstruits les traces, les dépôts d'énergie et les avoir parfois associés, il s'agit à présent de reconnaître les particules ou les jets de particules qui composent l'événement et de déterminer l'énergie et la direction de chacune d'elles. Pour cela on combine toutes les informations des sous-détecteurs et pour s'assurer qu'il ne s'agit pas de bruit on applique des critères de qualité sur les traces et les dépôts. Ensuite, pour confronter les résultats obtenus par l'analyse des données, on simule des événements de physique (Modèle Standard ou nouvelle physique) à l'aide de générateurs Monte-Carlo dans les mêmes conditions que les données, en tenant compte des variations au cours du temps. On confronte les données aux événements Monte-Carlo pour en tirer notre connaissance de la physique.

III.2 Topologies du signal dans le détecteur L3

Je vais présenter de façon succincte les signatures typiques des signaux supersymétriques que j'ai recherchés, c'est-à-dire les caractéristiques de ces signaux vus par le détecteur L3.

III.2.1 Événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$

On a vu que la masse du \tilde{e}_R est toujours plus légère que celle du \tilde{e}_L . Il en résulte que la signature typique du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R \tilde{e}_L$ est une paire d'électrons asymétrique et une énergie manquante ainsi qu'une impulsion transverse manquante importantes. A l'avenir je désignerai souvent ce signal sous l'appellation "électron + X" ou même de manière abusive "électron unique". En effet la différence de masse entre \tilde{e}_R et $\tilde{\chi}_1^0$ peut être si faible que la trace de l'électron produit par la désintégration de \tilde{e}_R peut ne pas être reconstruite. En tous cas il est difficile à identifier car il dépose très peu d'énergie dans le BGO, comme le ferait un muon ou un pion de très basse énergie. Aussi l'analyse s'attachera surtout à identifier l'électron de grande énergie qui est facilement identifiable. La Figure III.1 montre les deux topologies possibles du signal. Ce sont des événements *Monte-Carlo* simulant le signal recherché. Sur l'événement de gauche, on voit clairement les deux électrons, l'un de grande énergie, le second si faible qu'il n'a laissé qu'une trace dans le détecteur. Sur l'événement de droite, par contre, seul un électron de grande impulsion a été reconstruit de le BGO. Le second

électron avait une si faible impulsion que sa trace n'a même pas pu être reconstruite car son P_t était trop faible ou son paramètre d'impact trop grand. On notera enfin qu'il n'est pas possible d'utiliser le EGAP pour détecter des électrons uniques. Comme l'énergie du EGAP n'est pas utilisée par le déclenchement, si un électron tombe dans le EGAP le déclenchement "Energie" le rejette car le total BGO+HCAL sera trop faible. De même le déclenchement "TEC" a une très faible efficacité pour ce type d'événement.

Evénements Monte-Carlo

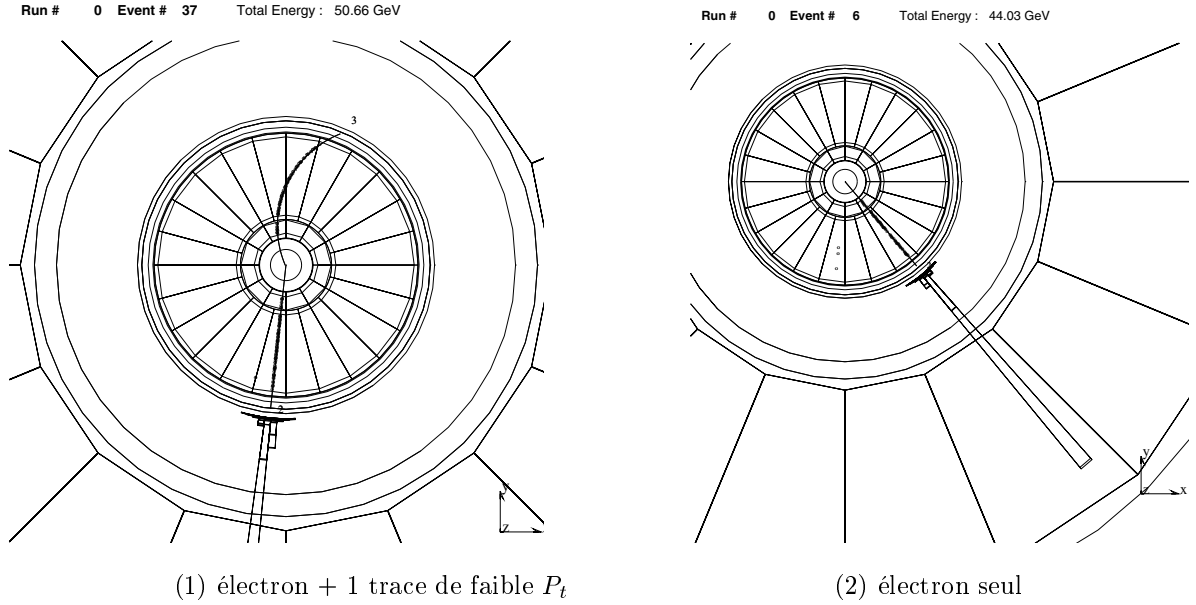


Figure III.1: **Deux topologies possibles du signal: en (1) les deux électrons sont reconstruits, celui ayant le plus faible P_t étant représenté uniquement par sa trace. Par contre en (2), la trace de l'électron le plus faible n'a pas pu être reconstruite et l'événement apparaît comme un "électron unique".**

Pour résumer la signature typique des événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ est un électron bien identifié dans le BGO **éventuellement accompagné** d'une trace chargée de basse impulsion, le reste du détecteur étant vierge de tout dépôt.

III.2.2 Evénements $e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_R^+ \tilde{l}_R^- \rightarrow l^+ l^- \gamma \gamma \tilde{G} \tilde{G}$

Ce type d'événement ne pose pas de problème du point de vue de l'identification. Il se caractérise par deux leptons (électrons, muons ou taus) bien identifiés, deux photons de grande énergie eux aussi bien identifiés, et une énergie et une impulsion transverses importantes. Les 4 particules de l'événement sont bien isolées les unes des autres. La Figure III.2 montre à quoi ressemblent les événements recherchés pour les trois types de leptons. Là encore il s'agit d'événements Monte-Carlo. La présence des deux photons de grande énergie permet une très bonne réjection du fond car peu de processus du Modèle Standard produisent deux γ . Par contre la probabilité qu'une des quatre particules soit mal reconstruite n'est pas nulle et il faut bien choisir les critères d'identification. Enfin pour les événements avec des τ l'énergie manquante est un peu plus importante à cause des ν_τ qui ne sont pas détectés, et le nombre d'événements attendus est plus faible que pour les électrons

Evénements Monte-Carlo

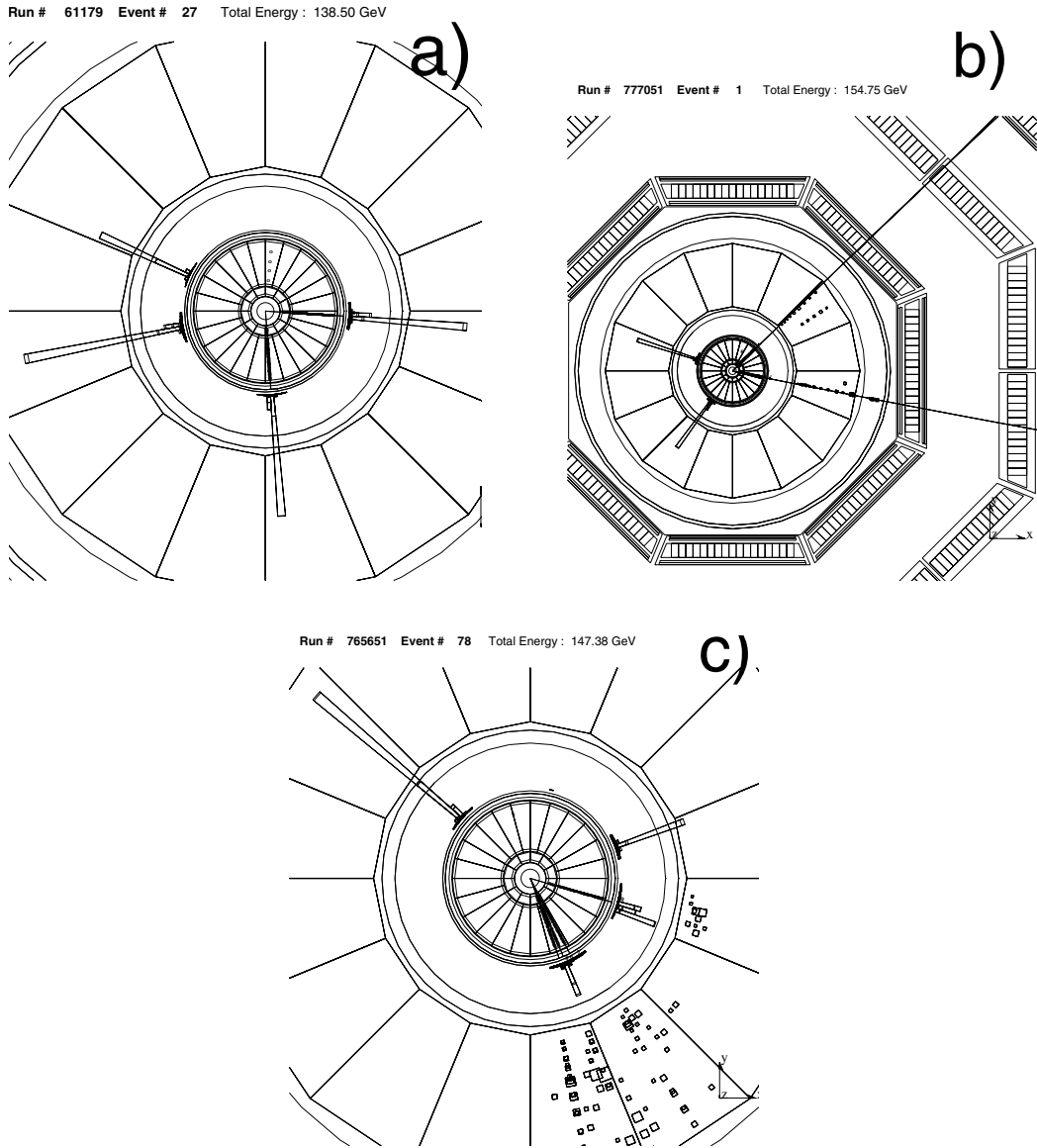


Figure III.2: Topologies recherchées avec le détecteur L3 : deux électrons + deux photons + \cancel{E} (a), deux muons + deux photons + \cancel{E} (b) et deux désintégrations hadroniques de τ + deux photons + \cancel{E} (c).

et les μ car on ne s'intéresse qu'aux cas de désintégrations hadroniques des τ . De plus l'impulsion transverse est moins importante car les ν_τ rééquilibrent l'événement.

III.3 Les processus du Modèle Standard

Les topologies des signaux que nous recherchons sont parfois proches de celles de processus standards qui sont alors des fonds pour nos analyses. La simulation Monte-Carlo des fonds du Modèle Standard permet d'estimer cette contribution. Je vais faire une brève revue des processus du Modèle Standard qui peuvent être des fonds pour les topologies que j'ai recherchées. dans tout ce qui suit ℓ désignera un électron, un muon ou un τ que nous regrouperons abusivement sous l'appellation "lepton" sans inclure les neutrinos.

III.3.1 Interactions photon-photon : $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)f\bar{f}$

Ce processus est le résultat de l'interaction de deux photons "mous" c'est-à-dire de basse énergie et donc quasi réels émis par un électron et un positon des faisceaux. La Figure III.3 montre le diagramme de Feynman du processus.

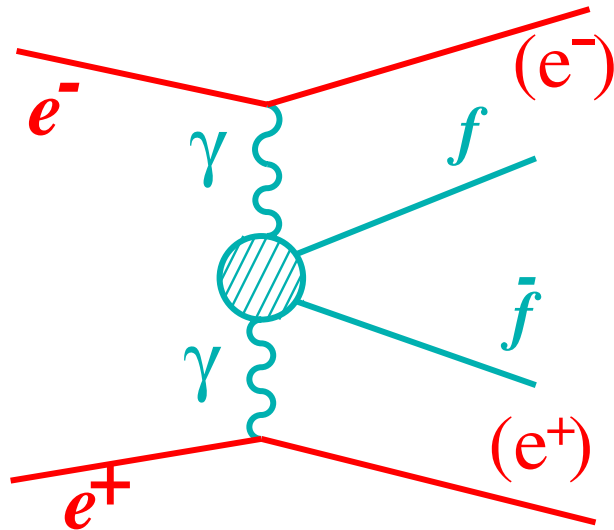


Figure III.3: **Diagramme de Feynman du processus d'interactions** $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)f\bar{f}$.

L'électron et le positon sont diffusés à très petit angle et la plupart du temps se perdent dans le tube faisceau. Ils emportent presque toute l'énergie au centre de masse mais quelquefois l'un des deux possède suffisamment d'énergie transverse pour frapper les luminomètres ou les ALR. On dit alors que l'événement est "étiqueté". L'état final de l'interaction des deux photons est une paire de fermions $f\bar{f}$ d'énergie très basse en général. Comme les deux photons sont colinéaires aux électron/positon qui les ont émis, le système $f\bar{f}$ n'est pas visible dans le détecteur sauf si l'un des photons possède une impulsion transverse suffisante. Les deux fermions sont alors visibles dans le détecteur et acolinéaires mais leurs énergies restent faibles. En résumé ce processus est caractérisé par une énergie visible très basse, une faible impulsion transverse et ne constitue pas un fond important pour les recherches de ce mémoire. Cependant sa section efficace très élevée et sa difficile simulation (nous y reviendrons plus loin) nous oblige à en tenir compte pour les recherches d'"électron unique".

III.3.2 Processus à 2 fermions dans l'état final : $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

Les fermions de l'état final sont produits par l'intermédiaire d'un photon ou d'un boson Z^0 la plupart du temps virtuels (voie s). Dans le cas où les fermions sont une paire d'électrons il y a aussi contribution de la voie t , comme représenté sur la Figure III.4.

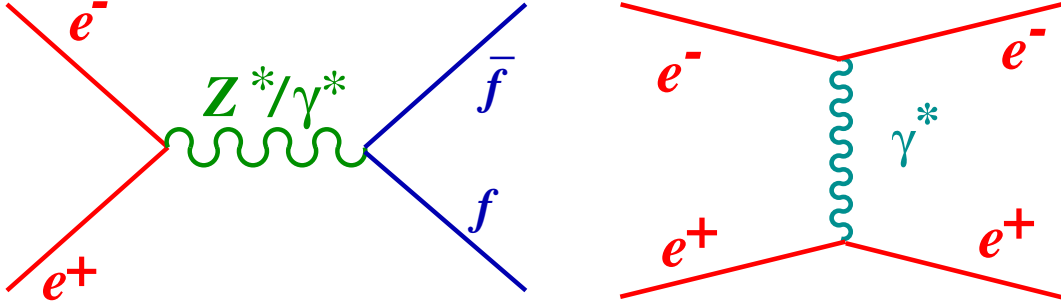


Figure III.4: Diagrammes de Feynman des processus avec deux fermions dans l'état final.

Ce type de processus est assez facilement identifiable. En effet, les deux fermions sont produits dos-à-dos et emportent chacun une énergie égale à $\frac{\sqrt{s}}{2}$. On peut donc les rejeter car toute l'énergie est déposée dans le détecteur et il n'y a pas d'énergie manquante, sauf dans le cas des leptons τ . Le seul cas où ce type d'événements peut constituer un fond est le cas radiatif, c'est-à-dire quand un des électrons initiaux a émis un photon. Ce photon a une énergie qui est basse en principe et il est colinéaire à la direction de l'électron initial qui l'a émis et donc se perd le plus souvent dans le tube faisceau. La section efficace d'émission chute très rapidement quand l'énergie ou l'angle polaire du photon augmentent. De plus lorsque l'énergie dans le centre-de-masse après émission est proche de l'énergie de masse du Z^0 cette section efficace remonte de façon appréciable. C'est le "retour au Z^0 " et c'est un effet très important aux hautes énergies du LEP. L'énergie du photon de "retour au Z^0 " s'écrit :

$$E_\gamma = \frac{1}{2}(\sqrt{s} - \frac{M_{Z^0}^2}{\sqrt{s}})$$

Pour une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 200$ GeV, E_γ vaut 79.2 GeV. Comme le photon est souvent perdu dans le tube faisceau, l'énergie manquante de cet événement est donc importante. Mais on peut tout de même rejeter ce fond en calculant la direction de l'impulsion manquante et en demandant qu'elle ne pointe pas dans le tube faisceau. Si par contre l'un des deux fermions (en particulier s'il s'agit d'électrons) se perd dans une éventuelle région morte du détecteur ou si son énergie est mal estimée ce processus devient un fond important pour les recherches d'"électron unique" car la direction de l'impulsion manquante ne pointe plus dans la direction des faisceaux. On voit l'importance de bien répertorier les zones inefficaces du détecteur. En résumé ce fond ne contribue que dans le canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et seulement si l'énergie est mal mesurée ou perdue.

III.3.3 Processus à 4 fermions dans l'état final : $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}'f''\bar{f}'''$

Les fonds à 4 fermions dans l'état final les plus importants sont la production unique (voir Figure III.5 et III.6) ou par paires de bosons W^\pm et Z^0 (voir Figure III.7).

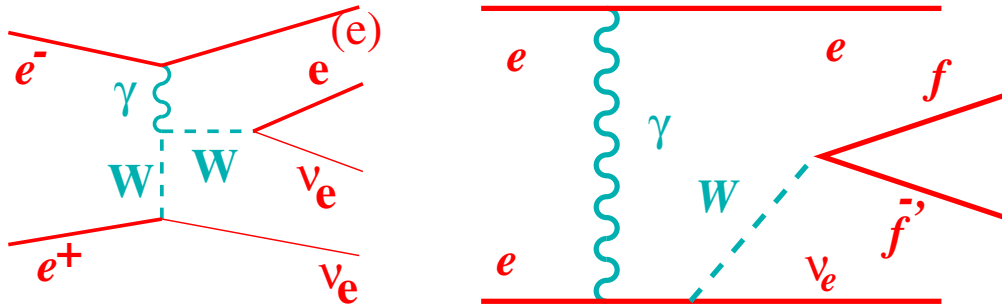


Figure III.5: Diagrammes de Feynman du processus de production de W^\pm unique.

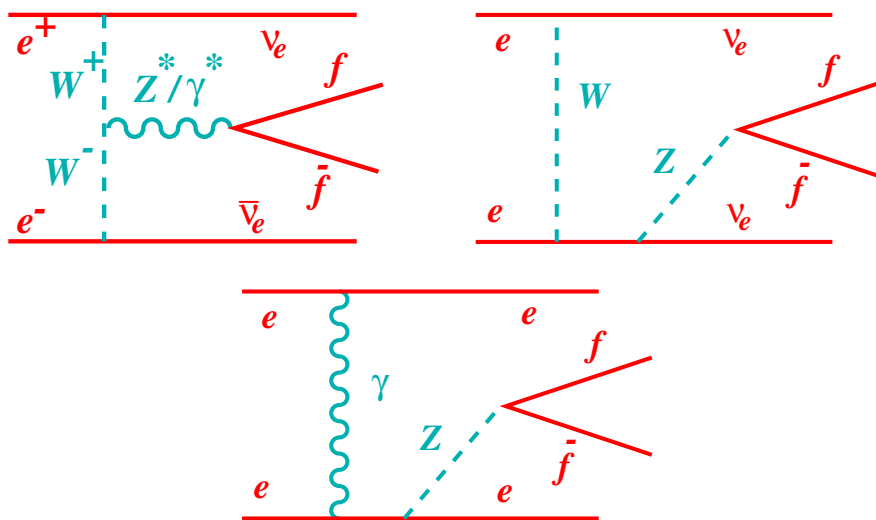


Figure III.6: Diagrammes de Feynman du processus de production de Z^0 unique.

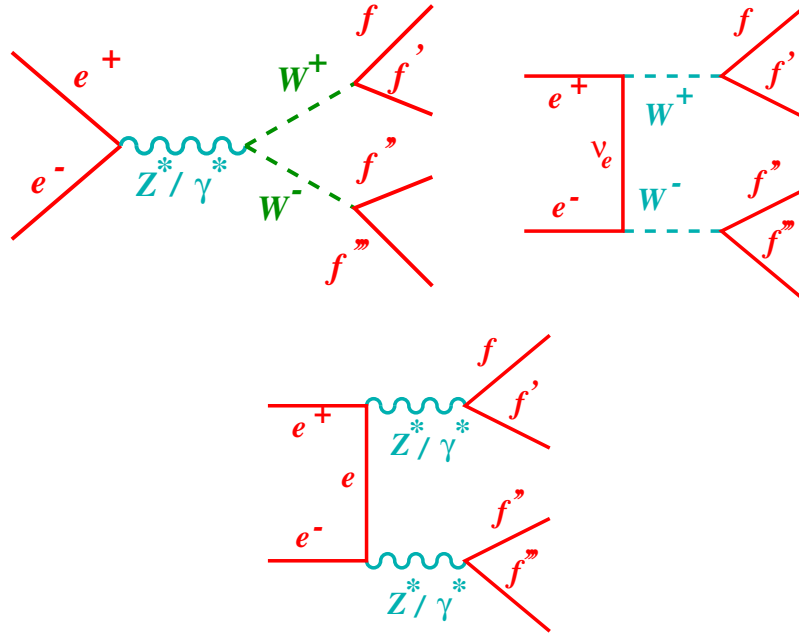


Figure III.7: **Diagrammes de Feynman du processus de production de paire de W^\pm et de Z^0 .**

On a représenté seulement les diagrammes principaux et il en existe beaucoup d'autres. Seuls les cas où les bosons se désintègrent tous en leptons avec un électron au moins dans l'état final visible dans le détecteur sont un fond pour les recherches d'“électron unique”, avec en plus les états finals contenant des τ car celui-ci peut se désintégrer en électron + deux neutrinos. Pour les recherches de paires de leptons + paires de photons + \cancel{E} ces fonds sont négligeables.

III.3.4 Les processus avec des quarks

Aucun processus hadronique n'est un fond pour les analyses qui vont être présentées. Cependant on a quand même simulé des événements Monte-Carlo de canaux hadroniques pour vérifier qu'aucun d'eux ne passait les sélections.

III.3.5 Diffusion Compton

C'est le processus qui est représenté sur la Figure III.8. Un électron de l'état initial irradie un photon qui diffuse sur l'autre électron. L'un des deux peut être diffusé à grand angle dans le détecteur quand le photon acquiert la majorité de l'énergie de l'électron qui l'a émis. Ainsi on peut voir un électron unique dans le détecteur ou un photon unique. Le cas “photon unique” peut constituer un fond lui aussi comme expliqué dans le paragraphe suivant.

III.3.6 Processus radiatifs

Pour les recherches d'électron unique il reste un dernier fond qui peut contribuer. Il s'agit de la production de “photon unique” qui se fait principalement via le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ comme représenté sur la Figure III.9 ou la diffusion Compton (voir précédemment).

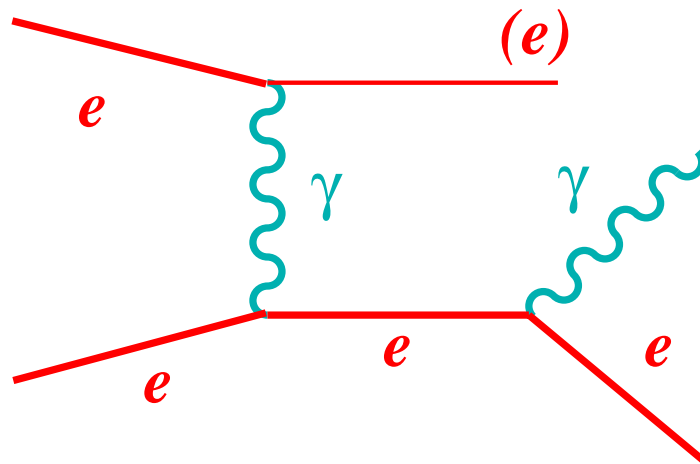


Figure III.8: Le processus de diffusion Compton d'un photon sur un électron.

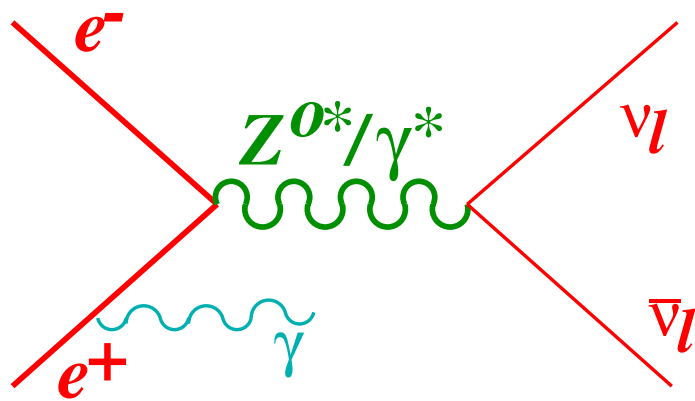


Figure III.9: Diagrammes de Feynman du processus de production γ unique.

Les deux neutrinos ne sont pas détectés et c'est pour cela qu'on n'observe qu'un photon unique dans le détecteur si son énergie est suffisante. *A priori* ce processus ne semble pas difficile à rejeter car le photon ne laisse aucune trace chargée dans le détecteur et ne semble pas pouvoir être confondu avec un électron. Par contre la gerbe électromagnétique du γ et de l'électron sont très similaires. Cependant, avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique, le photon traverse de la matière - tube faisceau, chambre à traces, etc - et il a une probabilité de quelques % de se convertir en une paire e^+e^- . Si le photon a une énergie basse, moins de 5 GeV par exemple, les deux électrons issus de la conversion auront eux aussi une faible énergie et, sous l'action du champ magnétique, suivront des chemins nettement séparés dans la chambre à traces du fait de leurs charges opposées. On pourra alors les identifier séparément et l'événement sera rejeté aisément. Mais lorsque l'énergie du γ (et donc celle des deux électrons) est importante, supérieure à 20 GeV typiquement, les électrons resteront très proches et finalement *une seule* trace sera reconstruite, elle-même associée à *un seul* dépôt calorimétrique. On croira reconstruire un électron unique. Ce dernier fond peut paraître faible. En fait, sa contribution est non négligeable et elle nécessite de connaître avec précision l'importance du taux de conversion des γ dans le détecteur, et donc il devient indispensable d'avoir une simulation parfaite du matériel qui se trouve entre le point de collision et le BGO. Ce bruit de fond demande donc beaucoup d'étude.

Dans le cas des recherches de "paires de leptons + deux photons + \cancel{E} " il n'y a pratiquement pas de bruit de fond. En effet les seuls processus du Modèle Standard qui pourraient contaminer notre échantillon sont les événements $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma\gamma$ où $\ell^+\ell^-$ sont deux leptons (électrons, muons ou taus) et les deux γ sont des photons de radiation initiale ou finale. La probabilité d'émettre un photon de grande énergie et à grand angle polaire est faible. La probabilité d'en émettre deux est quasi nulle. Enfin, il faut encore perdre une particule (un troisième photon par exemple) dans le tube faisceau ou très mal mesurer l'énergie des leptons pour simuler l'énergie manquante du signal. Notons de plus qu'en cas de perte d'un photon dans le tube l'impulsion manquante pointe à bas angle et on peut alors rejeter l'événement. Bref on a affaire à un signal presque sans fond.

Cela peut paraître être un avantage. Cependant les seuls événements de fond qui vont contribuer sont nécessairement des événements où les énergies sont mal mesurées et ce genre d'événements est difficile à simuler. Il faudra donc être très précis dans les analyses pour s'assurer de réduire le plus possible le fond tout en conservant une bonne efficacité sur le signal.

III.4 Simulation des événements de physique

Il y a deux étapes dans la simulation des événements de physique. D'abord la génération des événements par un programme qui se base sur un modèle physique (Modèle Standard ou nouvelle physique). Les événements se présentent sous la forme d'une liste de quadri-vecteurs énergie-impulsion identifiés par les codes de chacune des particules. Ils sont tirés aléatoirement (d'où le nom de générateur *Monte-Carlo*) en très grand nombre afin que statistiquement il reproduisent toute la physique que l'on veut générer et les spectres des observables sont le plus proche possible de la réalité. On utilise JETSET [89] pour simuler la production de quarks. Ce programme simule la partie perturbative de l'hadronisation puis la partie non perturbative ou fragmentation à l'aide du modèle des cordes. Il y a ensuite une deuxième phase, la simulation proprement dite, qui transforme cette liste d'événements en un ensemble de signaux des sous-détecteurs de L3. La simulation de L3 utilise aussi des résultats à partir de données, comme par exemple les mesures de résolution, de niveau de bruit électronique...

III.4.1 Générateurs Monte-carlo des processus standards

Pour les processus du Modèle Standard L3 dispose de nombreux générateurs d'événements Monte-Carlo qui couvrent pratiquement tous les états finals possibles issus des collisions e^+e^- . Seuls les événements faisceau-gaz et cosmiques ne sont pas simulés. Ceux-ci sont parfaitement négligeables, les premiers ayant un point d'impact incompatibles avec nos signaux et des énergies très basses, les seconds ayant aussi un point d'impact trop important et une topologie totalement différente de celles que l'on recherche. Pour générer les processus à 2 fermions avec émission éventuelle de photons dans la voie initiale ou finale on utilise BHWIDE [90] (événements Bhabha radiatifs) et KORALZ [91] ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$). On a utilisé DIAG36 [92] pour générer les interactions $\gamma\gamma$ ($e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\ell^+\ell^-$ où $\ell = e, \mu$ ou τ). Tous les événements à 4 fermions dans l'état final ont été générés avec EXCALIBUR [93] et le générateur GRC4F [94] a été utilisé pour contrôler les sections efficaces des différents canaux. On a aussi utilisé les générateurs KORALW [95] pour générer spécifiquement le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et PYTHIA [96] pour les processus $e^+e^- \rightarrow ZZ$ et $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$. Enfin pour le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ on a aussi utilisé KORALZ [91] et pour les événements de diffusion électron sur photon on a utilisé TEEGG [97]. Je vais présenter ici très brièvement les principaux générateurs utilisés dans mes analyses :

- BHWIDE : c'est un générateur d'événements Bhabha à grand angle polaire (typiquement pour $|\cos\theta_{e^+,e^-}| < 0.996$) conçu pour LEP1 aussi bien que pour LEP2. Il peut générer n photons par exponentiation Yennie-Frautschi-Suura (YFS) [99]. Le calcul est exact à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ et les résultats sont précis à 0.3% pour le pic de Z^0 et 1.5% aux alentours de 200 GeV lorsqu'on le compare à TOPAZ0 [100], un calculateur semi-analytique utilisé comme référence, pour un angle entre les directions des électron/positon de moins de 25° ,
- KORALZ : ce générateur simule la production de paires de leptons dans la voie s dans le cas de μ, τ et ν_ℓ . Il inclut les corrections radiatives QED jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$ qui sont traitées par exponentiation YFS et il permet la génération multiple de photons,
- DIAG36 : c'est un générateur d'événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\ell^+\ell^-$ pour toutes les familles de leptons qui inclut les masses des fermions. Toutes les configurations cinématiquement permises de l'espace de phase peuvent être générées. Cependant le programme ne comprend pas de radiation dans l'état initial ou final, et pour éviter de générer une majorité d'événements de très très basse énergie donc inintéressants, on applique des coupures à la génération sur la masse invariante de la paire $f\bar{f}$,
- EXCALIBUR : ce générateur calcule les sections efficaces de tous les processus $e^+e^- \rightarrow 4 \text{ fermions}$ pour tous les états finals possibles. Il est aussi possible de séparer les différentes contributions en particulier les processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu_e$. Les radiations dans l'état initial sont possibles mais pas dans l'état final et la limitation du programme vient du fait que les fermions sont supposés sans masse. Comme à cause de cela des singularités peuvent apparaître dans les canaux avec échange de photon virtuel (voie t) des coupures sont appliquées à la génération. Le programme calcule les sections efficaces de chaque diagramme et des interférences puis chaque événement est généré et un poids lui est attribué afin que la somme des événements redonne la section efficace totale du processus,
- GRC4F : tout comme EXCALIBUR, GRC4F peut générer tous les états finals possibles à 4 fermions. Ce programme est basé sur GRACE qui calcule tous les éléments de matrice dans le cas de processus comportant des particules massives. Tous les diagrammes possibles sont inclus et les masses des fermions ne sont jamais nulles ce qui constitue l'avantage de ce programme. L'inconvénient vient du temps de calcul très important nécessaire à la génération,

aussi GRC4F n'est utilisé par L3 que pour le calcul des sections efficaces des processus. Les corrections radiatives QED sont implémentées aussi bien pour les radiations initiales que finales,

- TEEGG : ce générateur simule des événements Bhabha à très bas angle. Il inclut les événements doublement radiatifs avec des corrections jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^3)$ ce qui est suffisant si seul l'électron ou le photon diffuse à grand angle. Si les deux sont visibles la contribution $\mathcal{O}(\alpha^4)$ devient non négligeable mais ce fond ne contribue pas pour mes analyses.

III.4.2 Générateurs Monte-carlo du signal

Les événements de signal supersymétriques ont été simulés à l'aide de deux générateurs. Les événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+\tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma\gamma \tilde{G}\tilde{G}$ ont été générés avec le programme SUSYGEN [101] aux énergies au centre de masse de 183 et 189 GeV. Les événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R\tilde{e}_L$ ont été générés en utilisant à la fois SUSYGEN et SUSY23 [102] aux énergies au centre de masse de 183, 189, 192, 196, 200 et 202 GeV. Je vais brièvement présenter ces deux programmes.

- SUSYGEN est un programme Monte-Carlo qui produit des événements dans le cadre du M.S.S.M. pour l'étude des particules supersymétriques dans les collisions e^+e^- dans les deux différents scénarii de brisure de la supersymétrie que sont SUGRA et G.M.S.B. La L.S.P. peut être choisie par l'utilisateur parmi $\tilde{\chi}_1^0$, \tilde{G} ou les leptons scalaires $\tilde{\ell}_R$. SUSYGEN permet de couvrir tout l'espace des paramètres du M.S.S.M. Le programme calcule le spectre de masse dans son ensemble en se basant sur les prédictions du Modèle, puis il simule les désintégrations successives des particules, en prenant en compte les désintégrations en cascade. On a ainsi les sections efficaces et les rapports d'embranchement des processus que l'on désire étudier. Cependant SUSYGEN ne permet pas de simuler certains processus comme $e^+e^- \rightarrow (e^\pm)\tilde{e}_R^\mp\tilde{\chi}_1^0$,
- SUSY23 est un générateur basé sur GRACE de la même façon que GRC4F. Tout comme SUSYGEN il génère des événements supersymétriques et calcule les sections efficaces correspondantes. Il permet de générer de nombreux processus (23 d'où son nom) en particulier dans la voie t comme $e^+e^- \rightarrow (e^\pm)\tilde{e}_R^\mp\tilde{\chi}_1^0$ car GRACE inclut tous les diagrammes possibles des processus "2 donne 3" ce que ne possède pas SUSYGEN. Ce processus nous intéresse particulièrement car l'état final est un électron unique. Il est donc très similaire à l'état final de $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$. Les deux contributions vont donc s'ajouter et le nombre d'événements attendus sera plus élevé.

On a généré 500 événements environ par couple de masse $(\tilde{e}_R, \tilde{\chi}_1^0)$ dans le cas de $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$ ou $(e^\pm)\tilde{e}_R^\mp\tilde{\chi}_1^0$ et 1000 environ par couple de masse $(\tilde{\ell}_R, \tilde{\chi}_1^0)$ dans le cas des processus $\ell^+\ell^-\gamma\gamma\tilde{G}\tilde{G}$. Afin de couvrir l'ensemble de l'espace des paramètres supersymétriques accessibles, on génère de nombreux points pour chaque canal en faisant varier les paramètres pas à pas. On a ainsi obtenu un total de 100000 événements pour le canal "électron unique" et 200000 environ pour le canal "2 leptons + 2 photons + \cancel{E} ".

III.4.3 Simulation du détecteur L3: SIL3

SIL3 est une simulation détaillée de L3 qui inclut la position et les caractéristiques de chaque matériau, le développement des gerbes des particules dans les détecteurs... Le programme de simulation de L3 est basé sur GEANT [70] qui prend en compte tous les processus qui peuvent se produire dans les matériaux, diffusions multiples, désintégrations, bremsstrahlung, interactions nucléaires...

Pas à pas la particule est propagée artificiellement et le programme détermine de manière aléatoire en fonction des matériaux rencontrés s'il y a interaction ou non et quelle est l'intensité de cette interaction avec le matériau pour chaque pas. Par exemple une particule chargée pourra interagir ou non avec le gaz de la TEC et créer un signal sur l'un des fils, de même un électron interagira avec le BGO et le programme déterminera quelle fraction de son énergie sera déposée dans chaque cristal.

Simulation réaliste de L3

En plus de cela les niveaux de bruit électronique pour chaque voie et les canaux morts ou défectueux varient au cours du temps. Toutes ces informations sont mesurées et enregistrées dans une base de données qui sera utilisée pour la reconstruction des événements réels aussi bien que des événements simulés. Chaque événement de donnée possède un numéro d'apparition ainsi qu'une date et une heure. On attribue de même à chaque événement simulé une date et une heure qui sont distribuées sur toute la période de prise de données, le poids de chaque événement étant proportionnel à la luminosité enregistrée à cette date. Les événements simulés passent ensuite dans les mêmes programmes de reconstruction que les données pour finalement être stockés dans des fichiers qui regroupent les mêmes informations. Les particules sont ensuite reconstruites de la même façon pour les données et les événements simulés et les résultats peuvent être directement comparés.

Simulation du déclenchement

Je vais décrire succinctement la simulation des principaux déclenchements du niveau 1. On trouvera une description plus complète dans la référence [103].

- **déclenchement "Energie"** :

L'information utilisée par le déclenchement énergie est disponible sous forme de dépôts d'énergie dans les blocs tels que définis dans le chapitre précédent. La segmentation est la même que pour les données. Le bruit dû à la radioactivité de l'Uranium du HCAL est simulé à partir des données. En effet la désintégration des noyaux d'Uranium occasionne l'émission de photons dont certains vers les photodiodes des cristaux du BGO. La valeur moyenne de ce bruit est de 300-400 MeV environ. Dans le cas particulier du déclenchement "photon unique", une étude précise de la simulation a montré un bon accord entre données et événements simulés. Certains blocs du BGO utilisés pour le déclenchement étaient défectueux. Leur inefficacité a été simulée. Ensuite tous les algorithmes de sélection du déclenchement (et de ses sous-déclenchements) peuvent être appliqués indifféremment pour les données et les événements simulés. Ils sont alors disponibles pour le niveau 2 sous un format identique.

- **déclenchement "TEC"** :

La géométrie de la chambre à traces et du S.M.D. ainsi que des chambres Z et des F.T.C. est simulée dans ses moindres détails. On tient compte des zones mortes entre secteurs, des zones inefficaces près des fils d'anodes et des cathodes où la mesure est beaucoup moins précise, on simule l'ambiguïté gauche-droite. Cependant les temps de dérive ne sont pas simulés. On simule directement les coordonnées de chaque fil touché. Cela oblige à simuler les inefficacités de la TEC "à la main". En 1999 et en 2000 notamment, deux secteurs de la TEC ont été endommagés par des accidents de faisceau. Il a fallu baisser momentanément

les hautes tensions à 95% puis 88% de leur valeur de fonctionnement normal pour éviter que des fils ne se cassent car toute réparation est impossible pendant les prises de données. Pour simuler l'effet de cette baisse de tension dans ces secteurs, on a artificiellement introduit une inefficacité après analyse des données de calibration au pic du Z^0 du début de 2000. Après simulation des impacts sur les fils, les informations sont identiques pour les données et pour les événements simulés.

- **déclenchement “Muon” :**

Les événements de simulation sont produits sous le même format que celui des données. Les mêmes cellules mortes sont tuées dans la simulation et dans les données. Il n'y a aucune différence entre simulation et données pour le traitement des informations.

Après le niveau 1, les deux autres niveaux de déclenchement sont quasi identiques pour les données et la simulation. Les informations se présentent sous le même format et sont traitées par les mêmes algorithmes.

Mauvaises périodes de données

Il arrive quelquefois qu'une partie du détecteur soit très bruyante ou que le bruit de fond provenant des faisceaux du LEP soit très élevé. D'autres fois tout un sous-détecteur ou un sous-déclenchement ne fonctionne pas pour différentes raisons. Chaque année après les prises de données une liste de ces périodes est dressée. Dans les analyses on choisit de ne pas utiliser ces données. La simulation tient compte des problèmes des détecteurs au cours du temps et on applique le même algorithme de rejet aux événements simulés et aux événements réels. La luminosité rejetée est exactement la même dans les deux cas.

III.5 Reconstruction des événements de L3 : REL3

III.5.1 Reconstruction des événements

La reconstruction des événements [88] de L3 se fait à partir des signaux numérisés de chaque sous-détecteur. Une première reconstruction, que l'on appelle PASS1, a lieu au cours de laquelle on prend en compte la géométrie du détecteur. Les informations des différents sous-détecteurs sont combinées pour former des particules reconstruites ou des jets de particules. Les différentes constantes de calibration sont aussi appliquées. Les événements sont ensuite triés et classés dans différentes catégories physiques en fonction de leurs caractéristiques. Par exemple les événements avec deux dépôts de grande énergie dans le BGO seront classés dans les événements Bhabha, ceux qui ont beaucoup de traces chargés et d'énergie dans les calorimètres seront classés dans les événements hadroniques $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, les événements de basse énergie et basse multiplicité seront étiquetés comme événements $\gamma\gamma$, ceux qui n'ont qu'un dépôt de grande énergie dans le BGO seront classés en tant qu'événements photon unique... Les critères appliqués sont très peu sévères et beaucoup d'événements se retrouvent classés dans plusieurs catégories. Il sert surtout à faire des vérifications, par exemple on regarde si leur nombre reste constant au cours du temps par rapport à la luminosité. Dans le cas contraire cela peut vouloir dire que l'un des sous-détecteurs a des problèmes de fonctionnement. Cela permet aussi d'avoir des lots d'événements pour les calibrations. Des sélections plus sophistiquées sont appliquées ensuite, après une deuxième reconstruction (PASS2) où les constantes de calibration finales sont utilisées.

La reconstruction et l'identification des événements est commune aux données et à la simulation Monte-Carlo. On applique les mêmes coupures, les mêmes critères de qualité et dans la mesure où la simulation est correcte on peut directement comparer données et événements simulés. La recherche de nouvelle physique se résume donc à la recherche d'un désaccord significatif entre données et simulation.

III.5.2 Identification des électrons et des photons

Identification des électrons et des photons avec le BGO

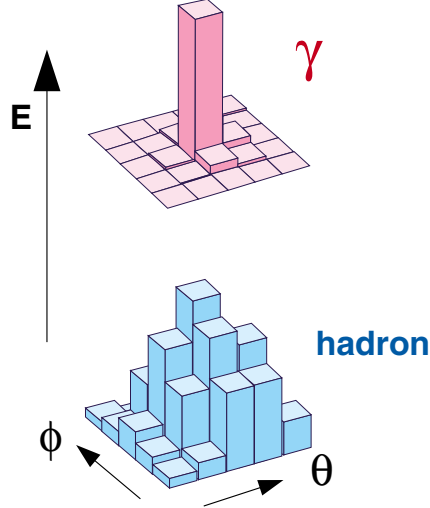


Figure III.10: **Distribution de l'énergie dans les cristaux de BGO pour une particule électromagnétique (en haut) et pour un hadron (en bas).**

Pour identifier des particules électromagnétiques et les distinguer des dépôts de hadrons on utilise uniquement l'information du BGO. On pourrait utiliser le HCAL car les hadrons déposent beaucoup de leur énergie dans ce calorimètre. Mais lorsque l'énergie de l'électron ou du photon dépasse 50 GeV, la gerbe n'est plus contenue dans un cristal et déborde du BGO dans le HCAL. Il peut aussi y avoir des fuites de la gerbe électromagnétique à travers la structure du BGO [53] jusque dans le HCAL. Il est beaucoup plus efficace d'utiliser l'étalement transversal de la gerbe dans le BGO qui est très différent dans les deux cas comme le montre la Figure III.10. On utilise un critère d'électromagnéticité basé sur un calcul de χ^2 , utilisant les fractions d'énergie F_i déposée dans les cristaux de la matrice 3×3 autour du cristal central, et défini par [104] :

$$\chi_{BGO}^2 = \sum_{i=1}^9 \left(\frac{F_i - F_i^{em}}{\sigma_i^{em}} \right)^2$$

où F_i^{em} et σ_i^{em} sont la fraction moyenne et la dispersion de cette fraction pour des dépôts typiquement électromagnétiques, et déterminés à partir des données de faisceau test [43]. On a représenté la distribution de χ_{BGO}^2 sur la Figure III.11 pour le tonneau et les bouchons du BGO à partir d'événements Bhabha des données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV ainsi que pour des hadrons issus

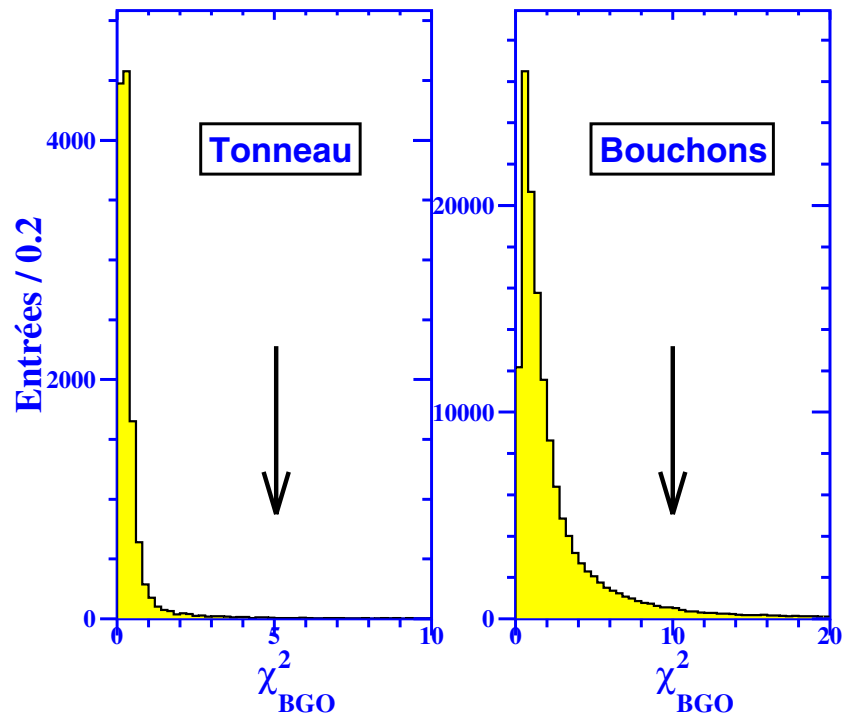


Figure III.11: Distribution de la variable χ^2_{BGO} pour le tonneau et les bouchons.

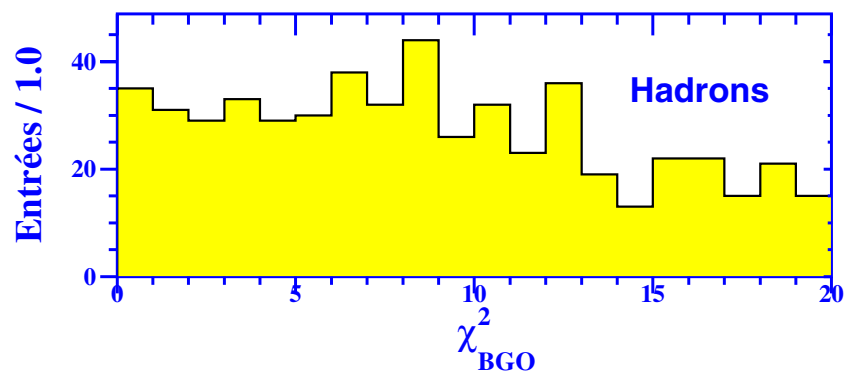


Figure III.12: Distribution de la variable χ^2_{BGO} pour des hadrons.

de ces mêmes données sur la Figure III.12. On s'aperçoit que dans les bouchons χ_{BGO}^2 prend des valeurs nettement plus élevées que pour le tonneau. Cela tient à ce que la géométrie des bouchons ne permet pas de définir une matrice 3×3 carrée. Les huit cristaux du bord de la matrice ne sont pas centrés sur le cristal central. De plus les cristaux ne sont pas alignés en Φ mais forment au contraire des couronnes. Les surfaces des cristaux ne sont donc pas carrées et leur superficie diffère de l'un à l'autre. Pour toutes ces raisons, le critère d'électromagnéticité est moins bon que dans le tonneau. Cependant si on coupe à 5.0 dans le tonneau et 10.0 dans les bouchons, on conserve la majorité des dépôts électromagnétiques et on rejette la majeure partie des dépôts hadroniques (les coupures sont représentées sur la Figure III.11). Lorsque χ_{BGO}^2 est au-delà de cette valeur, le dépôt est vraisemblablement sur les bords du BGO ou bien l'un des 9 cristaux ne fonctionne pas. Lorsqu'une particule électromagnétique est sur le bord du BGO, l'identification devient très difficile. Donc la particule n'est simplement pas identifiée. Le cas d'un cristal de la matrice 3×3 qui est mort est suffisamment peu fréquent pour qu'on n'ait pas eu besoin de recalculer l'énergie du cristal en fonction des énergies des cristaux avoisinants. Car le χ_{BGO}^2 n'est sensible à la perte d'un cristal que s'il est le cristal central. Les autres cristaux possèdent une fraction trop petite de l'énergie pour modifier χ_{BGO}^2 de manière importante.

L'efficacité d'identification des électrons et des photons dans le BGO est similaire, 96.8% pour les électrons et 97.1% pour les photons, si on se limite à la partie centrale du BGO et des énergies supérieures à 1 GeV. Le fait que ces efficacités soient proches prouve que la reconstruction des traces par la TEC est très bonne. En fait l'inefficacité est surtout due à la coupure sur χ_{BGO}^2 . En effet, l'efficacité d'identification dépasse 99% pour une coupure de $\chi_{BGO}^2 < 10$.

Distinction entre électrons et photons

Pour distinguer les électrons des photons on utilise l'information de la chambre à traces. Un électron est défini par un dépôt dans le BGO qui respecte le critère de qualité sur le χ_{BGO}^2 (à savoir $\chi_{BGO}^2 \leq 5.0$ ou 10.0 pour le tonneau ou les bouchons) et qui est associé à une trace chargée de la TEC et une seule. De plus cette trace doit satisfaire les critères suivants :

1. nombre de fils touchés au moins égal à 15 : $n_{fils} \geq 15$,
2. $Span \geq 50$: le "span" est la différence, en nombre de fils, entre le dernier touché et le premier. Cette coupure rejette toutes les petites traces non physiques,
3. $|D.C.A.| \leq 1 \text{ cm}$: le D.C.A. (Distance of Closest Approach) est le paramètre d'impact de la trace, c'est-à-dire la distance minimale entre un point de la trace et le *vertex* de collision,
4. $P_t \geq 100 \text{ MeV}$: l'impulsion transverse de la trace doit dépasser 100 MeV,
5. implicitement, le fait de demander 15 fils touchés au moins équivaut à restreindre l'angle polaire de l'électron à la région $25.0^\circ \leq \theta_{electron} \leq 155.0^\circ$ environ. De toutes façons les régions d'angle polaire plus faible posent des problèmes de simulation et cette coupure ne réduit que peu l'efficacité sur le signal.

On a vu dans la partie précédente que la résolution en Φ du BGO est de l'ordre de 0.15° pour des électrons de 100 GeV environ. Pour des électrons de 5 GeV elle vaut 0.35° . La résolution de la TEC est bien meilleure, 0.01° en Φ et 0.17° en θ pour des électrons de 45 GeV en utilisant l'information du S.M.D. et pour la partie centrale du détecteur ($44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$). Cependant afin de conserver une bonne efficacité d'identification on ne coupe pas de manière trop stricte. L'angle entre le dépôt et la trace ne doit pas excéder 0.05 rad (environ 3°) dans le plan transverse à l'axe

du faisceau (plan (R, Φ)) et 0.20 rad en angle polaire θ (environ 12°). Le fait que la connexion soit plus sévère en Φ qu'en θ est dû à la meilleure résolution de la chambre à traces dans le plan (R, Φ) . Un photon est un dépôt qui satisfait le critère d'électromagnéticité mais qui n'est connecté avec aucune trace quelle qu'elle soit même ne satisfaisant pas les critères d'une bonne trace dans un cône autour du photon d'angle au sommet 20° . De même l'électron ne doit pas être connecté à toute autre trace que la sienne dans un cône d'angle au sommet 20° . L'efficacité d'identification des électrons et photons de plus de 10 GeV dans le EGAP est de 80% environ. Bien sûr l'inefficacité du déclenchement n'est pas incluse, et elle peut être très importante dans le cas des événements "électron unique" ou "photon unique".

Identification des électrons et des photons dans le EGAP

Les photons et les électrons déposent souvent leur énergie dans deux voire trois voies du EGAP. La position du dépôt est donnée par Φ_{corr} et θ_{corr} tels qu'ils sont définis dans le chapitre précédent. Dans le cas d'un électron ce sont les angles de la trace, dans le cas d'un photon on calcule ces angles à partir des positions des dépôts dans le EGAP, le BGO et le HCAL pondérés par leurs énergies. La résolution angulaire pour des électrons est donc celle de la TEC. Pour des photons elle est bien plus mauvaise, de l'ordre de quelques degrés. Il est presque impossible de distinguer à partir des différents dépôts dans les calorimètres un électron d'un π par exemple. Pour garder une bonne efficacité on sélectionnera comme électron dans le EGAP tout dépôt de plus de 10 GeV connecté à une bonne trace TEC (telle que définie précédemment) dans un cône de 15° et à aucune autre trace chargée. Et on appellera photon tout dépôt de plus de 10 GeV qui n'est connecté à aucune trace TEC dans un même cône.

III.5.3 Identification des muons

S'ils possèdent assez d'énergie, les muons traversent le détecteur dans son ensemble en ne déposant qu'un minimum d'ionisation dans le BGO (environ 250 MeV) et le HCAL (environ 2.3 GeV). Ils laissent une trace chargée dans la chambre à traces et dans les chambres à muons. Enfin ils sont associés à des dépôts dans les scintillateurs, lesquels sont situés entre BGO et HCAL. Un muon doit ainsi satisfaire les critères suivants pour être identifié :

1. au moins deux chambres P et une chambre Z doivent être traversées dans la partie centrale du spectromètre ($44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$) ou une chambre des portes avant-arrière pour les muons de bas angle,
2. la trace TEC et la trace du spectromètre à muons doivent être connectées à mieux que 0.1 rad (6° environ) en Φ et 0.2 rad (12° environ) en θ ,
3. la trace TEC doit en outre avoir un D.C.A. inférieur à 1 cm , au moins 10 fils touchés, et une impulsion transverse $P_t \geq 100 \text{ MeV}$,
4. le D.C.A. de la trace μ doit être inférieur à 25 cm dans le plan (R, Φ) et 40 cm pour la coordonnée z ,
5. la somme des énergies des dépôts dans le BGO et le HCAL dans un cône de demi-angle au sommet 7° autour de la trace μ doit être inférieure à 1 GeV et 10 GeV respectivement,
6. au moins un scintillateur connecté au muon doit être touché dans un intervalle de temps de moins de 10 ns avec l'instant de collision,

7. aucune autre trace chargée ne doit être connectée au muon dans un rayon de 20° .

La Figure III.13 montre les distributions de quelques variables avec leurs coupures matérialisées par des flèches. On notera qu'un muon de moins de 3 GeV typiquement n'atteint pas les chambres à muons. De même un muon de très bas angle est en dehors de l'acceptance du spectromètre à muons. En conséquence de tels muons ne sont identifiables que par leur minimum d'ionisation et on les désigne sous le nom de M.I.P. (Minimum Ionizing Particles). On n'a pas fait de sélection spécifique des M.I.P. et ceux-ci sont donc rejetés dans les analyses de ce mémoire, car le gain en efficacité est assez faible comparé au fond important que ces événements apporteraient. L'efficacité d'identification des muons de plus de 5 GeV dans la partie centrale du spectromètre à muons est de 80.4%.

III.5.4 Identification des désintégrations hadroniques de τ

Le lepton τ a une durée de vie très courte et se désintègre pratiquement au point de collision. Il peut se désintégrer en une ou trois branches c'est-à-dire en un ou trois π chargés plus un ν_τ et éventuellement d'autres π neutres. On reconstruit alors un jet de basse multiplicité avec une ou trois traces chargées. Il peut aussi se désintégrer en un électron ou muon et deux neutrinos par $\tau^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e \nu_\tau$ ou $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \nu_\tau$ et dans ce cas on reconstruit un électron ou un muon sans savoir en principe s'il provient d'un τ ou non. Seules les désintégrations hadroniques en trois π peuvent être identifiées. L'énergie du lepton τ est alors définie de la manière suivante :

$$E_\tau = \sum_i G_i E_i$$

où E_i est l'énergie et G_i le facteur de recalibration de la région i des calorimètres. L'ensemble BGO-HCAL-EGAP est divisée en 10 régions qui sont recalibrées une à une chaque année à l'aide d'événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Il y a 4 régions pour le BGO, 1 pour le EGAP et 5 pour le HCAL. Les G_i sont appelés les G -facteurs et ne sont utilisés que pour les hadrons. La résolution des calorimètres après G -calibration est de 10% sur des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ de 200 GeV environ, y compris dans la région du EGAP.

Pour identifier un lepton τ qui s'est désintégré en hadrons, on applique alors les critères suivants :

1. un jet de particules d'énergie au moins égale à 5 GeV,
2. entre 1 et 3 traces connectées à ce jet dans un rayon de 10° ,
3. le nombre de dépôts calorimétriques associés à ce jet doit être inférieur ou égal à 12,
4. pas de μ identifié dans le jet,
5. la direction du jet ne doit pas pointer dans le EGAP,
6. si on appelle E_{10° l'énergie dans un rayon de 10° autour de la direction du jet et $E_{10^\circ-30^\circ}$ l'énergie dans un rayon compris entre 10° et 30° alors on impose un critère d'isolement du τ tel que :

$$\frac{E_{10^\circ-30^\circ}}{E_{10^\circ}} \leq 1.4$$

L'efficacité d'identification des désintégrations hadroniques de leptons τ de plus de 10 GeV est de 70.7% quand on se limite à la zone angulaire $25.0^\circ \leq \theta_\tau \leq 155.0^\circ$ tout en excluant l'acceptance du EGAP. Aucun τ n'est identifié hors de cette région angulaire.

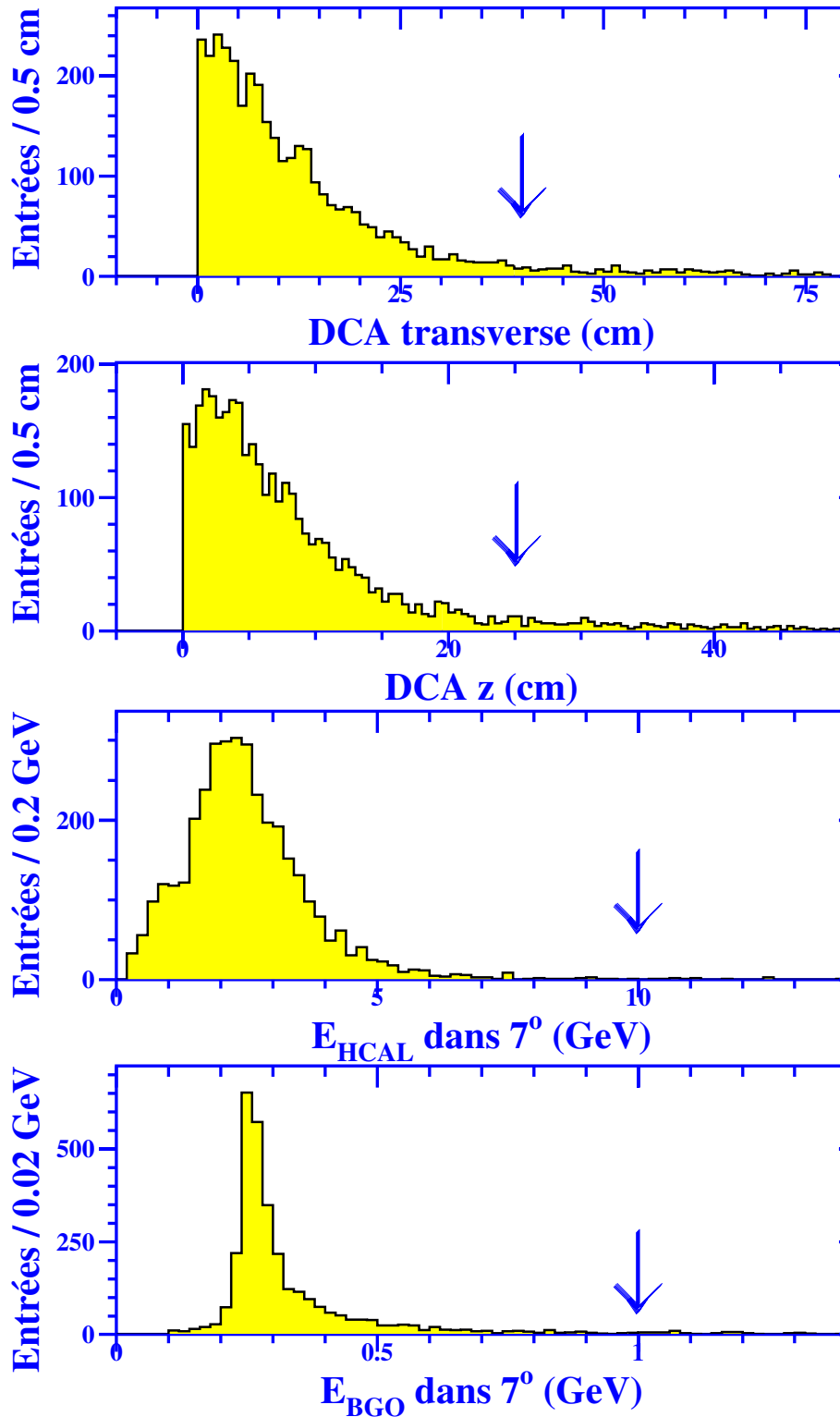


Figure III.13: De haut en bas : distribution du paramètre d'impact dans le plan transverse de la trace dans les chambres à muons de muons de 100 GeV (Monte-Carlo), paramètre d'impact le long de la coordonnée z , énergie dans le HCAL et énergie dans le BGO dans un rayon de 7° autour du μ .

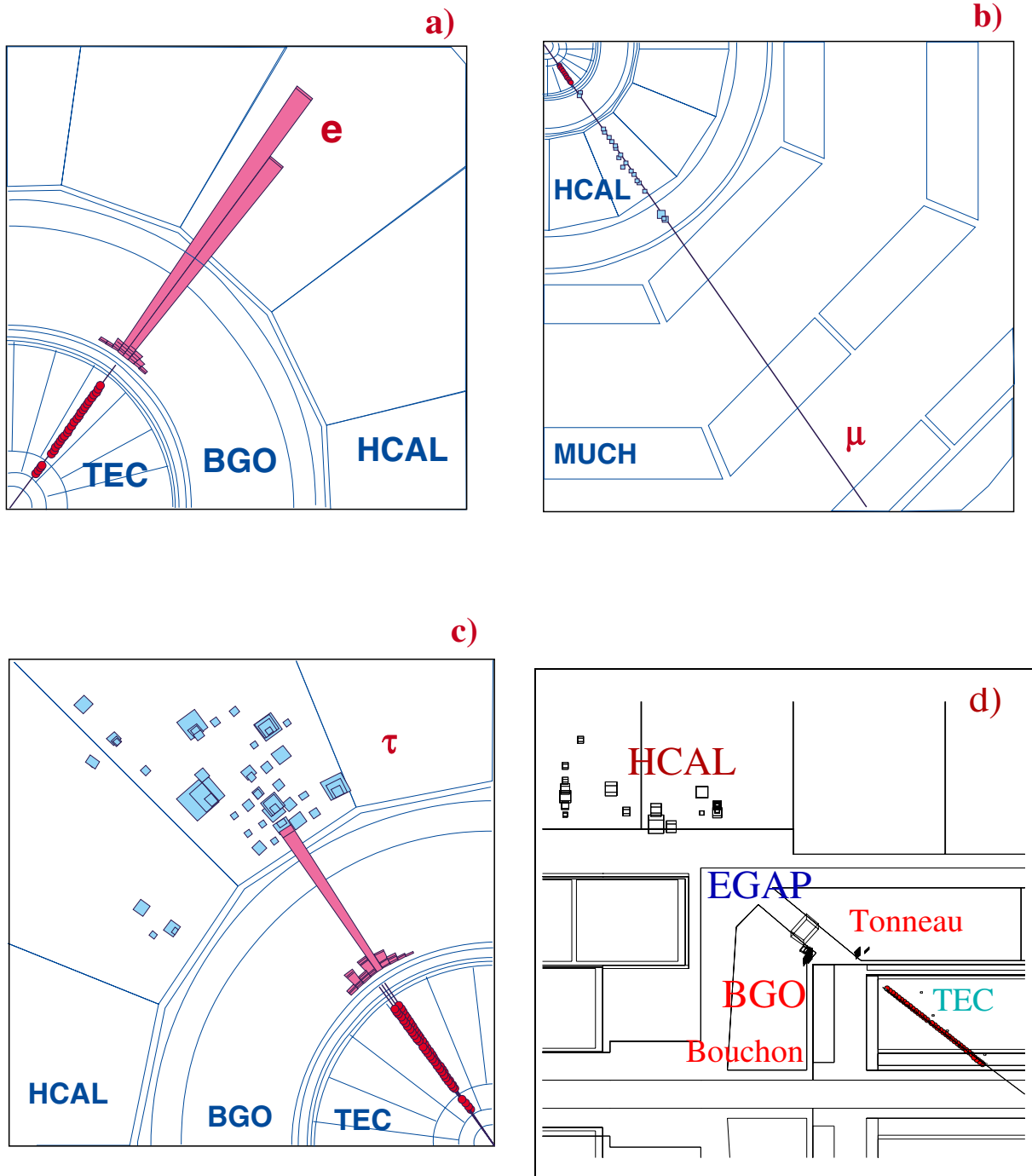


Figure III.14: Représentation de différents leptons par le programme de scan de L3 : un électron dans le BGO (a), un muon (b), la désintégration hadronique d'un tau (c) et un électron dans le EGAP (d).

III.5.5 Visualisation des événements après reconstruction

Une fois que l'on a reconstruit les particules ou jets de particules qui composent l'événement on peut visualiser le résultat à l'aide d'un programme graphique qu'on appelle le scan. C'est un programme qui reconstruit et représente dans l'espace les traces, les dépôts calorimétriques, enfin tous les objets de l'événement et même les groupes d'objets. Il fournit tous les renseignements relatifs aux traces (nombres de fils touchés, paramètre d'impact, impulsion...) et aux dépôts (énergies, nombres de cristaux, position...). La Figure III.14 montre différentes particules reconstruites et visualisées par le programme de scan. Sont représentés :

- un électron qui a déposé toute son énergie dans le BGO et sur peu de cristaux et avec une trace de la TEC qui lui est associé. Les cristaux du BGO sont représentés par des parallélogrammes dont la hauteur est proportionnelle à l'énergie qu'ils ont reçue,
- un muon qui a laissé un minimum d'ionisation dans le HCAL et une trace dans la TEC et les chambres à muons,
- un tau qui s'est désintégré en hadrons,
- et un électron dans le EGAP qui a aussi déposé de l'énergie dans le BGO et le HCAL.

Un photon détecté dans le BGO ou le EGAP serait identique à un électron excepté la trace.

III.5.6 Variables globales de l'analyse

J'introduis d'ores et déjà les variables globales que j'utiliserai par la suite dans la présentation des analyses :

- E_{vis} : c'est la somme des énergies mesurées dans les calorimètres BGO, EGAP et HCAL et des impulsions de muons dans le spectromètre à muons,
- E_{lumi} et E_{ALR} : énergies mesurées respectivement dans les luminomètres et dans les ALR, lesquelles ne sont pas incluses dans le calcul de E_{vis} ,
- P_t : impulsion transverse, soit de l'événement total, soit d'une particule,
- \cancel{E} : énergie manquante définie comme $\sqrt{s} - E_{vis}$. On ne soustrait pas les énergies E_{lumi} et E_{ALR} car je demanderai **toujours** que ces énergies soient quasi nulles,
- \cancel{P}_t : impulsion manquante totale de l'événement projetée dans le plan transverse à la direction des faisceaux, définie comme le vecteur opposé à la somme vectorielle des impulsions des objets de l'evt,
- $N_{dépôt}$: nombre total de dépôts calorimétriques,
- N_{trace} : nombre total de traces reconstruites par la TEC,
- $N_{bonne\ trace}$: nombre total de bonnes traces reconstruites par la TEC,
- E_{lep} : somme de l'énergie de tous les leptons,
- p_{\perp}^{lep} : impulsion totale transverse des leptons,

- ξ_{acol} et ξ_{acop} : acolinéarité et acoplanarité de deux particules c'est-à-dire différence angulaire entre les directions des particules, respectivement dans l'espace et dans le plan $R-\Phi$,
- θ_{miss} : angle polaire du vecteur impulsion manquante,
- E_{25}^\perp et E_{25} : énergies déposées dans un cône de demi-angle d'ouverture de 25° autour de la direction de l'impulsion manquante, respectivement projetée sur le plan $R-\Phi$ ou dans l'espace,
- E_{60} : quand on a forcé l'événement en deux jets, E_{60} représente l'énergie déposée dans un cône de demi-angle d'ouverture de 60° autour du vecteur opposé à la somme des directions des deux jets dans l'espace (voir Figure III.5.6),

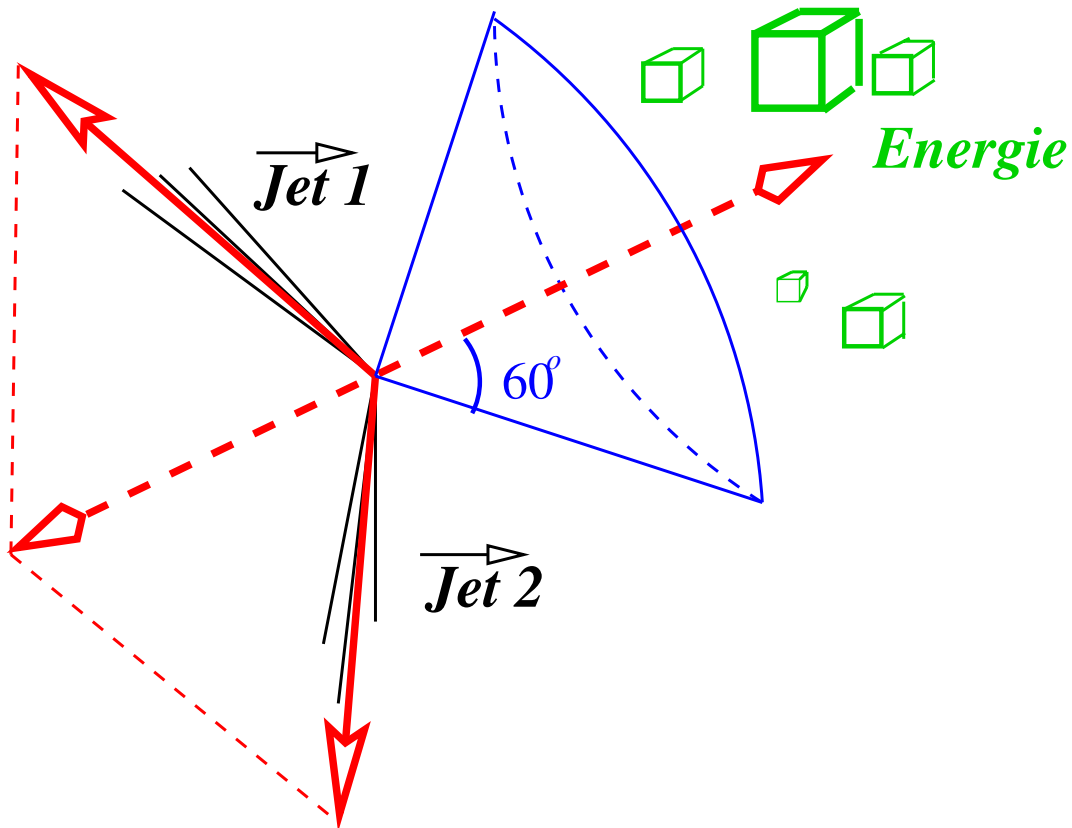


Figure III.15: Schéma de la variable E_{60}

- poussée ou thrust leptonique T_l : c'est la somme des valeurs absolues des projections des impulsions des leptons de l'événement sur la direction pour laquelle cette somme est maximale, normalisée par la somme des valeurs absolues des impulsions des leptons. T_l peut prendre des valeurs comprises entre 0.5 et 1. Lorsque la poussée est proche de 0.5 l'événement est "sphérique" c'est-à-dire que l'énergie est répartie isotropiquement et une valeur proche de 1 de la poussée correspond à un événement avec deux jets fins ou deux leptons dos-à-dos,
- E_{TTL} : utilisée quand il y a plusieurs leptons identifiés : valeur absolue de la projection de l'impulsion totale des deux leptons sur la direction perpendiculaire à la direction de la poussée T_l (seuls les leptons sont considérés et non les photons) calculée dans le plan $R-\Phi$ (voir Figure III.5.6).

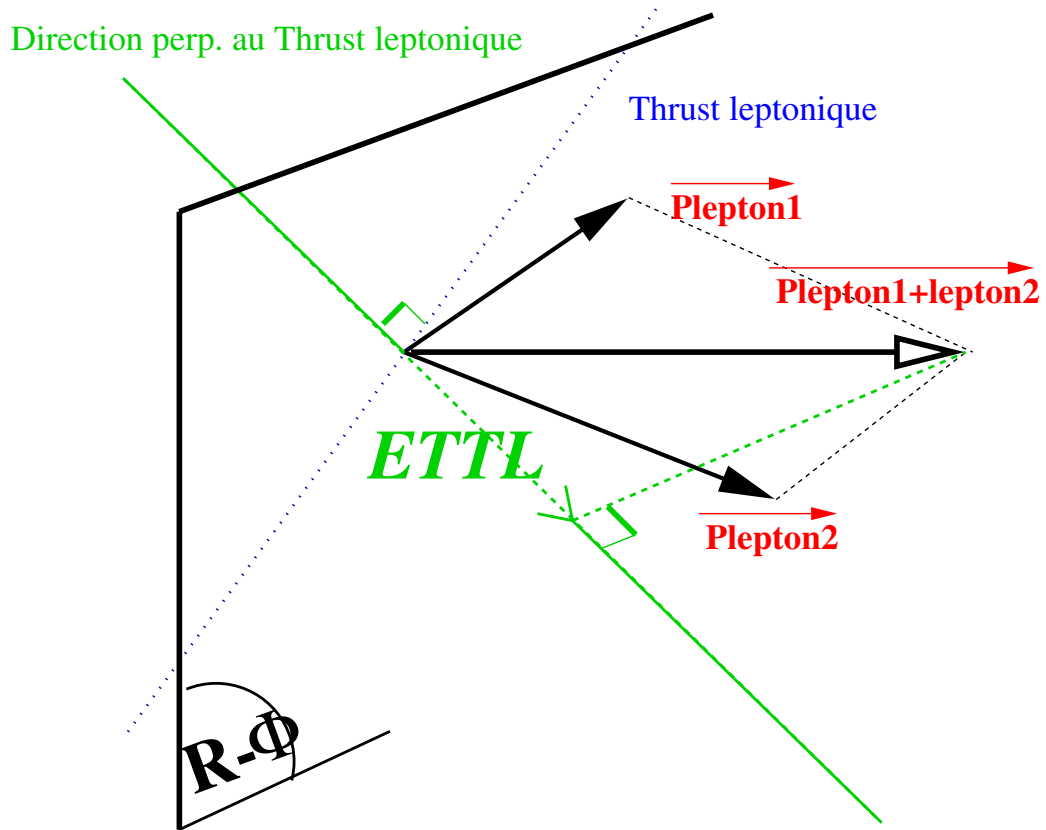


Figure III.16: Schéma de la variable E_{TTL}

Chapitre IV

Recherche de leptons scalaires avec le détecteur L3

IV.1 Introduction

La recherche de paires de leptons scalaires est effectuée par L3 depuis le commencement de l'expérience. L'analyse la plus simple consiste à chercher dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ car la masse du $\tilde{\ell}_R$ est supposée plus faible que celle du $\tilde{\ell}_L$, ce qui évite les désintégrations en cascade. Cette analyse est efficace et permet de couvrir la majorité des points du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$, à l'exception toutefois de la région où la différence de masse entre le $\tilde{\ell}_R$ et le $\tilde{\chi}_1^0$ est inférieure à typiquement $\Delta M = M_{\tilde{\ell}_R} - M_{\tilde{\chi}_1^0} = 3$ GeV. Comme les résultats de cette analyse ont été obtenus par d'autres membres de la collaboration, je me bornerai à la présenter succinctement. Puis je décrirai mon travail d'analyse qui a permis de couvrir une partie de la région à petit ΔM inaccessible par la recherche de $\tilde{\ell}_R \tilde{\ell}_R$. Il s'agit dans un premier temps de la recherche dans le canal $\tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et ensuite de la recherche dans le canal $\tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma \gamma \tilde{G} \tilde{G}$.

IV.2 Données utilisées

Les analyses de $\tilde{\ell}_R^\pm \tilde{\ell}_R^\mp$ ont été effectuées à partir des données collectées par L3 à $\sqrt{s} = 189$ GeV (en 1998), à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV (en 1999), et à plusieurs énergies au centre-de-masse entre 200 et 208 GeV (en 2000) que l'on notera $\langle \sqrt{s} \rangle = 206$ GeV. Dans le cas du canal $\tilde{e}_R \tilde{e}_L$ on a aussi utilisé les données à $\sqrt{s} = 183$ GeV de 1997.

La Table IV.1 présente les données collectées entre 1997 et 2000 avec les luminosités correspondantes, en incluant les données de calibration prises à $\sqrt{s} = M_Z^0$ au début et en cours d'année. On remarquera que LEP n'a cessé de monter en énergie et en luminosité grâce à l'installation successive de cavités supraconductrices et une connaissance de plus en plus complète de la machine. C'est ainsi que finalement en 2000 le LEP est parvenu à produire des collisions e^+e^- à presque 209 GeV. Une seule fois, en 1997, le LEP est redescendu en énergie à 130 et 136 GeV durant trois semaines. Le but était de confirmer un éventuel signal à quatre jets observé par ALEPH [105] bien que les trois autres expériences n'observaient déjà rien de tel. Après cette nouvelle prise de données aucun excès significatif n'a finalement été observé.

Année	\sqrt{s} (GeV)	\mathcal{L} (pb^{-1})
1997	Pic du Z^0	2.17
	130-136	7.01
	183	55.46
1998	Pic du Z^0	3.01
	189	176.77
1999	Pic du Z^0	3.98
	192	29.72
	196	83.69
	200	82.91
	202	37.01
2000 (en cours)	Pic du Z^0	3.04
	200 à 204	9.41
	~ 205	67.31
	~ 207	105.77

Tableau IV.1: Données collectées par L3 entre 1997 et 2000 au 9 octobre 2000.

IV.3 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$

IV.3.1 Signatures et procédure d'optimisation

Comme nous l'avons vu au Chapitre I, la désintégration d'un lepton scalaire se fait presque exclusivement par le processus $\tilde{\ell}_R \rightarrow \ell \tilde{\chi}_1^0$. Puisque le $\tilde{\chi}_1^0$ n'interagit (pratiquement) pas avec la matière, il échappe à la détection et emporte de l'énergie et de l'impulsion transverse. Seul demeure le lepton (qu'il soit un électron, un muon ou un tau) qui sera identifié. Ainsi, la signature typique d'un événement $\tilde{\ell}_R \tilde{\ell}_R$ est la présence de deux leptons acoplanaires dans le détecteur et d'une énergie manquante ainsi que d'une impulsion transverse importantes. Pour tenir compte des trois familles leptoniques, trois types d'analyses sont réalisés. Dans le cas des électrons scalaires et des muons scalaires, deux électrons ou deux muons acoplanaires sont requis dans l'événement, tandis que pour les taus scalaires, on demande deux jets acoplanaires de faible multiplicité.

On définit différentes plages de $\Delta M = M_{\tilde{\ell}_R} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour lesquelles les bruits de fond principaux sont différents. Chaque ΔM donnera lieu à une optimisation particulière des coupures. Pour les électrons et les muons scalaires, trois régions sont définies: une région à bas ΔM compris entre 3 et 5 GeV, une région à ΔM intermédiaire entre 10 et 40 GeV, et enfin une région grand à ΔM entre 60 et 90 GeV. Pour les taus scalaires, quatre plages sont définies: 3 à 7 GeV, 7 à 15 GeV, 15 à 30 GeV, et au-dessus de 40 GeV. Les deux premières régions sont regroupées sous l'appellation petit ΔM . Pour les valeurs de ΔM qui se trouvent entre deux régions, une combinaison ("OU" logique) des sélections des deux régions est utilisée. Les valeurs des coupures de chaque sélection sont optimisées simultanément par un algorithme [106] qui compare les distributions de certaines variables significatives des événements Monte-Carlo de type signal avec ceux de type bruit de fond. Le but est de maximiser l'efficacité ε sur le signal tout en rejetant le plus possible de bruit de fond (b). Pour cela le programme minimise la limite moyenne notée κ^{-1} pour un nombre infini d'expériences, en supposant seulement la contribution du bruit de fond. Mathématiquement, cela s'écrit :

$$\kappa = \frac{\varepsilon}{\sum_{n=0}^{\infty} k(b)_n P(b, n)}$$

où $k(b)_n$ est la limite supérieure Bayésienne à 95 % de niveau de confiance, $P(b, n)$ la distribution de Poisson pour n événements lorsque b événements de fond sont attendus, et ε est l'efficacité sur le signal [107]. Tous ces concepts seront détaillés plus loin. En résumé, dix sélections sont obtenues, selon le ΔM et la saveur leptonique considérés.

IV.3.2 Sélection des événements

Afin de réduire les interactions $\gamma\gamma$ (voir Chapitre III) qui produisent deux leptons de très basse énergie dans l'état final, on demande au moins 3 GeV d'énergie transverse dans l'événement. Les événements *faisceau-gaz*, qui sont des collisions d'électrons ou positons du faisceau du L.E.P. avec des molécules de gaz résiduel dans le tube sont rejetés en demandant que l'énergie dans un cône de 30° autour du tube faisceau soit inférieure à 90% de l'énergie totale. De plus l'angle entre le vecteur impulsion manquante et l'axe du faisceau doit être d'au moins 10° , ce qui assure qu'il pointe dans les régions fortement instrumentées que sont les calorimètres. Ainsi la probabilité que l'impulsion manquante soit due à une particule mal mesurée ou perdue est réduite. Pour rejeter le restant des interactions $\gamma\gamma$, un dépôt d'énergie de 10 GeV au maximum est autorisé dans les A.L.R. et les luminomètres. On demande ensuite que deux leptons accompagnés éventuellement d'un photon soient identifiés dans l'événement. Le nombre de traces chargées dans la T.E.C. est limité à 6 (le maximum possible dans le cas de 2 taus) et le nombre de dépôts calorimétriques est limité à 15 au maximum. Des coupures sont ensuite appliquées sur des variables globales de l'événement qui ont été définies au Chapitre III, à savoir E_{vis}/\sqrt{s} , E_{25}^\perp , E_{25} , E_{60} , la somme des énergies E_{lep} de chaque lepton, p_\perp^{lep} , ξ_{acol} , ξ_{acop} , $\sin\theta_{miss}$ et E_{TTL} . Dans le cas particulier de la sélection des taus scalaires on recherche des événements avec deux jets hadroniques acoplanaires. La variable E_{TTL} est d'ailleurs appelée E_{TTJ} . Les cas où l'un des taus se désintègre leptoniquement ne sont pas considérés. En plus des variables citées précédemment, on applique une coupure supérieure sur la variable y_\perp , définie comme le rapport entre la somme des impulsions des particules projetée sur la direction du jet et l'énergie de ce jet et une autre coupure supérieure sur l'acoplanarité maximum entre n'importe quel couple de traces de l'événement. Les valeurs des coupures sur toutes ces variables sont différentes selon l'intervalle de ΔM et la saveur des leptons et elles sont déterminées à partir de l'algorithme d'optimisation.

IV.3.3 Résultats de l'analyse et limites sur les masses des leptons scalaires dans le cadre du M.S.S.M.

Les résultats [107] obtenus à l'énergie au centre-de-masse de $\sqrt{s}=189$ GeV pour une luminosité intégrée totale de $176.4 pb^{-1}$ sont présentés dans la Table IV.2. $N_{données}$ est le nombre d'événements observés et N_{fond} le nombre d'événements attendus conformément au Modèle Standard .

	Bas ΔM		ΔM Intermédiaire		Grand ΔM		Combiné	
	$N_{données}$	N_{fond}	$N_{données}$	N_{fond}	$N_{données}$	N_{fond}	$N_{données}$	N_{fond}
\tilde{e}_R	7	6.0	3	4.8	11	12.4	21	23.0
$\tilde{\mu}_R$	10	11.5	2	1.0	8	9.1	19	21.0
$\tilde{\tau}_R$	23	23.1	5	7.5	33	29.4	56	51.6

Tableau IV.2: Résultats des recherches de leptons scalaires à $\sqrt{s}=189$ GeV

Lorsque l'on combine les résultats des dix sélections on observe 21, 19 et 56 candidats dans les données à $\sqrt{s}=189$ GeV, dans le cas des électrons, muons et taus scalaires respectivement, tandis

que le nombre d'événements attendus est en très bon accord, 23.0, 21.0 et 51.6 respectivement. Les efficacités du processus recherché $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^-$ varient de 19% à 58% pour les électrons scalaires et de 11% à 36% pour les muons scalaires. Les efficacités pour les taus scalaires sont quant à elles plus faibles, entre 2% et 30%. Ces efficacités correspondent à des masses des leptons scalaires typiques de 70 à 90 GeV.

Pour l'interprétation des résultats obtenus, on se place dans le cadre du M.S.S.M. avec les hypothèses de Grande Unification, ce qui permet de décrire les masses des particules ainsi que les sections efficaces de production à l'aide de cinq paramètres uniquement (voir chapitre I). Ces paramètres sont : $\tan \beta$ le rapport des valeurs attendus dans le vide des deux doublets de Higgs, M_2 que l'on identifie à $m_{\frac{1}{2}}$ ($M_2 \simeq 0.81m_{\frac{1}{2}}$) le paramètre de masse des gauginos, μ le paramètre de mélange des higgsinos, m_0 la masse commune des fermions scalaires à l'échelle de grande unification, et enfin A_0 le couplage trilineaire dans le secteur du Higgs. En fait, à l'exception des taus scalaires, les interprétations des résultats ne dépendent pas de A_0 .

Toutes les recherches de sleptons réalisées par L3 sont combinées puis interprétées en termes d'exclusion de régions de l'espace des paramètres du M.S.S.M. Pour obtenir de telles limites, on optimise la sélection pour chacun des points de l'espace des paramètres, c'est-à-dire que l'on choisit la combinaison de sélections qui donnent le meilleur rapport signal sur bruit, étant données les sections efficaces de production et les rapports de branchement des processus, qui sont calculés à l'aide du générateur SUSYGEN [101]. En fait dans le cas présent, les leptons scalaires sont supposés se désintégrer uniquement par la voie $\tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, ce qui fait que l'on sous-estime légèrement l'efficacité provenant d'éventuelles désintégrations en cascade, comme par exemple $\tilde{\ell}_R^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^\pm \bar{f} f \tilde{\chi}_1^0$.

La Figure IV.1 montre pour $\mu = -200$ GeV et $\tan \beta = \sqrt{2}$ les régions du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$ exclues par l'analyse à $\sqrt{s} = 189$ GeV, combinée avec les analyses antérieures à plus basse énergie au centre-de-masse pour chacune des trois générations de leptons scalaires. En (a) on a la zone exclue dans le cas des électrons scalaires, en (b) pour les muons scalaires et les taus scalaires en (c). Sur la figure (d) on a représenté la zone exclue dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\tau}_1})$, le $\tilde{\tau}_1$ le plus léger dans l'hypothèse d'un mélange des composantes droite et gauche des taus scalaires. On en déduit les limites suivantes sur les masses des particules indépendamment de μ et $\tan \beta$:

- $M_{\tilde{e}_R} \geq 85.5$ GeV pour $\Delta M \geq 10$ GeV,
- $M_{\tilde{\mu}_R} \geq 78.0$ GeV pour $\Delta M \geq 15$ GeV.

Dans le cas des taus scalaires, le mélange entre les états $\tilde{\tau}_R^\pm$ et $\tilde{\tau}_L^\pm$ n'est pas négligeable, et dépend notamment des paramètres A_0 , μ et $\tan \beta$. Ainsi les états propres de masse sont :

$$\tilde{\tau}_{1,2} = \tilde{\tau}_{L,R} \cos \theta_{L,R} + \tilde{\tau}_{R,L} \sin \theta_{L,R}$$

où $\theta_{L,R}$ est appelé *angle de mélange*. La section efficace de production est minimale pour $\theta_{L,R} \simeq 52^\circ$ et maximale pour $\theta_{L,R} = 0$. Les deux contours de la Figure IV.1 (d) représentent ces deux cas extrêmes. On obtient les exclusions suivantes :

- $M_{\tilde{\tau}_R} \geq 60$ GeV pour $8 \leq \Delta M \leq 42$ GeV et $\theta_{L,R} \simeq 52^\circ$,
- $M_{\tilde{\tau}_R} \geq 71.5$ GeV pour $\Delta M \geq 12$ GeV et $\theta_{L,R} = 0$.

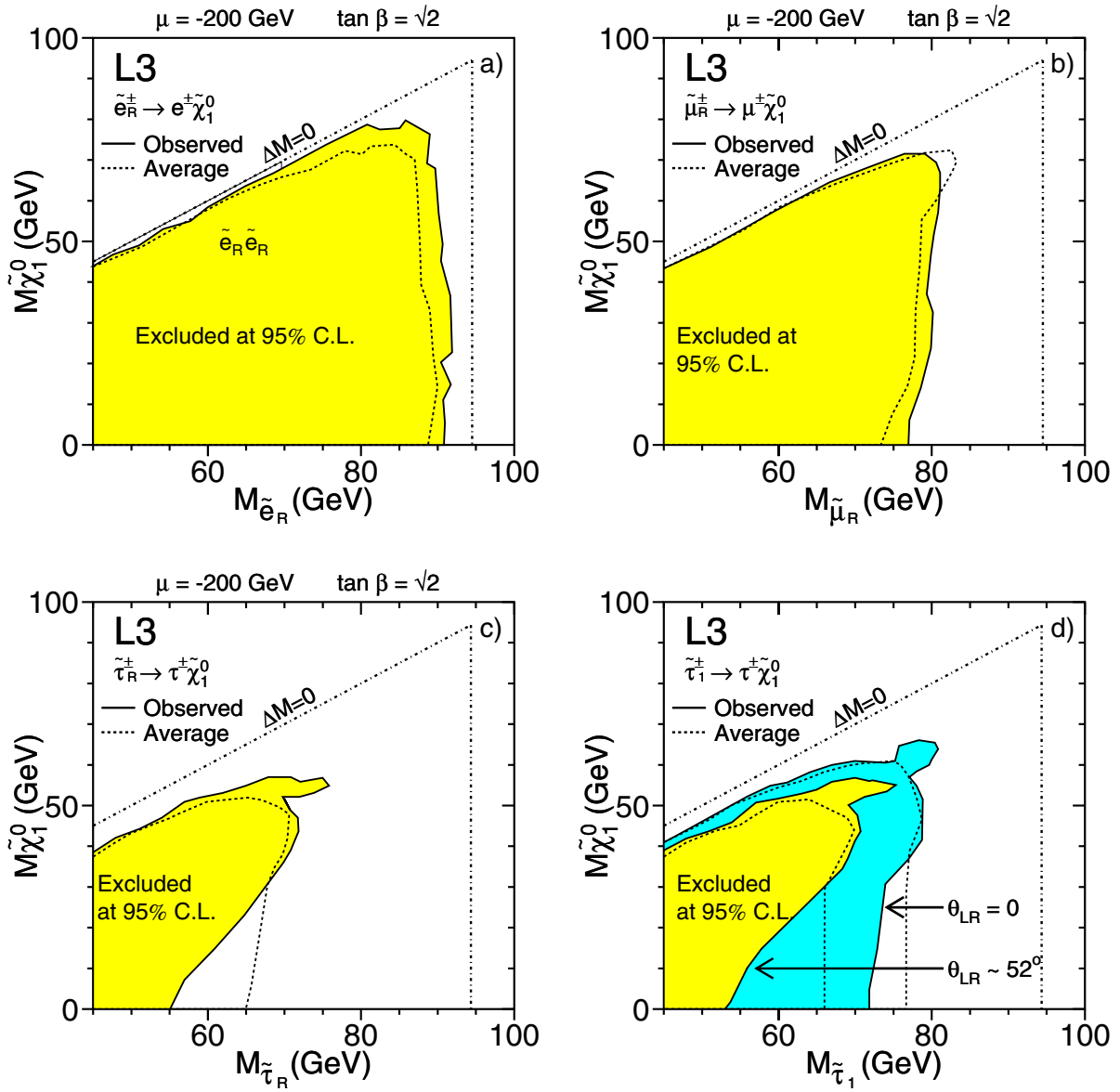


Figure IV.1: Zones d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$ (d'après [107]).

IV.3.4 Problème de la région à petit ΔM

A partir de maintenant je vais décrire les analyses qui ont permis de couvrir une partie de la région à petit ΔM . En effet, comme on peut le voir dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$, la région où la différence de masse entre $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\ell}_R$ est inférieure à 3 GeV, typiquement, n'est pas couverte par les analyses classiques de $\tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$. La question qui se pose depuis la phase LEP 2 aux quatre expériences L.E.P. est de tenter de trouver un moyen de couvrir cette zone de l'espace des paramètres du M.S.S.M. Depuis cette époque en effet, la luminosité intégrée récoltée par les expériences a été augmentée de façon très significative, autorisant ainsi l'analyse de nouveaux processus dont l'étude ne pouvait être envisagée jusqu'alors. De cette manière on peut espérer couvrir le maximum de l'espace des paramètres du M.S.S.M. et révéler peut-être l'existence d'une nouvelle physique. Dans notre cas précis, il existe trois possibilités pour améliorer la sensibilité dans cette région à petit ΔM que nous allons présenter ci-après.

L'impossibilité de couvrir la région où les masses du $\tilde{\ell}_R$ et du $\tilde{\chi}_1^0$ sont très proches provient du système de déclenchement. En effet, comme cela a été expliqué dans le chapitre II, il existe un seuil minimal d'énergie au-delà duquel un événement issu d'une collision e^+e^- est conservé. En-dessous de ce seuil, l'événement est rejeté. Or, puisque le $\tilde{\chi}_1^0$ est en principe indétectable, l'énergie ne peut provenir que des deux leptons. Dans le cas d'un ΔM faible, la plupart du temps les deux leptons ont une énergie très faible bien en-deça du seuil de déclenchement. Cela explique l'impossibilité d'observer ce type d'événement. L'idée pour pallier à ce problème est de rechercher des processus similaires à $\tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ mais où l'énergie sera suffisante pour pouvoir être observable. Voyons quelles sont les possibilités qui s'offrent à nous. Elles reposent toutes sur le principe de rechercher une paire de leptons *plus* quelque chose, ce quelque chose étant observable et apportant l'énergie nécessaire au déclenchement.

IV.3.5 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \gamma_{\text{I.S.R.}} \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma_{\text{I.S.R.}}$

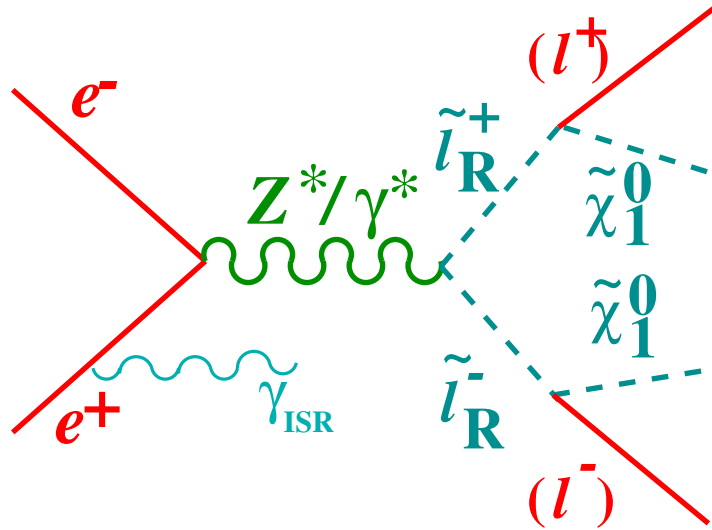


Figure IV.2: **Diagramme de Feynman du processus** $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \gamma_{\text{I.S.R.}} \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma_{\text{I.S.R.}}$.

Un $\gamma_{\text{I.S.R.}}$ est un photon de rayonnement de freinage émis par un électron ou positon incident juste avant la collision. Dans la majorité des cas, ce photon est de basse énergie et son angle avec l'électron qui l'a émis est proche de zéro donc il n'est pas observable. Mais il arrive, dans environ 1%

des cas, que ce photon soit de grande énergie - cela peut aller jusqu'à 80 GeV - et soit émis à grand angle et donc observé dans le calorimètre électromagnétique de L3. L'efficacité de détection de tels photons est pratiquement de 100%. Quand l'énergie de ce photon est suffisante, l'événement est conservé par le déclenchement. Ainsi l'événement que l'on recherche, à savoir $\ell\ell\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma_{\text{I.S.R.}}$ (voir Figure IV.2) est observable. Des recherches de tels événements ont été faites à L3 dans le cas de $\tilde{\chi}_1^\pm$ faiblement dégénérés avec le $\tilde{\chi}_1^0$ [108]. Le principe est le même et la méthode marche bien. Mais elle est inapplicable ici car la section efficace de production de $\tilde{\ell}_R\tilde{\ell}_R$ est beaucoup plus faible que celle de $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_1^\mp$ et même avec la très grande luminosité des expériences L.E.P. le nombre d'événements attendus serait trop faible.

IV.3.6 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm\tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm)e^\mp\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$

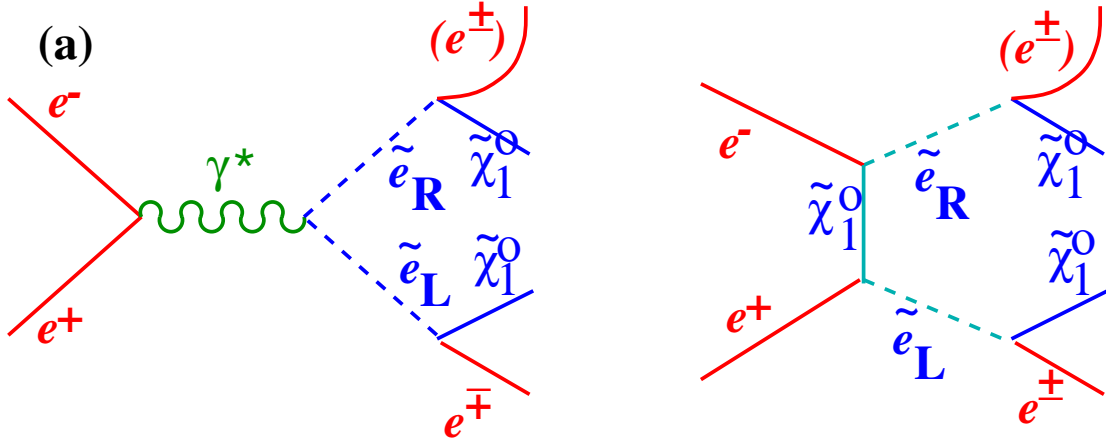


Figure IV.3: **Diagrammes de Feynman des contributions par les voies s (a) et t (b) au processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm\tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm)e^\mp\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$.**

On a vu précédemment que le M.S.S.M. introduit deux leptons scalaires par génération, chacun étant le partenaire d'un état d'hélicité (droit ou gauche). On a dit aussi qu'il existe une différence de masse entre ces deux scalaires, le $\tilde{\ell}_R$ étant toujours le plus léger. Dans le cas où $\tilde{\ell}_R$ et $\tilde{\chi}_1^0$ sont proches en masse ($\Delta M = M_{\tilde{\ell}_R} - M_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 3$ GeV), la différence entre $\tilde{\ell}_L$ et $\tilde{\chi}_1^0$ est le plus souvent de 25 GeV au moins ($M_{\tilde{\ell}_L} - M_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 25$ GeV) qui est due à la grande différence de masse entre \tilde{e}_R et \tilde{e}_L . L'état final du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R\tilde{\ell}_L$ est donc $\tilde{\ell}_R\tilde{\ell}_L \rightarrow (\ell)\ell\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ (voir Figure IV.3) où le lepton issu de la désintégration de $\tilde{\ell}_L$ possède une énergie moyenne d'au moins 25 GeV tandis que celui issu de $\tilde{\ell}_R$ possède une faible énergie. On recherchera donc un lepton de grande énergie éventuellement associé à une particule de très basse énergie. Le seul inconvénient de ce processus est sa faible section efficace. En effet la production d'une paire de leptons scalaires par échange dans la voie s d'un boson virtuel Z^* est réduite lorsque la masse des leptons scalaires est très différente (cas $\tilde{\ell}_R\tilde{\ell}_L$) par rapport au cas où les masses sont égales (cas $\tilde{\ell}_R\tilde{\ell}_R$). Seul le canal $\tilde{e}_R^\pm\tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm)e^\mp\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ a une section efficace non négligeable, car en plus du canal s de faible section efficace, on a en plus le canal t qui bénéficie d'un taux de production significatif. Un tel signal bénéficie en plus d'un bruit de fond très restreint. Mon travail de recherche de ce signal est présenté dans la partie IV.4.

IV.3.7 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+\tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma\gamma\tilde{G}\tilde{G}$

Lorsque l'on se place, non pas dans le cadre de mSUGRA, mais dans le cadre du G.M.S.B. (voir chapitre I), la particule supersymétrique la plus légère (L.S.P.) n'est plus le $\tilde{\chi}_1^0$ mais le Gravitino \tilde{G} .

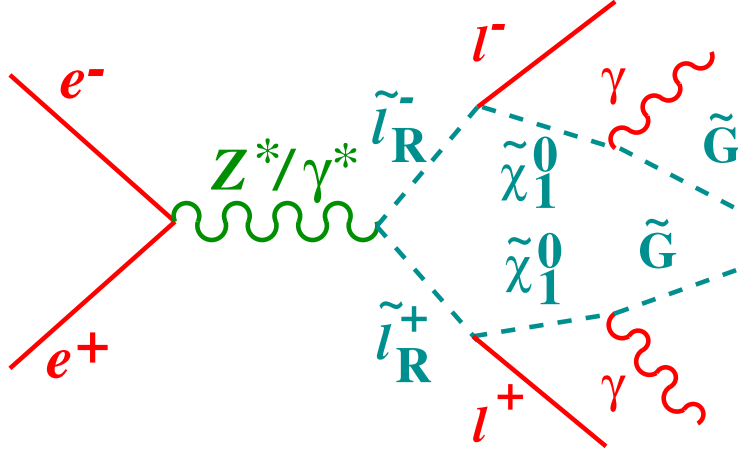


Figure IV.4: **Diagramme de Feynman du processus** $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma \gamma \tilde{G} \tilde{G}$.

Très souvent, le Gravitino a une masse très faible, entre 10^{-3} et 10^3 eV. Par contre, la particule de masse immédiatement supérieure, appelée N.L.S.P. (Next-to-Lightest Supersymmetric Particle) est en général le $\tilde{\chi}_1^0$. C'est dans ce cas-là que nous nous placerons par la suite. Ainsi, contrairement au cas mSUGRA, le $\tilde{\chi}_1^0$ est visible en partie car il se désintègre en $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma$, le rapport d'embranchement étant proche de 100%. Le processus est finalement $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma \gamma \tilde{G} \tilde{G}$ (voir Figure IV.4). Le Gravitino \tilde{G} échappe à la détection mais le γ est détecté le plus souvent et son énergie moyenne est typiquement de 35 GeV. Son impulsion transverse est elle-aussi importante. La production d'une paire de sleptons $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^-$ est donc identifiable aisément, car la paire se désintègre en une paire de leptons de même génération, une paire de photons de grande énergie, et deux \tilde{G} qui emportent de l'énergie manquante. Le signal est donc très clair, et le bruit de fond quasi-inexistant. Il est à noter que l'énergie des deux γ ne dépend absolument pas de la différence de masse entre $\tilde{\ell}_R$ et $\tilde{\chi}_1^0$, elle dépend uniquement de la différence de masse entre $\tilde{\chi}_1^0$ et \tilde{G} . Sachant que les recherches ont déjà exclu un $\tilde{\chi}_1^0$ de moins de quelques dizaines de GeV [110] dans le cadre du GMSB, cette différence de masse est *souvent* très importante et les photons possèdent donc une énergie suffisante pour que l'événement soit conservé par le déclenchement quelle que soit la valeur du ΔM entre $\tilde{\ell}_R$ et $\tilde{\chi}_1^0$. Les cas où la différence de masse entre $\tilde{\ell}_R$ et $\tilde{\chi}_1^0$ est faible sont donc observables dans le cadre du G.M.S.B. Mon travail de recherche de ce signal est présenté dans la partie IV.5.

IV.4 Le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm)e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$

L'analyse de ce canal a été faite sur toutes les données recueillies par L3 à partir de $\sqrt{s}=189$ GeV. Une première sélection a été construite pour l'analyse des données à $\sqrt{s}=189$ GeV et elle est décrite dans la référence [107]. Puis la sélection a été modifiée de façon importante au cours du temps (voir par exemple la référence [111]). La sélection finale est celle qui est présentée ci-après. Elle a d'abord été appliquée sur les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV puis à 183 et 189 GeV pour vérification. Je me contenterai pour le moment de donner les résultats à 198 GeV.

IV.4.1 Présélection des événements "Electron + X + \cancel{E} "

Le nombre d'événements collectés par L3 chaque année est de l'ordre de plusieurs millions. Il est impensable de travailler sur un échantillon aussi vaste. C'est pourquoi avant d'appliquer

une sélection finale, on présélectionne un échantillon qui contient l'état final recherché. L'efficacité sur le signal de cette présélection est proche de 100% et la contamination en fond reste toutefois importante. Nous allons donner le détail des coupures appliquées pour sélectionner ce premier lot d'événements. Cette présélection s'appuie sur des variables globales pour rejeter tout événement qui s'éloigne fortement de la topologie recherchée, à savoir une électron accompagné d'une trace de faible P_t .

IV.4.2 Coupures sur la multiplicité

Afin de rejeter les événements de type "hadronique", qui ont une grande multiplicité en traces et en dépôts on coupe d'abord sur la multiplicité de l'événement :

- $N_{dépôts} \leq 8$
- $1 \leq N_{Traces} \leq 4$
- $1 \leq N_{Bonnes\ Traces} \leq 2$

La première coupure impose un nombre maximum de dépôts calorimétriques, qu'ils soient électromagnétiques ou hadroniques. En effet, un seul électron laisse rarement plus de deux ou trois dépôts dans les calorimètres. Ensuite on demande au moins une trace et pas plus de 4. On ne coupe pas à 2 traces maximum car la connexion éventuelle avec un dépôt calorimétrique n'est pas imposée dans la reconstruction d'une trace et il peut arriver qu'une "fausse" trace soit reconstruite. Il peut s'agir de bruit dans la T.E.C., d'une collision de molécules de gaz sur un fil de la chambre, ou même d'un photon de faible énergie converti en une paire e^+e^- . Ce photon peut par exemple provenir d'un dépôt calorimétrique: la gerbe produite dans le BGO émet beaucoup de photons et d'électrons dont certains (bien que ce soit très rare) peuvent revenir en arrière dans la chambre à traces. Par contre on demande 1 ou 2 bonnes traces dans l'événement. La Figure IV.5 montre la distribution de ces trois variables pour le signal et pour trois processus standards pour lesquels cette coupure permet une réjection efficace. On voit nettement que tous les processus sont réduits par l'application de ces coupures: les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ont la plupart du temps beaucoup de dépôts et aussi beaucoup de traces quand ils sont dans l'acceptance de la TEC. Il en va de même pour les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ sauf dans le cas des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell'\nu_{\ell'}$ qui ne sont pas rejetés par ces coupures. Enfin beaucoup d'événements $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)f\bar{f}$ sont aussi rejetés, en particulier $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$.

IV.4.3 Coupures sur les énergies des calorimètres

Après la multiplicité, on s'intéresse à l'énergie déposée dans les différents calorimètres, ceux placés à l'avant du détecteur, les luminomètres et les ALR, ainsi que le HCAL et le EGAP. On applique ainsi les coupures de véto suivantes :

- $E_{LUMI} \leq 2$ GeV
- $E_{ALR} \leq 0.5$ GeV
- $E_{HCAL} \leq 5$ GeV
- $E_{EGAP} \leq 5$ GeV

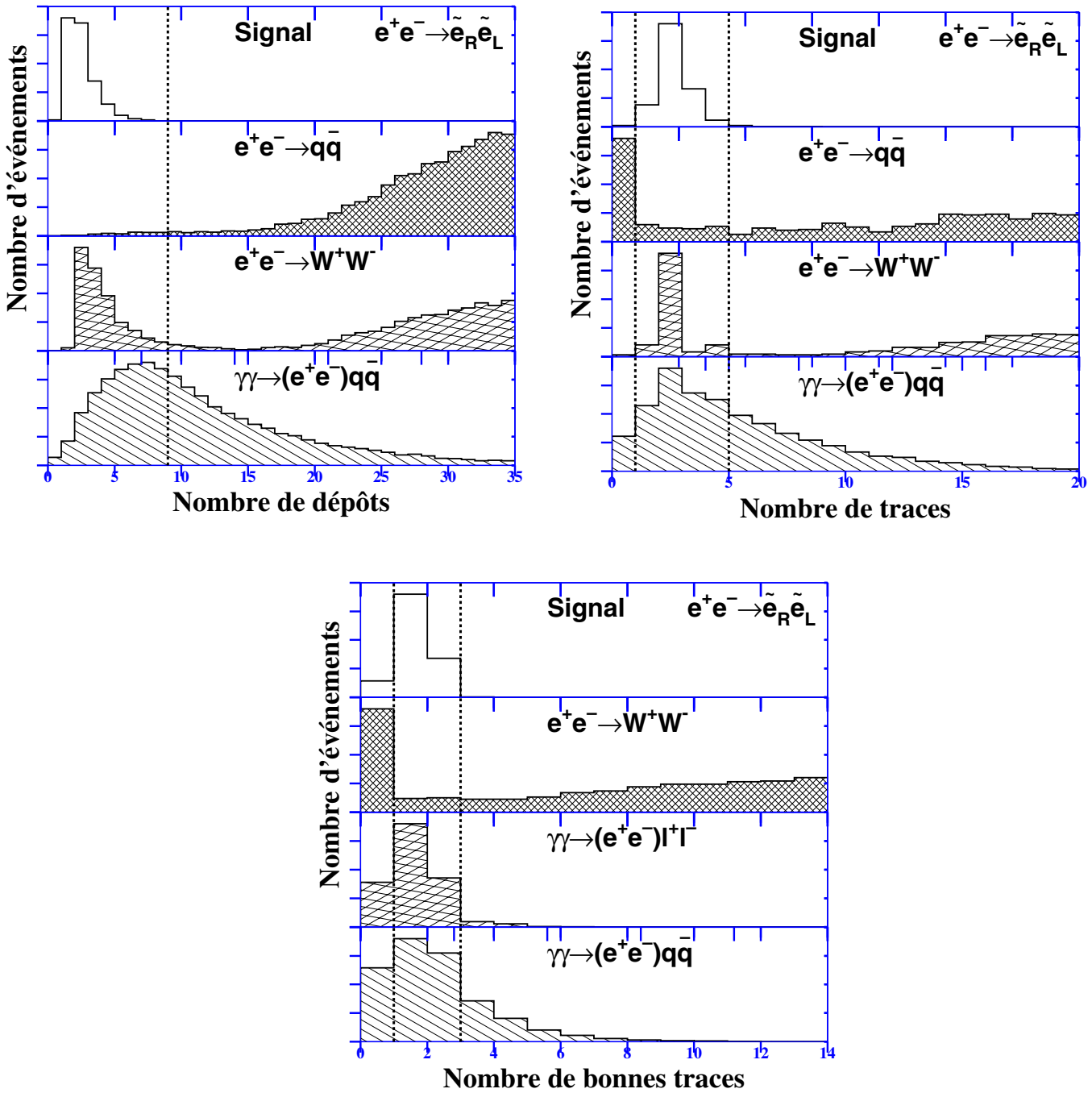


Figure IV.5: Distribution du nombre de dépôts calorimétriques (en haut à gauche), du nombre de traces (en haut à droite) et du nombre de bonnes traces (en bas) pour le signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R \tilde{e}_L$ (histogramme plein) et pour les bruits de fond principaux (histogrammes hachurés). Les lignes pointillées représentent les coupures appliquées.

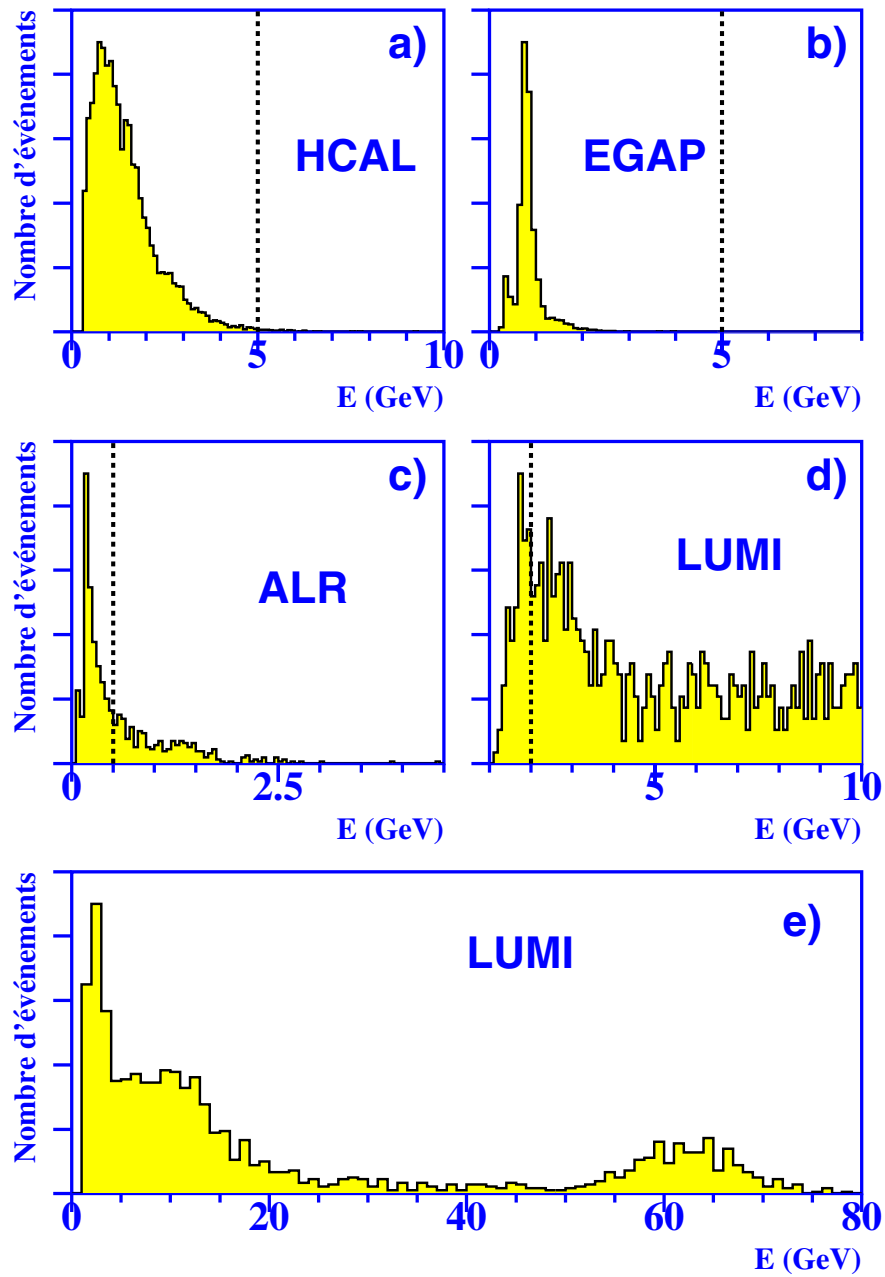


Figure IV.6: Distributions du bruit électronique (en GeV) dans les différents calorimètres de L3 obtenues à partir d'événements hors collision à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV: (a) calorimètre hadronique, (b) calorimètre EGAP, (c) les ALR, (d) et (e) les luminomètres. Les coupures appliquées sont représentées par les lignes pointillées.

La distribution de l'énergie dans ces quatre calorimètres est représentée sur la Figure IV.6. Les lignes hachurées représentent les coupures. Ces distributions ont été obtenues à partir d'événements hors collision, c'est-à-dire "à vide", sans physique où les bruits électroniques des différents détecteurs sont enregistrés. L'énergie dans le HCAL s'entend en excluant l'énergie déposée par tout électron/positon ou photon identifié. En effet, pour des électrons (ou des photons) de plus de quelques dizaines de GeV, souvent une partie de la gerbe électromagnétique développée dans le BGO déborde dans le HCAL. La distribution du bruit dans les luminomètres en (e) de la Figure IV.6 montre que l'énergie peut atteindre des valeurs de 60-70 GeV. Ces énergies sont celles déposées par des électrons/positons du faisceau qui circulent dans le tube et dont certains sont déviés à très bas angle même quand il n'y a pas de collision ou bien il s'agit de collisions faisceau-gaz. La Table IV.3 résume les résultats obtenus à partir d'événements hors collision enregistrés en 1999. Ils montrent que les bruits des calorimètres ne dépassent que rarement les coupures appliquées et qu'ils constituent donc de bons véto. On voit aussi que le bruit dans les chambres à muons et la TEC sont très faibles. Les traces TEC proviennent surtout de collisions faisceau-gaz et possèdent généralement un paramètre d'impact très grand. De même le bruit dans le BGO est négligeable. On notera que tous les dépôts qui ont moins de trois cristaux ne sont pas considérés dans mes analyses.

Nombre total d'événements hors collision utilisés	110433	
$N_{\text{événement}} \text{ avec } E_{\text{HCAL}} > 5 \text{ GeV}$	107	0.097 %
$N_{\text{événement}} \text{ avec } E_{\text{EGAP}} > 5 \text{ GeV}$	5	$4.5 \cdot 10^{-3} \%$
$N_{\text{événement}} \text{ avec } E_{\text{LUMI}} > 2 \text{ GeV}$	1555	1.41 %
$N_{\text{événement}} \text{ avec } E_{\text{ALR}} > 0.5 \text{ GeV}$	324	0.29 %
$N_{\text{événement}} \text{ avec au moins 1 trace TEC}$	1398	1.27 %
$N_{\text{événement}} \text{ avec au moins 1 trace MUON}$	46	0.042 %
$N_{\text{événement}} \text{ avec au moins 1 bonne trace TEC}$	29	0.026 %
$N_{\text{événement}} \text{ avec un dépôt de 3 cristaux au moins dans le BGO}$	1446	1.31 %
$N_{\text{événement}} \text{ avec un dépôt dans le BGO d'au moins 1 GeV}$	13	0.012 %

Tableau IV.3: Résultats de l'étude d'événements hors collision en 1999.

IV.4.4 Coupures sur les électrons

La définition d'un électron a déjà été donnée dans le chapitre précédent. Dans le cas de notre sélection, on demande qu'un ou deux électron(s) soi(en)t identifié(s). On lui (leur) applique ensuite les coupures suivantes :

- $N_{\text{électron}} = 1 \text{ ou } 2 \text{ uniquement}$
- $E_{\text{électron } 1} \geq 5 \text{ GeV}$
- $E_{\text{électron } 2} \leq 5 \text{ GeV}$ (s'il y en a deux)
- $\frac{E_{\text{électron } 2}}{E_{\text{électron } 1}} \leq 20\%$
- $E_{\text{VIS}} - \Sigma E_{\text{elec}} \leq 5 \text{ GeV}$

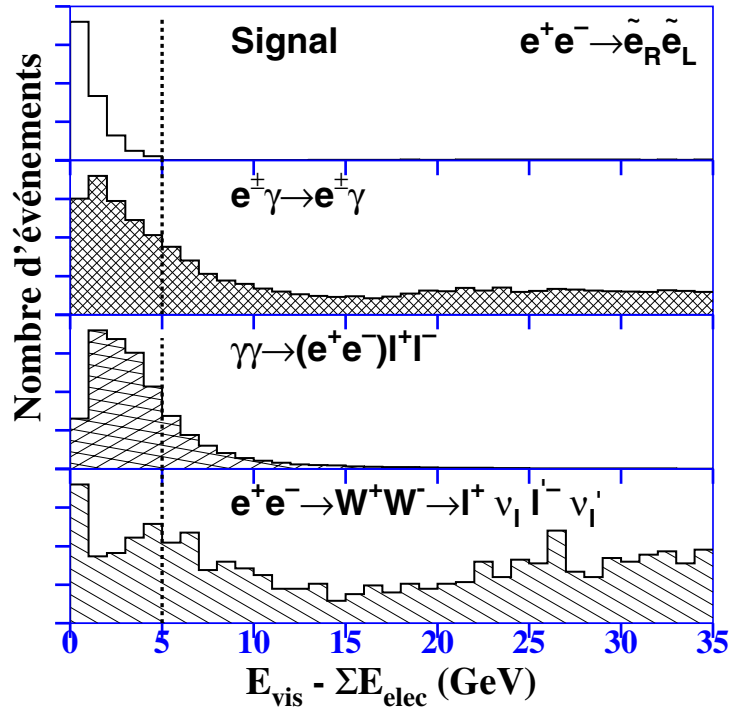


Figure IV.7: Distribution de $E_{VIS} - \Sigma E_{elec}$ pour le signal (histogramme plein) et les processus standards principaux (histogrammes hachurés).

où “*électron 1*” désigne l’électron qui possède la plus grande énergie et “*électron 2*” celui qui possède la deuxième plus grande énergie. Le premier doit avoir au moins 5 GeV tandis que le second, s’il y en a plus d’un, ne peut dépasser 5 GeV. On notera que seuls les dépôts électromagnétiques de plus de 1 GeV peuvent être identifiés comme électrons. Les électrons de moins de 1 GeV sont donc uniquement traités en utilisant leur trace. La résolution de celle-ci est d’ailleurs très bonne pour des impulsions inférieures à 5 GeV. La dernière coupure demande que la différence entre l’énergie totale de l’événement et la somme des énergies des électrons identifiés soit inférieure à 5 GeV. La distribution de cette variable est montrée sur la Figure IV.7. La coupure permet de rejeter une bonne partie des événements de diffusion Compton et l’essentiel des paires de W^\pm même dans le canal purement leptonique. Par contre elle est inefficace sur les événements $\gamma\gamma$.

IV.4.5 Coupures sur les variables globales de l’événement

On applique quatre coupures globales dont le but est de réduire principalement le fond dû aux interactions $\gamma\gamma$ dont la section efficace est très élevée :

- $E_{vis} \geq 10$ GeV
- $\cancel{P}_t \geq 5$ GeV
- $\frac{\cancel{P}_t}{E_{vis}} \geq 20\%$
- $\sin \theta_{miss} > 0.15$

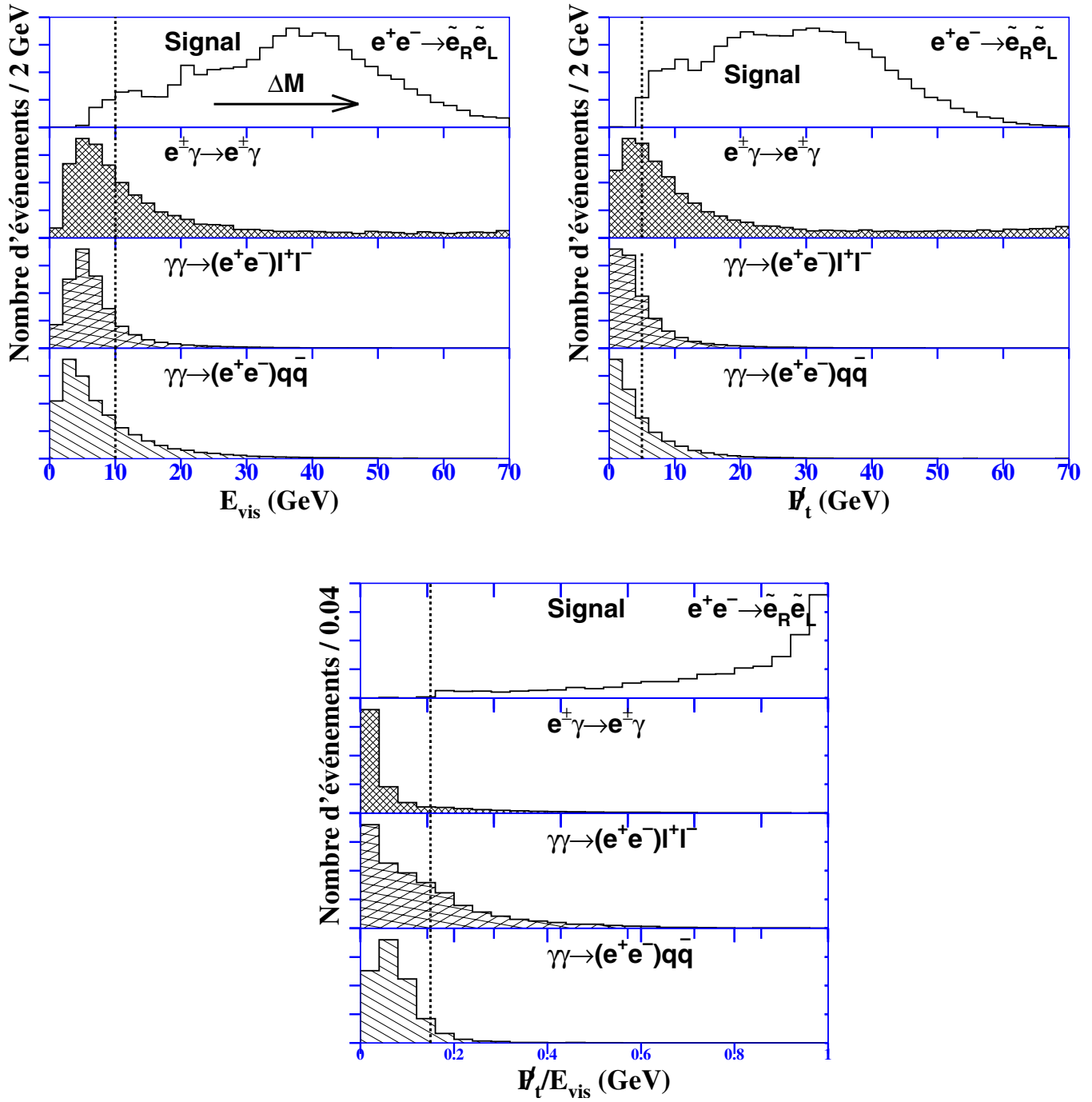


Figure IV.8: Distribution de l'énergie visible E_{vis} , de l'impulsion transverse manquante \cancel{P}_t et de $\frac{\cancel{P}_t}{E_{vis}}$ pour le signal (histogramme plein) et les simulations Monte Carlo des processus standards (histogrammes hachurés) les plus sensibles aux coupures. Les coupures sont représentées par les lignes pointillées.

Dans le cas où les deux leptons émis sont des électrons, ou des taus dont l'un au moins se désintègre en un électron plus deux neutrinos ($\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\tau^\pm\tau^\mp$ suivi de $\tau^\pm \rightarrow e^\pm\nu_e\nu_\tau$), on a un état final avec au moins un électron plus éventuellement une particule dont l'énergie peut être faible si elle n'est pas perdue dans le tube faisceau. En général, l'énergie de la paire d'électrons est très faible, quelques dizaines ou centaines de MeV tout au plus, et de plus, les deux électrons initiaux qui émettent les γ sont peu déviés et se perdent dans le tube faisceau. Ainsi pour rejeter ce fond, on dispose d'un jeu de coupures très efficace. On demande que l'impulsion transverse manquante \cancel{P}_t soit de 5 GeV au moins, alors qu'elle est presque nulle pour le fond. De plus on demande que le vecteur impulsion manquante ne pointe pas dans le tube faisceau, en demandant $\sin\theta_{miss} > 0.15$ ce qui est équivalent à $9^\circ \leq \theta_{miss} \leq 171^\circ$. Enfin on demande que le rapport entre l'impulsion transverse manquante et l'énergie visible soit supérieur à 20% ce qui est à peu près équivalent à une coupure sur $\sin\theta_{miss}$ car cela revient à imposer que les particules identifiées se trouvent dans la partie centrale du détecteur. La Figure IV.8 montre la distribution des variables E_{vis} , \cancel{P}_t et $\frac{\cancel{P}_t}{E_{vis}}$ pour le signal et les processus standards les plus sensibles aux coupures. L'impulsion manquante est proportionnelle à la différence de masse ΔM entre le \tilde{e}_R et le $\tilde{\chi}_1^0$. On voit que ces coupures sont très efficaces pour rejeter les événements $\gamma\gamma$. Après la présélection, la contribution de ce fond est négligeable. Les événements de diffusion Compton $e^\pm\gamma \rightarrow e^\pm\gamma$ sont eux-aussi rejetés.

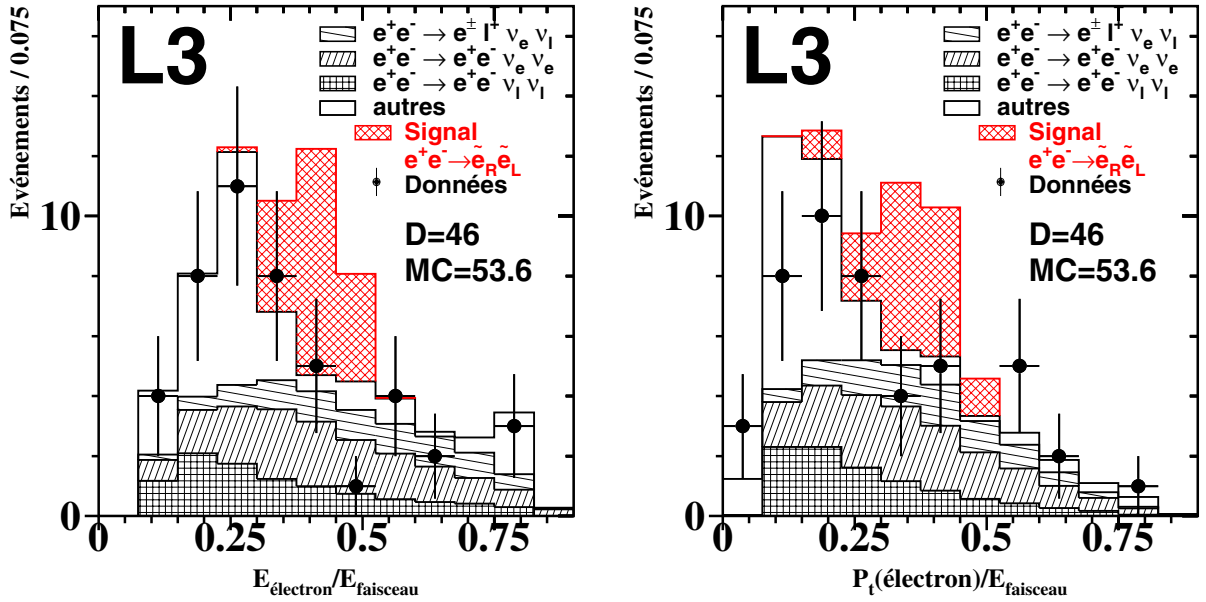


Figure IV.9: Distribution de l'énergie de l'électron le plus énergétique (à gauche) et son impulsion transverse (à droite) normalisées à l'énergie du faisceau après présélection des événements de données à $\langle\sqrt{s}\rangle=198$ GeV et comparaison avec la simulation du Modèle Standard et du signal typique recherché où l'on a choisi plusieurs couples de masse ($M_{\tilde{e}_L}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$) et un $\Delta M \sim 100$ MeV, et pour lequel la normalisation est arbitraire.

Sur la Figure IV.9 on a représenté la distribution de l'énergie de l'électron le plus énergétique et son impulsion transverse normalisées à l'énergie du faisceau pour les événements des données collectées à $\langle\sqrt{s}\rangle=198$ GeV après la présélection que l'on a décrite. Sont ainsi représentés les événements *Monte-Carlo* des différents bruits de fond du Modèle Standard et un signal typique dont la section efficace est arbitraire. L'accord entre données et simulation est correct. Cependant on voit qu'en plus des fonds irréductibles que sont $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ où $\ell = \mu, \tau$ qui ne peuvent pas être rejetés, et $e^+e^- \rightarrow e^\pm\ell^\mp\nu_e\nu_\ell$ quand $\ell = \mu, \tau$ n'est pas identifié (par exemple à

bas angle), il y a une contribution importante d'autres fonds. On retrouve en particulier le processus Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, la diffusion Compton $e^\pm\gamma \rightarrow e^\pm\gamma$ et des événements $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\ell^+\ell^-$ (voir Table IV.4). Pour rejeter ces événements on applique maintenant une sélection plus sévère sans pour autant diminuer beaucoup l'efficacité sur le signal. Le léger désaccord entre données et simulation Monte-Carlo vient essentiellement de la simulation des zones inefficaces des bouchons.

Résultats de la présélection	
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$	14.82
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell, \ell = \mu, \tau$	9.74
$e^+e^- \rightarrow e^\pm\ell^\mp\nu_e\nu_\ell, \ell = \mu, \tau$	7.72
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell, \ell = e, \mu, \tau$	0.46
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	5.95
$e^\pm\gamma \rightarrow e^\pm\gamma$	3.70
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$	2.04
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\mu^+\mu^-$	2.55
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\tau^+\tau^-$	3.75
$e^+e^- \rightarrow \nu_\ell\bar{\nu}_\ell\gamma$	2.91
Total Modèle Standard	53.64
Données $\langle\sqrt{s}\rangle=198$ GeV	46
$\langle\varepsilon\rangle$ efficacité sur le signal	\sim 59%

Tableau IV.4: **Résultats après la présélection sur des simulations Monte-Carlo des processus standards comparés aux données à $\langle\sqrt{s}\rangle=198$ GeV pour la même luminosité intégrée et efficacité moyenne sur le signal recherché.**

IV.4.6 Sélection finale des événements "Electron + X + \cancel{E} "

Une fois que l'on a présélectionné un lot d'événements, on lui applique une sélection finale dont le but est cette fois d'extraire le signal du bruit de fond.

IV.4.7 Définition du "X"

Jusqu'ici le "X" qui est sensé accompagner l'électron est un peu vague. Je vais préciser sa définition. Voici donc les critères qui définissent le "X" :

- une trace chargée dans la chambre à traces (T.E.C.) qui doit être aussi classée dans les bonnes traces suivant les critères définis plus avant,

- le P_t de la trace ne peut excéder 3 GeV,
- un dépôt calorimétrique dans le BGO uniquement peut être associé à cette trace et l'ensemble peut être identifié comme un électron,
- le dépôt éventuel ne peut avoir une énergie excédant 1 GeV,
- l'angle avec tout autre objet, que ce soit un électron ou une autre trace, ou bien un dépôt calorimétrique quelconque doit être de 10° minimum et de 160° maximum.

IV.4.8 Coupures sur les variables globales

On impose un critère d'isolation de l'électron de la manière suivante:

- $N_{TRK\ 20^\circ\ \text{autour de l'électron}} = 0$: pour éliminer les conversions de photons uniques on demande qu'il n'y ait aucune *autre* trace que celle de l'électron dans un cône de demi-angle 20° autour de celui-ci,

Ensuite on coupe sur quelques variables globales :

- $N_{scint.} - N_{scint.}(\text{électron}) \leq 1$: le nombre de scintillateurs touchés à un instant proche de l'instant d'interaction ($\Delta T \leq 15\ ns$) moins le nombre de scintillateurs en temps associés à l'électron doit être inférieur ou égal à 1,

On n'impose pas que la différence soit zéro car il existe un peu de bruit électronique dans les scintillateurs. Cette coupure est très efficace pour rejeter les processus standards qui produisent un électron et un muon dans l'état final comme $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^\pm\nu_e\nu_\tau\ \mu^\mp\nu_\mu\nu_\tau$ et surtout $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^\pm\nu_e\ \mu^\mp\nu_\mu$. Dans le cas où le muon est émis à bas angle hors de l'acceptance de la TEC et du spectromètre à muons, il peut laisser très peu d'énergie dans les calorimètres, cependant il peut toucher quelques scintillateurs des bouchons. C'est une façon efficace de rejeter ce fond.

- $M_{recol} \geq M_{Z^0} + 10\ \text{GeV}$: la masse de recul contre l'électron doit être différente de la masse du boson Z^0 d'au moins 10 GeV.

Cette coupure sert à rejeter le fond résiduel dû au processus "photon unique" c'est-à-dire de la réaction $e^+e^- \rightarrow Z^0\gamma \rightarrow \nu_\ell\bar{\nu}_\ell\gamma$. Sur la distribution de la masse de recul du photon donnée sur la Figure IV.10, on aperçoit très nettement un pic à $E_\gamma/E_{\text{faisceau}} \sim 0.75$ qui correspond à une masse de recul de 91 GeV, c'est-à-dire de la masse du boson Z^0 . En effet, la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ est maximale autour de $\sqrt{s} = M_{Z^0}$. Bien que la section efficace d'émission de *rayonnement de freinage* (I.S.R.) diminue en fonction de l'énergie du photon, le produit des deux fait apparaître un pic important. Ainsi la contamination en faux "électrons uniques" est-elle beaucoup plus importante autour de cette masse de recul, et on applique donc une coupure où l'on impose que la différence entre la masse de recul à l'électron et la masse du boson Z^0 soit de 10 GeV 'au moins. Cela rejette une bonne partie de ce processus. De plus, sont ainsi rejetés les événements "photon unique" de grande énergie et donc ceux où il est le plus difficile de distinguer les deux traces des électrons de conversion.

- $\vec{P}_t \geq 15\ \text{GeV}$: afin de s'affranchir totalement des fonds résiduels Bhabha et $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\ell^+\ell^-$ qui produisent des électrons principalement dans les bouchons on impose une coupure plus stricte sur l'impulsion transverse manquante.

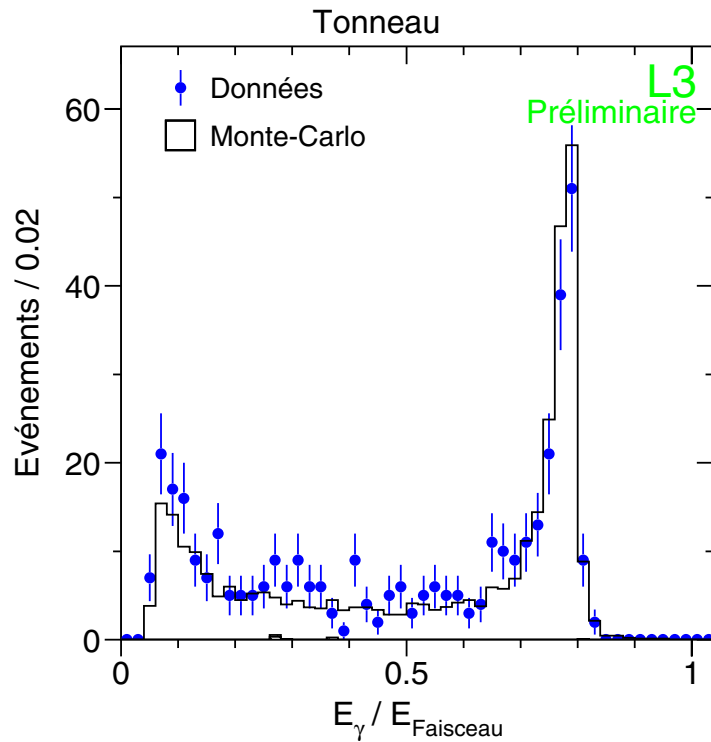


Figure IV.10: Distribution de l'énergie normalisée à celle du faisceau du photon unique obtenue à partir des données L3 à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198 \text{ GeV}$ pour des photons sélectionnés dans le tonneau du BGO uniquement (d'après [113]).

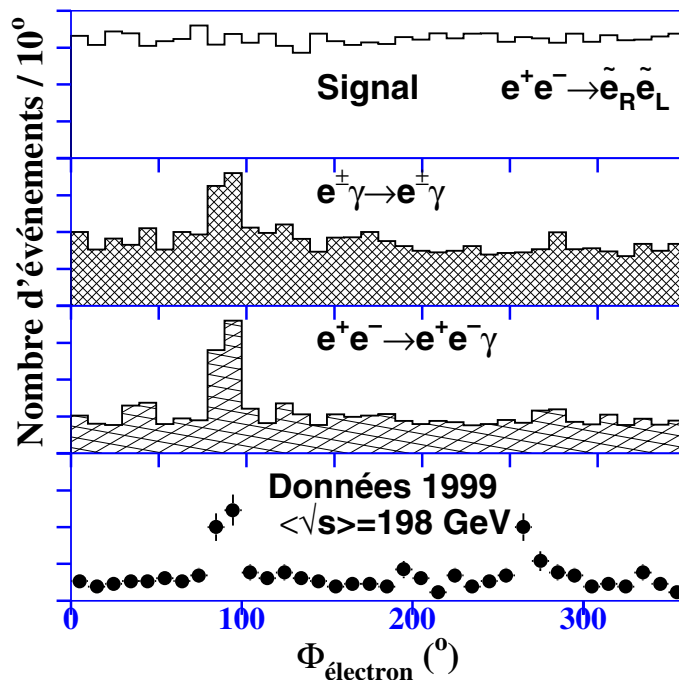


Figure IV.11: Distribution de l'angle azimutal $\Phi_{\text{électron}}$ pour le signal (histogramme plein), les processus standards $e^\pm \gamma \rightarrow e^\pm \gamma$ et $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$ (histogrammes hachurés) et les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198 \text{ GeV}$ (points).

IV.4.9 Herméticité de L3

J'ai déjà mentionné que l'herméticité de L3 est une condition indispensable pour cette analyse. J'ai aussi précisé que les bouchons du BGO et du HCAL étaient constitués de deux demi-bouchons et qu'ils laissaient ainsi un espace non couvert de quelques *cm* de large. La Figure IV.11 montre la distribution de l'angle azimuthal de l'électron le plus énergétique après la présélection, pour le signal, pour les processus de diffusion Compton et de diffusion Bhabha et enfin pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV. Les données montrent clairement deux "pics" à $\Phi \sim 90^\circ$ et $\Phi \sim 270^\circ$. Ce sont des événements où un électron de grande énergie est bien mesuré et identifié et où un second électron (ou photon) lui aussi avec une énergie importante est très mal mesuré car il fuit à travers la zone inactive verticale entre les demi-bouchons en déposant peu de son énergie. Les deux particules électromagnétiques sont en général dos-à-dos et c'est pourquoi l'électron qui est bien identifié est souvent observé à $\Phi \sim 90^\circ$ et $\Phi \sim 270^\circ$. La simulation ne reproduit ce phénomène que pour $\Phi \sim 90^\circ$. Pour rejeter ces événements de fond j'applique la coupure suivante :

- $|\cos \Phi_{\text{électron}}| \geq 0.17$ ou $P_t(\text{électron}) > 35$ GeV

Cela revient à couper les régions angulaires à $\pm 10^\circ$ autour de $\Phi \sim 90^\circ$ et $\Phi \sim 270^\circ$ si l'impulsion transverse de l'électron est inférieure à 35 GeV. En effet au-delà de cette valeur l'électron se trouve obligatoirement dans le tonneau du BGO où il n'y a plus de zone morte pour les angles azimutaux de 90° et 270° .

IV.4.10 Hypothèse d'un processus à trois corps dans l'état final

Comme on l'a dit précédemment, une des contaminations possibles provient du processus de diffusion *Bhabha* avec *rayonnement de freinage*, appelé aussi *Bhabha radiatif*. Ce processus ne devrait pas contribuer si l'herméticité de l'expérience était parfaite. Afin de vérifier qu'aucune région du BGO n'est inefficace, on fait la supposition que l'électron provient d'un événement Bhabha radiatif $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. L'un des deux électrons est supposé s'échapper dans le tube faisceau, avec un angle polaire $\theta \sim 0^\circ$ et une énergie à peu près égale à celle du faisceau, le second est l'électron qui est identifié dans le détecteur, et donc on cherche quel peut être l'angle polaire du γ de *rayonnement de freinage*. L'angle radial Φ_{pred} est le même que celui de l'électron observé. L'algorithme est très simple et on obtient deux solutions pour l'angle polaire θ_{pred} du photon. Une nouvelle coupure est appliquée: on demande qu'aucune des deux directions ne pointe dans les régions angulaires "faibles" de L3. Ces régions faibles sont :

- $0^\circ \leq \theta_{pred} \leq 1.5^\circ$ et $178.5^\circ \leq \theta_{pred} \leq 180^\circ$: c'est la région du tube faisceau,
- $9.0^\circ \leq \theta_{pred} \leq 11.0^\circ$ pour $85.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 95.0^\circ$ et $265.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 275.0^\circ$: c'est la région entre les ALR et les bouchons du BGO. Seul le HCAL couvre cette zone, mais autour de $\Phi \sim 90^\circ$ et $\Phi \sim 270^\circ$ il y a une zone inactive importante,
- $169.0^\circ \leq \theta_{pred} \leq 171.0^\circ$ pour $85.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 95.0^\circ$ et $265.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 275.0^\circ$: idem,
- $14.4^\circ \leq \theta_{pred} \leq 19.6^\circ$ pour $260.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 283.0^\circ$: c'est le "trou du R.F.Q.". Dans cette région 9 cristaux ont été retirés pour permettre le passage du faisceau d'ions H^- qui servent à la calibration du BGO. Evidemment derrière cette région angulaire il y a le HCAL mais comme ces deux trous se trouvent à $\Phi \sim 90^\circ$ et $\Phi \sim 270^\circ$ il a paru plus prudent d'exclure cette région angulaire,

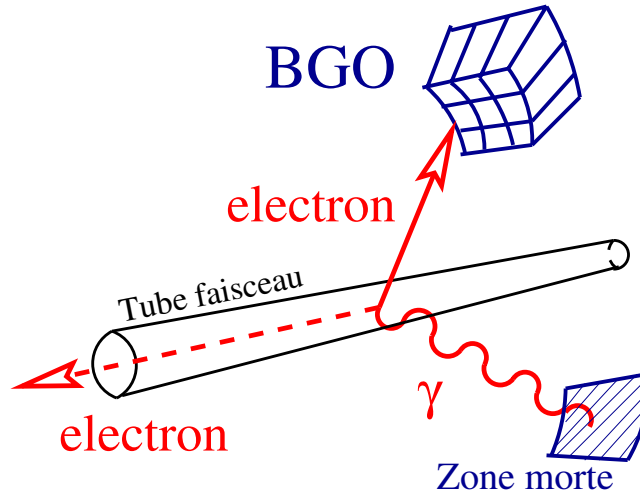


Figure IV.12: Schéma décrivant l'hypothèse d'une désintégration à trois corps.

- $160.4^\circ \leq \theta_{pred} \leq 165.6^\circ$ pour $260.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 283.0^\circ$: idem.

En plus de ces zones où la couverture est toujours mauvaise, il existe des zones mortes temporaires, qui apparaissent au cours de la prise de données puis sont réparées. Il s'agit des boîtes électroniques du BGO. Lorsqu'une tension de l'une de ces boîtes est défectueuse, ce sont 60 cristaux dans le tonneau ou 48 cristaux dans les bouchons qui ne fonctionnent plus. Cela représente une région importante où peuvent se perdre les électrons/positons ou les photons. On exclut donc toute zone suspecte durant la période de temps où la boîte est inactive :

- $150.0^\circ \leq \theta_{pred} \leq 168.0^\circ$ pour $0.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 25.0^\circ$ et $350.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 360.0^\circ$ du 26 juin 1999 à 17h25 au 9 juillet 1999 à 19h15,
- $150.0^\circ \leq \theta_{pred} \leq 168.0^\circ$ pour $0.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 10.0^\circ$ et $350.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 360.0^\circ$ du 9 juillet 1999 à 19h15 au 15 juillet 1999 à 19h06,
- $10.0^\circ \leq \theta_{pred} \leq 30.0^\circ$ pour $0.0^\circ \leq \Phi_{pred} \leq 10.0^\circ$ du 17 octobre 1999 à 21h43 au 18 octobre 1999 à 7h25.

On notera que ces zones sont dans la partie des bouchons la plus proche du faisceau. En principe la coupure sur le P_t de l'électron empêche que le photon issu d'une éventuelle désintégration à trois corps se retrouve si bas en angle polaire. Cette coupure additionnelle est donc simplement une précaution. Sur la Figure IV.13 on a la distribution des deux directions possibles de l'angle polaire du 3^{ème} corps hypothétique, pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV. On voit bien que si l'hypothèse était valable, le γ de rayonnement de freinage pointerait dans les bouchons du BGO. Or la bonne granularité du BGO rend impossible la perte pure et simple d'un photon qui aurait entre 40 et 80 GeV. La légère disymétrie entre les deux solutions dans le cas de la simulation du signal provient du fait que ces événements ont été simulés avec une disymétrie dans les charges de \bar{e}_R et \bar{e}_L .

IV.4.11 Traitement des mauvaises périodes de données

Durant l'année, les performances du détecteur changent. L'état du détecteur à chaque instant est enregistré et conservé. Il sert de modèle pour la simulation Monte-Carlo qui prend en compte

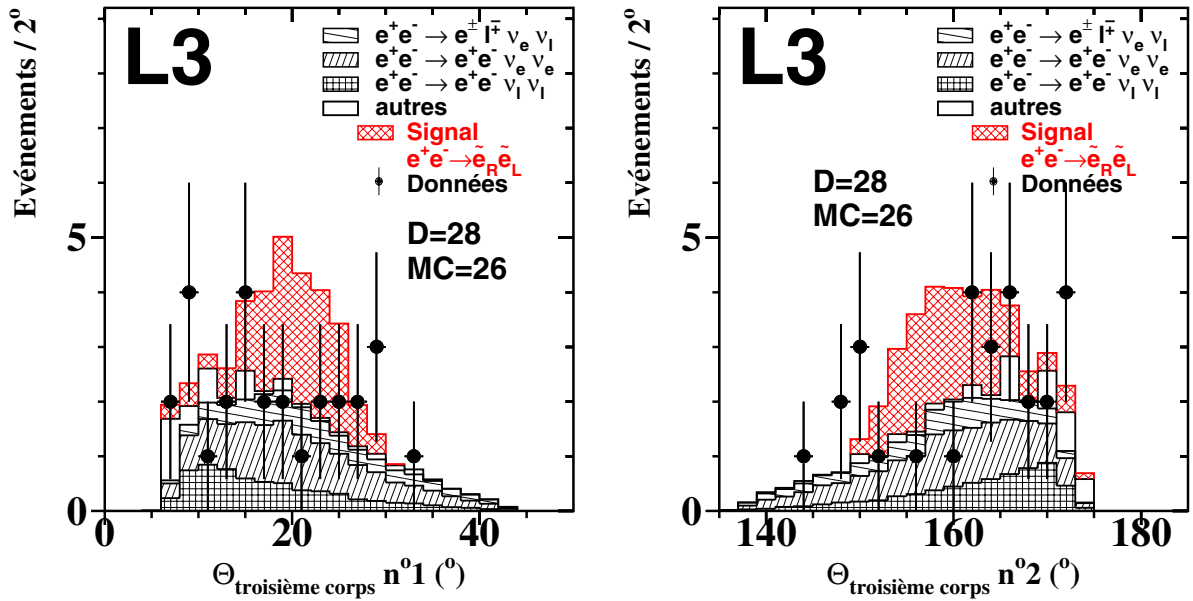


Figure IV.13: Distribution des deux solutions possibles de l'angle polaire d'un 3^{ème} corps hypothétique pour les simulations Monte Carlo des processus standards et du signal, ainsi que pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV.

toutes les modifications de qualité des données au cours du temps. Cependant il existe aussi des périodes de prises de données où l'état du détecteur est mal connu, ou pendant laquelle un bruit de fond important existait dans le LEP. Tout ceci est difficile à simuler. Ces périodes de prise de données sont classées comme mauvaises avec différents critères de qualité et ne sont pas utilisées dans l'analyse. La luminosité correspondante est soustraite aux événements Monte-Carlo. Elle est en général très faible. L'ensemble des données non considérées totalisent 2.3% de la luminosité totale en 1998 et 1999. La simulation tient compte de ce chiffre dans l'estimation finale du bruit de fond.

IV.4.12 Résultats de la sélection d'événements "Electron+X+ \bar{E} "

Après avoir appliqué la sélection finale l'accord entre données et simulation Monte-Carlo est bon. La Table IV.5 résume les résultats obtenus à partir des données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV. La Figure IV.14 montre la distribution de l'énergie de l'électron le plus énergétique et son impulsion transverse normalisées à l'énergie du faisceau. Tous les événements ont été visualisés à l'aide du programme de scan et sont compatibles avec des événements de signal. Aucun excès significatif n'est observé dans les données par rapport aux processus standards, ce qui permettra d'exclure un ensemble de couples de masse possibles ($M_{\tilde{e}_L}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$) (voir chapitre V). Les efficacités de la sélection sur la signal varient de 3% à plus de 60% lorsque la différence de masse entre \tilde{e}_R et \tilde{e}_L varie de 10 GeV à 60 GeV. L'énergie de l'électron identifié est directement reliée à cette différence de masse. En général la différence de masse minimale entre \tilde{e}_R et \tilde{e}_L est de 20 GeV, et l'efficacité correspondante est de 30% au moins. On remarque qu'il subsiste un fond important provenant de $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ où $\ell = \mu, \tau$. On peut se demander quel est le processus physique qui contribue de façon si importante? Il peut s'agir en effet de $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^- \rightarrow e^+e^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ (émission radiative d'un boson Z que l'on désigne communément sous l'appellation "Zee", voir la Figure III.6) qui semble le plus probable ou

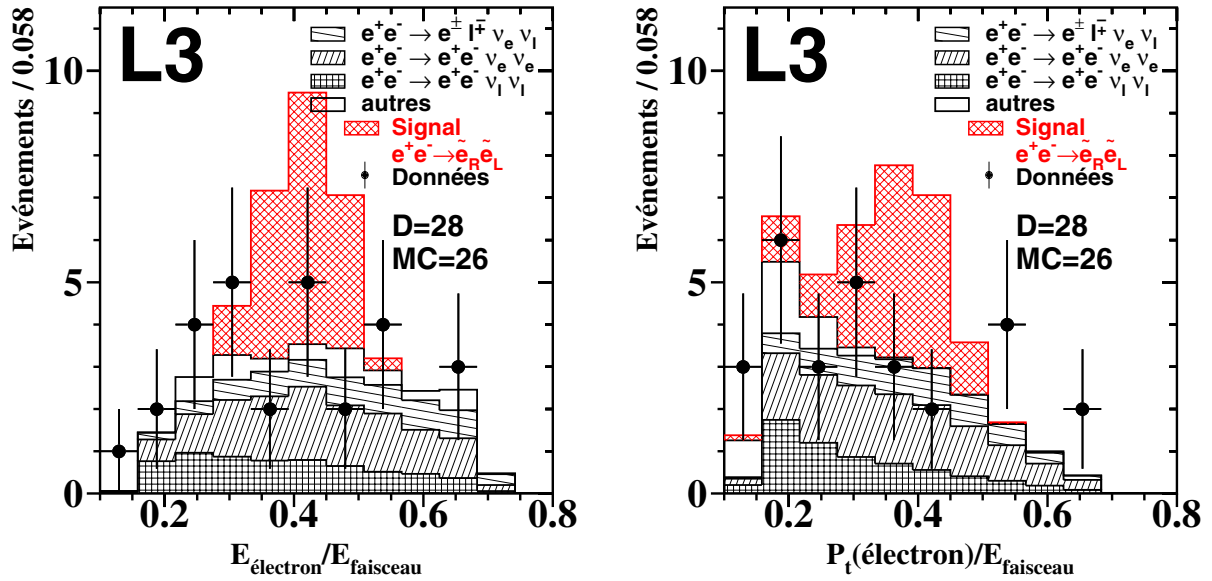


Figure IV.14: Distribution de l'énergie de l'électron le plus énergétique et de son impulsion transverse normalisées à l'énergie du faisceau après la sélection finale appliquées aux données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV et comparaison avec la simulation du Modèle Standard et du signal typique recherché où l'on a choisi plusieurs couples de masse ($M_{\tilde{e}_L}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$) et un $\Delta M \sim 100$ MeV et pour lequel la normalisation est arbitraire.

bien $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ ou encore d'autres diagrammes. Afin de déterminer l'origine de ce fond j'ai appliqué ma sélection sur des événements Monte Carlo du processus "Zee" générés à l'aide du programme PYTHIA [96]. J'ai ainsi obtenu un fond estimé à 8.29 ± 0.57 événements. Ce chiffre dépasse celui obtenu à l'aide d'EXCALIBUR, mais on sait que PYTHIA n'est pas aussi performant pour la génération d'événements où un électron est émis à faible angle polaire. Cependant on peut affirmer que PYTHIA confirme que le processus "Zee" avec le Z se désintégrant en $\nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ ($\ell = \mu, \tau$) est un fond important.

IV.4.13 Résultats pour $\sqrt{s} = 183$ à 208 GeV

Je vais maintenant donner les résultats de l'analyse pour les données collectées en 1997, 1998, 1999 et 2000 (pour une luminosité de 182.49 pb^{-1}). Celles-ci couvrent une gamme d'énergie au centre-de-masse assez large, allant de 183 GeV à 208 GeV. La sélection est identique pour les quatre années. Les événements simulés utilisés pour l'analyse à $\sqrt{s} = 183$ GeV sont ceux générés à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Cependant la différence entre les résultats aux deux énergies au centre-de-masse est négligeable. La Table IV.6 présente l'ensemble de ces résultats. A titre indicatif on donne aussi les résultats d'une sous-sélection qui consiste à demander un électron unique dans l'événement. La sélection est identique à l'exception du nombre de traces et de bonnes traces qui doivent être de une seule ainsi que le nombre d'électrons identifiés. Cela permet de voir que l'essentiel des événements qui sont sélectionnés sont de type "électron unique" c'est-à-dire peu compatibles avec un signal. Aucun excès n'est observé dans les données dans les deux cas et la simulation des processus standards reproduit bien les observations. Il y a un apparent déficit de données à $\sqrt{s} = 189$ GeV. D'autres analyses indépendantes (en particulier la recherche de W unique dans le canal électron neutrino [112]) confirment ce déficit qui n'a pu être expliqué malgré une étude sérieuse du système de déclenchement, du BGO et d'autres causes possibles. Le fait que l'année suivante l'accord entre

Résultats de la sélection finale	
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \nu_e \bar{\nu}_e$	10.99 ± 0.12
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell, \ell = \mu, \tau$	6.28 ± 0.04
$e^+e^- \rightarrow e^\pm \ell^\mp \nu_e \nu_\ell, \ell = \mu, \tau$	5.14 ± 0.01
$e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell, \ell = e, \mu, \tau$	0.15 ± 0.01
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	0.
$e^\pm \gamma \rightarrow e^\pm \gamma$	0.50 ± 0.14
$e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$	0.
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-) e^+e^-$	1.09 ± 0.39
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-) \mu^+ \mu^-$	0.
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-) \tau^+ \tau^-$	0.
$e^+e^- \rightarrow \nu_\ell \bar{\nu}_\ell \gamma$	1.89 ± 0.15
Total Modèle Standard	26.04 ± 0.46
Données $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV	28
$\langle \varepsilon \rangle$ efficacité sur le signal	~ 39%

Tableau IV.5: **Résultats de la sélection finale pour la simulation des processus standards et les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV et efficacité moyenne de la sélection sur le signal recherché.**

données et Monte-Carlo soit bon incite à penser à une importante fluctuation statistique. La Figure IV.15 montre un candidat “électron + X + \cancel{E} ” sélectionné à $\sqrt{s}=200$ GeV. Il s’agit d’un positon (la mesure de la charge de la trace donne le signe +) d’une énergie de 40.5 GeV et de $\chi_{BGO}^2 = 0.061$, émis à un angle polaire de 130.7° et un angle azimutal de 332.8° . La mesure de l’impulsion de la trace TEC donne 46.6 GeV.

	Canal	$N_{données}$	N_{fond}
$\sqrt{s} = 183$ GeV	Electron + X + \cancel{E}	4	2.46 ± 0.06
	électron unique	3	1.89 ± 0.05
$\sqrt{s} = 189$ GeV	Electron + X + \cancel{E}	9	14.14 ± 0.35
	électron unique	4	11.83 ± 0.19
$\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV	Electron + X + \cancel{E}	28	26.04 ± 0.46
	électron unique	24	19.11 ± 0.24
$\langle \sqrt{s} \rangle = 206$ GeV	Electron + X + \cancel{E}	17	18.55 ± 0.36
	électron unique	12	14.34 ± 0.18
Total	Electron + X + \cancel{E}	58	61.19 ± 0.68
	électron unique	43	47.17 ± 0.36

Tableau IV.6: **Résultats de la sélection finale et d’une sous-sélection “électron unique” pour la simulation des processus standards et pour les données de $\sqrt{s}=183$ à 208 GeV.**

IV.4.14 Vérification de la méthode d’analyse

Afin de contrôler la méthode d’analyse du canal “électron + X + \cancel{E} ” j’ai réalisé deux autres analyses sur les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV. Il s’agit de la recherche de muon unique et de tau unique. Le processus standard dominant dans ces canaux est la production de W unique avec désintégration du W dans le canal leptonique par $e^+e^- \rightarrow (e^\pm)W^\mp\nu_e$ suivi de $W^\mp \rightarrow \mu^\mp\nu_\mu$ ou $W^\mp \rightarrow \tau^\mp\nu_\tau$. Ces deux analyses permettent d’établir que L3 est parfaitement capable d’observer avec précision de tels processus de très faible section efficace.

IV.4.15 Recherche de muon unique

La sélection de ces événements est simple. On demande que seul un muon satisfaisant les critères qui ont été définis dans le chapitre précédent soit identifié dans l’événement. Aucun électron ou photon ne doit être identifié. On applique ensuite les coupures suivantes :

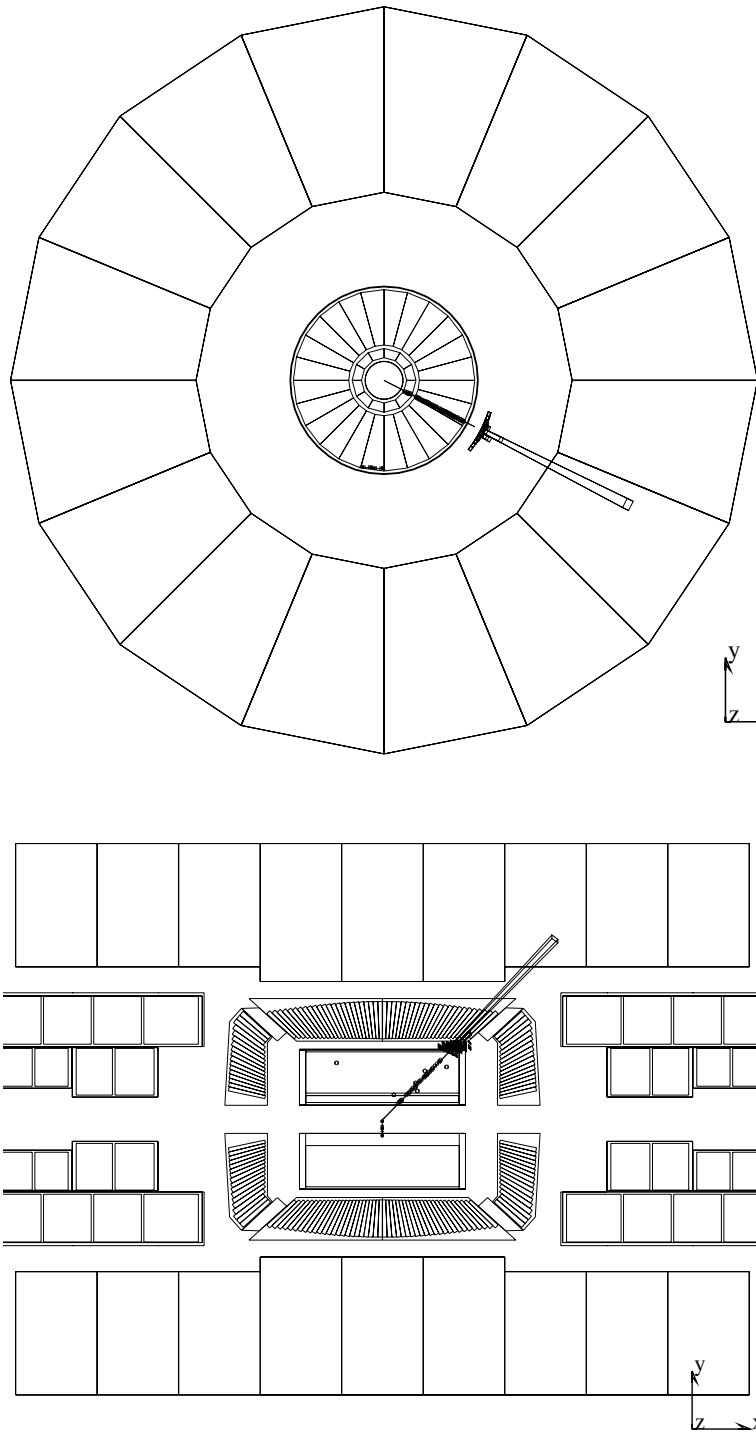


Figure IV.15: Vue d'un candidat "électron + X + E" sélectionné à $\sqrt{s}=200$ GeV.

- $N_{dépôt} \leq 6$,
- $1 \leq N_{traces} \leq 2$,
- $N_{bonnes\ traces} = 1$.

A la différence du canal “électron + X + \cancel{E} ” exactement une bonne trace est demandée dans l’événement. Le muon identifié doit aussi satisfaire les critères suivants :

- $15 \leq E_\mu \leq 120$ GeV,
- $E_{vis} - E_\mu \leq 5$ GeV,
- $\cancel{P}_t \geq 15$ GeV,
- $\frac{\cancel{P}_t}{E_{vis}} \geq 20\%$.

Pour s’assurer que l’événement ne contient rien d’autre que le muon on coupe sur les énergies dans les calorimètres à l’avant :

- $E_{lumi} \leq 2$ GeV,
- $E_{ALR} \leq 0.5$ GeV,
- $E_{EGAP} \leq 5$ GeV,
- $E_{30^\circ} \leq 5.0$ GeV : l’énergie dans un cône de 30° autour de l’axe des faisceaux est limitée à 5 GeV. Il est difficile de couper plus bas à cause du bruit dans les bouchons du HCAL,
- $N_{scint.} - N_{scint.}(muon) \leq 1$: le nombre de scintillateurs touchés à un instant proche de l’instant d’interaction moins le nombre de scintillateurs en temps associés au muon doit être de 1 au maximum. Cette coupure est destinée à réduire en particulier le fond $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ et aussi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ et $e^+e^- \rightarrow \mu^\pm\tau^\mp\nu_\mu\nu_\tau$.

Afin de réduire le fond en provenance du processus standard $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ où l’un des muons est hors de l’acceptance de la TEC et donc ne laisse que peu d’énergie dans les calorimètres, en plus de la coupure précédente sur les scintillateurs on utilise la coupure suivante :

- $E_{BGO} - E_{BGO}(muon) \leq 0.15$ GeV : s’il existe un dépôt dans le BGO de plus de 150 MeV et en dehors d’un rayon de $\pm 20^\circ$ du muon, l’événement est rejeté.

Comme on l’avait déjà fait pour le canal “électron + X + \cancel{E} ”, on accepte 1 ou 2 traces dans l’événement. En effet, l’étude des événements hors collision a montré (voir Table IV.3) que la probabilité qu’une mauvaise trace non reliée à la physique soit reconstruite dans la TEC est de 1.3%, ces traces n’étant que rarement identifiées comme bonnes traces (0.03%). C’est pourquoi on demande aussi que le nombre de bonnes traces soit de une. Cependant lorsque l’on accepte deux traces dans l’événement il y a le risque d’augmenter le fond provenant du processus $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ suivi de la désintégration dans le canal muonique de l’un au moins des taus : $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu\nu_\tau$.

Pour rejeter cette contamination on impose les restrictions suivantes sur la seconde trace (s’il y en a plus d’une dans l’événement) :

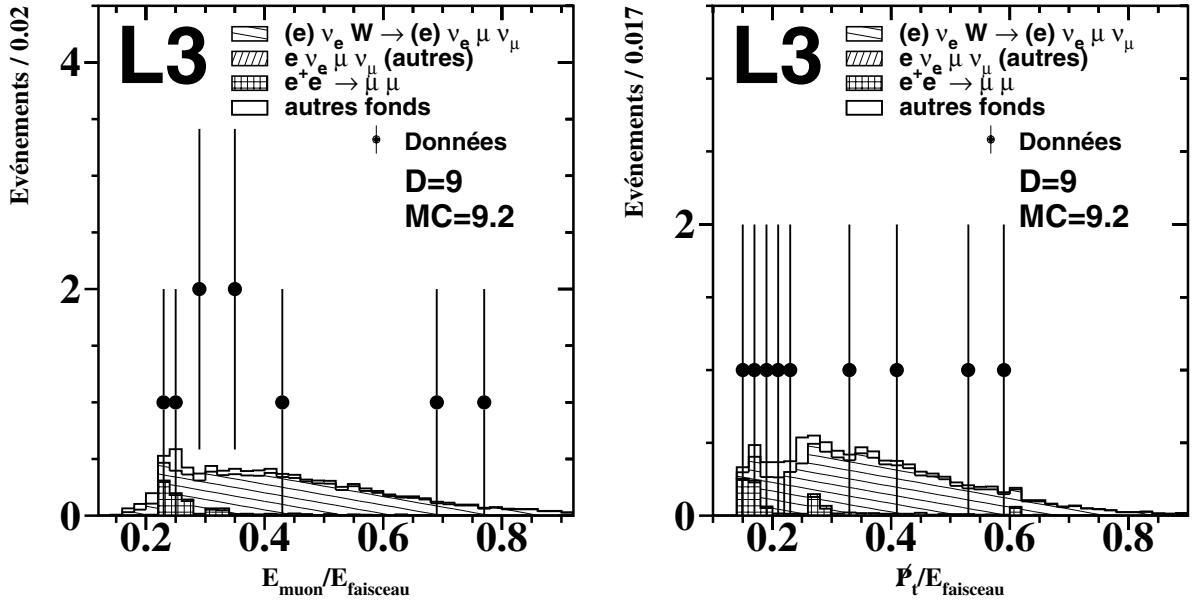


Figure IV.16: Distribution de l'énergie du muon (à gauche) et de l'impulsion transverse manquante (à droite) normalisée à l'énergie du faisceau pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV et les processus standards simulés dans le cas de la sélection “muon unique”.

- $P_t \leq 0.2$ GeV,
- $\xi_{acol}(traces) \leq 150^\circ$.

où ξ_{acol} est l'angle dans le plan $R - \Phi$ entre la trace additionnelle et celle du muon. Cette dernière coupure rejette ainsi efficacement les événements $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$. En effet dans ce type de processus les deux muons sont émis dos-à-dos dans le référentiel où le Z/γ^* est au repos. Comme le Z/γ^* ne possède pas d'impulsion transverse dans le référentiel de L3, les deux muons sont émis dos-à-dos dans le plan orthogonal aux faisceaux. Ce raisonnement s'applique aussi au processus $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ suivi de $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \nu_\tau$ car les muons sont à peu près colinéaires à la direction des τ qui les ont émis.

Le fond éventuel provenant des muons cosmiques est négligeable car on demande un bon muon avec un paramètre d'impact très faible. Même si le muon cosmique passait par hasard au centre du détecteur il laisserait deux bonnes traces dans la TEC et deux traces muons dans le spectromètre. Malgré cela pour s'assurer qu'aucun muon cosmique n'est sélectionné on coupe sur le nombre de scintillateurs en temps :

- $1 \leq N_{scint.} \leq 3$.

De plus on demande que le muon soit identifié uniquement dans la partie centrale du spectromètre à muons :

- $|\cos \theta_\mu| \leq 0.85$, ce qui correspond à peu près à l'intervalle angulaire $32^\circ \leq \theta_\mu \leq 148^\circ$.

Tout comme dans la sélection d'événements “electron + X + \cancel{E} ”, on rejette les périodes de données qui sont classées comme mauvaises et on applique la même coupure sur l'angle polaire d'un troisième corps possible. Ainsi le fond provenant de processus d'interactions $\gamma\gamma$ est très réduit.

La Figure IV.16 montre les distributions après sélection de l'énergie visible et de l'impulsion transverse manquante des événements de données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV et des différents processus standards. La Table IV.7 présente les résultats obtenus à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV et montre que l'accord entre les données et la simulation des processus standards est correct. On notera que le fond $e^+e^- \rightarrow e^\pm \tau^\mp \nu_e \nu_\tau$ provient essentiellement du processus "W unique" où le W se désintègre dans le canal $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et le τ se désintègre dans le canal muonique. On voit nettement que le processus "W unique" domine largement et que les autres fonds sont faibles. Cette recherche de muon unique a été effectuée de nouveau à $\langle \sqrt{s} \rangle = 206$ GeV (pour une luminosité de 183.49 pb^{-1}) et 7 événements ont été observés dans les données tandis que le fond standard est de 7.39.

Résultats de la sélection "muon unique"	
$e^+e^- \rightarrow (e^\pm)\nu_e W^\mp \rightarrow (e^\pm)\nu_e \mu^\mp \nu_\mu$	6.93
autres processus $e^+e^- \rightarrow e^\pm \nu_e \mu^\mp \nu_\mu$	0.37
$e^+e^- \rightarrow e^\pm \tau^\mp \nu_e \nu_\tau$	0.55
$e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell, \ell = e, \mu, \tau$	0.19
$e^+e^- \rightarrow \mu^\pm \tau^\mp \nu_\mu \nu_\tau$	0.27
$e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell, \ell = e, \mu, \tau$	0.01
$e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$	0.77
$e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$	0.12
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-) \mu^+ \mu^-$	0.02
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-) \tau^+ \tau^-$	0.
Total Modèle Standard	9.23
Données $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV	9
$\langle \varepsilon \rangle$ efficacité sur le signal	$\sim 75\%$

Tableau IV.7: **Résultats de la sélection d'événements "muon unique" pour la simulation Monte-Carlo des processus standards et pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV, et efficacité moyenne sur le signal.**

IV.4.16 Recherche de tau unique

La recherche de tau unique est très similaire à celle de muon unique. On demande qu'un seul lepton soit identifié dans l'événement et que ce lepton soit un τ satisfaisant les critères énoncés dans le chapitre précédent. Aucun électron, photon ou muon ne doit être identifié. Seules les désintégrations hadroniques des τ sont sélectionnées. On a ainsi 1 ou 3 particules chargées dans l'événement. Les coupures sur les dépôts et les traces sont les suivantes :

- $N_{dépôts} \leq 15$,
- $1 \leq N_{traces} \leq 4$: comme précédemment, on autorise la présence d'une trace supplémentaire dans la TEC,

- $N_{bonnes\ traces} = 1$ ou 3 : c'est le nombre possible de particules chargées issues de la désintégration hadronique du τ .

Cela permet de rejeter presque entièrement le fond provenant du processus $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ qui laissent beaucoup plus de traces et de dépôts dans le détecteur. Les coupures sur les variables globales sont les suivantes :

- $E_{lumi} \leq 2$ GeV,
- $E_{ALR} \leq 0.5$ GeV,
- $E_{EGAP} \leq 5$ GeV,
- $E_{30^\circ} \leq 5$ GeV : je rappelle qu'il s'agit de l'énergie dans un cône de 30° autour de l'axe des faisceaux,
- $N_{scint.} - N_{scint.}(tau) \leq 1$.

Elles permettent de réduire très fortement le fond dû aux interactions $\gamma\gamma$ et les processus à 4 fermions dans l'état final comme $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ ou $e^+e^- \rightarrow \tau^\pm\mu^\mp\nu_\tau\nu_\mu$, suivis de la désintégration hadronique du τ , qui peuvent contribuer si seul l'un des taus est clairement identifié tandis que le second lepton est à bas angle polaire et possède une faible énergie. Afin de rejeter totalement les interactions $\gamma\gamma$ on impose les coupures suivantes :

- $E_\tau \geq 10$ GeV : on ne coupe pas plus haut car toute l'énergie du τ n'est pas déposée, une partie est emportée par le neutrino ν_τ ,
- $E_{vis} - E_\tau \leq 5$ GeV,
- $\cancel{P}_t \geq 10$ GeV,
- $\sin\theta_{miss} \geq 0.15$.

Enfin, pour rejeter complètement le processus $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ on utilise une coupure supplémentaire sur la ou les traces qui ne sont pas connectées au τ (s'il y en a) :

- $P_t \leq 0.2$ GeV,
- $\xi_{acop} \leq 150^\circ$.

où ξ_{acop} est cette fois l'acoplanarité entre la direction du τ et la trace supplémentaire s'il y en a une seule, ou l'acoplanarité entre la direction du τ et la direction du jet formé par les traces additionnelles s'il y en a plus d'une. Enfin on rejette les périodes de données qui sont classées comme mauvaises et on applique toujours la coupure sur l'angle polaire d'un troisième corps afin de réduire le fond provenant de processus d'interactions $\gamma\gamma$.

Après cette sélection, le fond résiduel est très faible et il est constitué surtout d'événements $\tau^+\tau^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$, avec $\ell = e, \mu, \tau$, et $\tau^\pm\mu^\mp\nu_\tau\nu_\mu$, dans lesquels seul un τ est bien identifié, tandis que l'autre lepton est de basse énergie et à bas angle polaire. La Figure IV.17 montre la distribution de l'énergie du τ et l'impulsion transverse manquante de l'événement normalisées à l'énergie du faisceau pour les données à $\langle\sqrt{s}\rangle=198$ GeV et les événements simulés. La Table IV.8 présente les résultats de la sélection. On s'aperçoit que l'accord entre données et simulation est correct et que le fond est très réduit. La recherche de tau unique a été refaite à $\langle\sqrt{s}\rangle=206$ GeV (pour une luminosité de 183.49 pb^{-1}) et 5 événements sont observés dans les données pour un fond standard de 2.13.

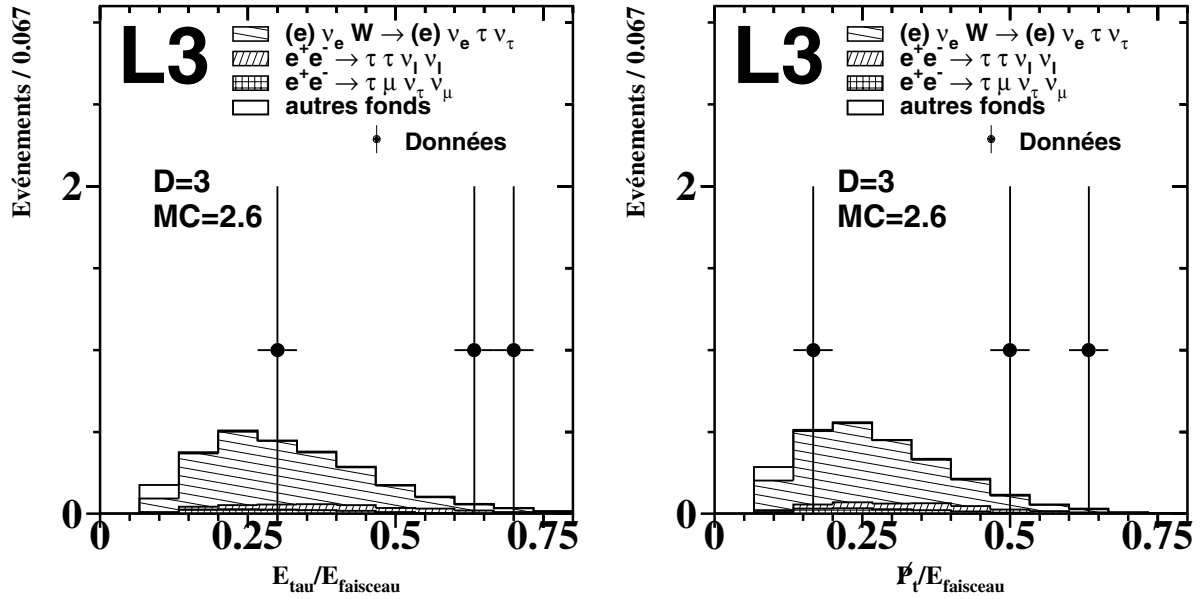


Figure IV.17: Distribution de l'énergie du τ (à gauche) et de l'impulsion transverse manquante (à droite) normalisée à l'énergie du faisceau pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV et les processus standards simulés dans le cas de la sélection "tau unique".

Résultats de la sélection "tau unique"	
$e^+e^- \rightarrow (e^\pm)\nu_e W^\mp \rightarrow (e^\pm)\nu_e \tau^\mp \nu_\tau$	2.07
autres processus $e^+e^- \rightarrow e^\pm \nu_e \tau^\mp \nu_\tau$	0.03
$e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell, \ell = e, \mu, \tau$	0.24
$e^+e^- \rightarrow \mu^\pm \tau^\mp \nu_\mu \nu_\tau$	0.15
$e^+e^- \rightarrow e^\pm \mu^\mp \nu_e \nu_\mu$	0.01
$e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$	0.
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-) \tau^+ \tau^-$	0.08
Total Modèle Standard	2.58
Données $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV	3
$\langle \varepsilon \rangle$ efficacité sur le signal	$\sim 22\%$

Tableau IV.8: Résultats de la sélection d'événements "tau unique" pour la simulation Monte-Carlo des processus standards et pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV, et efficacité moyenne sur le signal.

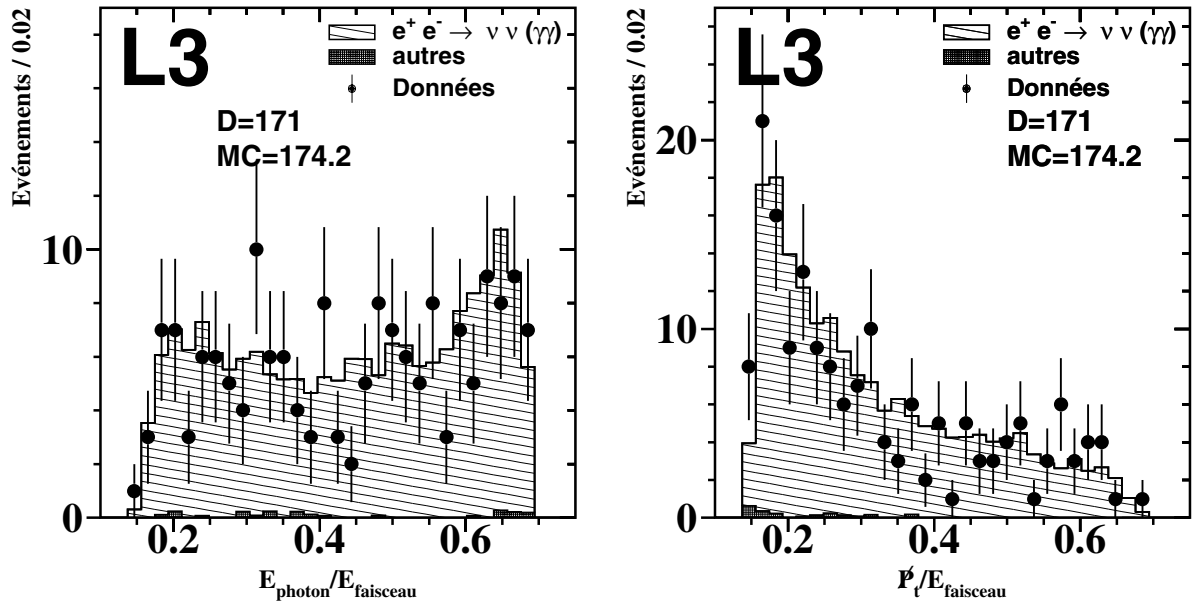


Figure IV.18: Distribution de l'énergie du photon (à gauche) et de l'impulsion transverse manquante (à droite) normalisée à l'énergie du faisceau pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198$ GeV et les processus standards simulés dans le cas de la sélection "photon unique".

IV.4.17 Recherche de photon unique

Une dernière vérification de l'analyse "électron + X + \cancel{E} " a été faite. L'idée est de sélectionner non pas des électrons uniques mais des photons. Cela permet de se rendre compte si la simulation de la TEC est correcte, en particulier pour les problèmes de conversion de photons qui sont un fond pour les "électrons uniques". La sélection est exactement identique à celle de l'analyse "électron + X + \cancel{E} " à la différence près que l'on demande un photon au lieu d'un électron, ce photon devant satisfaire les critères qui ont été présentés dans le chapitre précédent. Ainsi on accepte que ce photon soit accompagné d'une trace dans la TEC mais qu'elle ne soit pas connectée au photon. La sélection est la suivante :

- $N_{\text{dépôts}} \leq 8$
- $0 \leq N_{\text{Traces}} \leq 1$
- $N_{\text{Bonnes Traces}} = 0$
- $E_{\text{LUMI}} \leq 2$ GeV
- $E_{\text{ALR}} \leq 0.5$ GeV
- $E_{\text{HCAL}} \leq 5$ GeV
- $E_{\text{EGAP}} \leq 5$ GeV
- $N_{\text{photon}} = 1$
- $E_{\text{VIS}} - \sum E_{\text{photon}} \leq 5$ GeV
- $\frac{P_t}{E_{\text{vis}}} \geq 20\%$

- $N_{TRK} 20^\circ \text{ autour du photon} = 0$
- $N_{scint.} - N_{scint.}(photon) \leq 1$
- $M_{recol} \geq M_{Z^0} + 10 \text{ GeV}$
- $\cancel{P}_t \geq 15 \text{ GeV}$
- $|\cos \Phi_{photon}| \geq 0.17 \quad \text{ou} \quad \cancel{P}_t > 35 \text{ GeV}$

En plus de ces coupures on rejette les mauvaises périodes de données et on applique la coupure sur l'angle polaire d'un troisième corps. Après sélection des données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198 \text{ GeV}$ on observe un bon accord entre données et simulation Monte Carlo des processus standards, comme on peut le voir sur la Figure IV.18 qui montre la distribution de l'énergie du photon et l'impulsion transverse manquante de l'événement normalisées à l'énergie du faisceau pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198 \text{ GeV}$ et les événements simulés. La Table IV.9 présente les résultats de la sélection. Le seul processus standard qui contribue de façon significative est $e^+e^- \rightarrow Z\gamma \rightarrow \nu_\ell \bar{\nu}_\ell \gamma$ où le photon est émis par l'un des électrons initiaux. Il y a aussi une contribution très faible de la part des processus de diffusion Compton $e^\pm \gamma \rightarrow e^\pm \gamma$ et de diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ ainsi que de production de paires de taus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$.

Résultats de la sélection “photon unique”	
$e^+e^- \rightarrow \nu_\ell \bar{\nu}_\ell \gamma$	171.95
$e^\pm \gamma \rightarrow e^\pm \gamma$	1.38
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	0.63
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	0.24
Total Modèle Standard	174.20
Données $\langle \sqrt{s} \rangle = 198 \text{ GeV}$	171

Tableau IV.9: **Résultats de la sélection d'événements “photon unique” pour les simulations Monte Carlo des processus standards et pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198 \text{ GeV}$.**

Toutes ces vérifications montrent clairement que la simulation Monte Carlo des processus standards et du comportement du détecteur est correcte.

IV.5 Recherche dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma \tilde{G} \tilde{G}$

Les recherches de Supersymétrie dans le canal $\tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma \tilde{G} \tilde{G}$ ont été effectuées sur les données à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ et $\langle \sqrt{s} \rangle = 198 \text{ GeV}$. Les sélections sont les mêmes dans tous les cas. Je me contenterai donc de décrire en détails l'analyse qui a été faite à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ puis je donnerai les résultats mis à jour pour les données à $\langle \sqrt{s} \rangle = 198 \text{ GeV}$. Cette analyse a déjà été décrite de manière succincte dans la référence [114].

IV.5.1 Présélection des événements “2 leptons + 2 photons + \cancel{E} ”

La présélection a pour but de réduire le nombre d'événements de données à traiter par la suite. Elle permet aussi de vérifier l'accord entre données et simulation à un niveau de sélection où le nombre de coupures est peu élevé. En effet, le nombre d'événements de type “2 leptons + 2 photons + \cancel{E} ” est très faible, surtout dans le cas où les leptons sont une paire de muons ou de taus. Il est alors difficile de dire si l'accord est bon parce que la simulation est correcte ou seulement par hasard. Si l'accord est moins bon, on ne peut que difficilement se rendre compte s'il s'agit d'une fluctuation statistique ou d'un biais de la sélection, ou encore l'indice de la présence d'un phénomène nouveau.

C'est le faible nombre d'événements à traiter qui m'a aussi conduit à utiliser un algorithme d'optimisation. Au lieu d'utiliser des coupures strictes et de les choisir “à la main”, j'ai utilisé un algorithme chargé de déterminer ces coupures automatiquement. Les coupures optimales sont définies comme celles qui correspondent au minimum d'une fonction mathématique notée κ^{-1} [106] que je décrirai par la suite.

IV.5.2 Coupures de présélection

Les coupures de la présélection sont simples. On demande tout d'abord qu'il y ait au moins un lepton bien identifié dans l'événement et au moins un photon :

- $N_{leptons}(e, \mu, \tau) \geq 1$,
- $N_{photons} \geq 1$ avec $20^\circ \leq \theta_{photon} \leq 160^\circ$.

On n'accepte que les photons dans l'intervalle $20^\circ \leq \theta_{photon} \leq 160^\circ$ afin d'éviter de sélectionner des électrons qui sont hors de l'acceptance de la TEC. On ne demande pas directement 2 leptons et 2 photons car ce serait trop strict et le nombre d'événements présélectionnés serait trop faible pour une bonne comparaison entre données et simulation. Les définitions des leptons et du photon sont celles qui ont été présentées dans la partie II.5. Cependant, à la différence de l'analyse “électron + X + \cancel{E} ” on accepte les électrons/positons et les photons dans le EGAP. En effet, il n'y a pas de problème de déclenchement dans le canal “2 leptons + 2 photons + \cancel{E} ” car l'énergie dans les calorimètres (en particulier le BGO) est toujours très élevée. On utilise donc la capacité d'identification du EGAP pour les particules électromagnétiques.

Afin de rejeter les événements d'interactions photon-photon qui donnent des leptons dans l'état final $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\ell^+\ell^-$ on applique les coupures suivantes :

- $E_{lumi} \leq 5$ GeV,
- $E_{ALR} \leq 5$ GeV,
- $\sin \theta_{miss} \geq 0.15$.

Ces coupures sont un peu moins strictes que dans l'analyse “électron + X + \cancel{E} ” car la contribution du fond $\gamma\gamma$ est négligeable. En effet la double radiation dans l'état initial a une probabilité très faible, et l'énergie des deux leptons issus de l'interaction $\gamma\gamma$ est généralement très basse. La Figure IV.19 montre la distribution de $\sin \theta_{miss}$ pour le signal recherché pour chaque famille de lepton et pour le processus d'interactions photon-photon.

On applique ensuite quelques coupures sur le nombre de dépôts et traces de l'événement qui sont différentes selon le type de lepton :

Dans les cas $e^+e^-\gamma\gamma\cancel{E}$ et $\mu^+\mu^-\gamma\gamma\cancel{E}$

- $N_{dépôts} \leq 12$,
- $2 \leq N_{traces} \leq 5$,
- $1 \leq N_{bonnes\ traces} \leq 4$.

Dans le cas $\tau^+\tau^-\gamma\gamma \notin$

- $N_{dépôts} \leq 15$,
- $2 \leq N_{traces} \leq 8$,
- $1 \leq N_{bonnes\ traces} \leq 8$.

Les coupures sur les traces sont assez lâches, car il est possible que l'un des deux photons se convertisse dans le détecteur et donne ainsi deux traces supplémentaires. Il est possible aussi qu'il y ait dans le détecteur une trace additionnelle non physique qui ne soit connectée à aucun des leptons ou photons. La Figure IV.19 montre la distribution du nombre de traces et de dépôts pour le signal et le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$.

Pour rejeter les muons cosmiques qui peuvent irradier un photon de grande énergie dans le BGO et passer ainsi la présélection, on demande que deux scintillateurs au moins soient touchés dans un intervalle de temps inférieur à 15 ns autour de l'instant de collision :

- $N_{scint.} \geq 2$.

Les événements que l'on recherche ont une énergie bien distribuée dans l'espace, c'est-à-dire que les leptons et les photons sont distribués isotropiquement dans le détecteur. Pour s'assurer que ces particules sont isolées les unes des autres on impose les coupures suivantes :

- $N_{traces\ 20^\circ} = 0$: le nombre de traces dans un cône de demi-angle 20° autour de chaque lepton ou photon identifié doit être égal à zéro (excepté la trace du lepton lui-même),
- $N_{dépôts\ 20^\circ} = 0$: le nombre de dépôts dans un cône de demi-angle 20° autour de chaque lepton ou photon identifié doit être égal à zéro (excepté les dépôts du lepton ou du photon).

On requiert enfin une énergie visible, une énergie manquante et une impulsion transverse manquante dans l'événement :

- $E_{vis} \geq 10\text{ GeV}$,
- $\cancel{E} \geq 3\text{ GeV}$,
- $\frac{\cancel{P}_t}{E_{vis}} \geq 5\%$.

La Figure IV.20 montre la distribution de ces trois variables pour le signal dans le cas des trois familles de leptons et pour le processus $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-(\gamma\gamma)$ qui est le bruit de fond le plus important pour cette analyse. Malgré cela on s'apercevra que sa contribution est tout de même faible après la sélection finale.

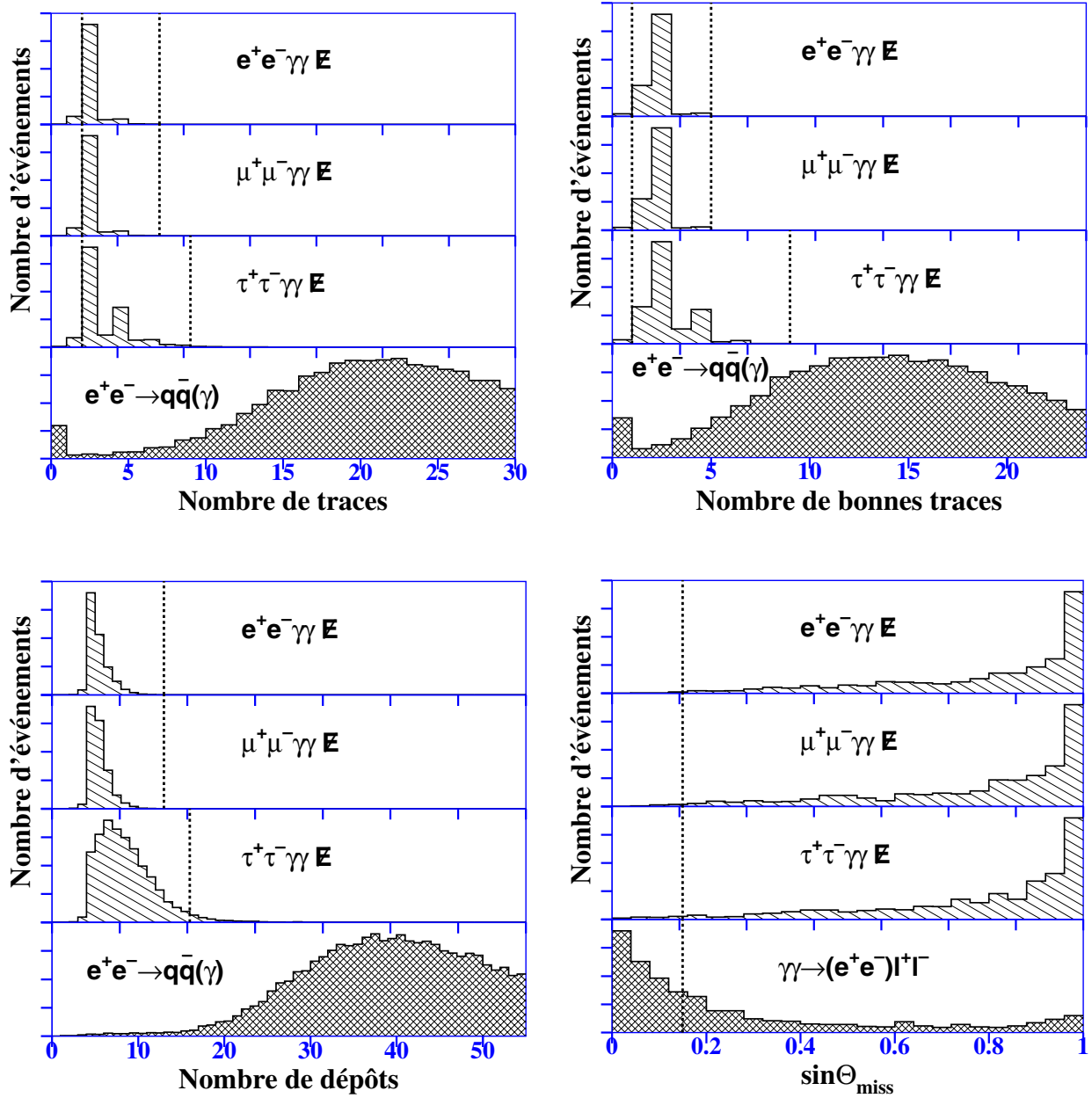


Figure IV.19: Distribution du nombre de traces, bonnes traces et dépôts et de $\sin\theta_{miss}$ dans les trois cas du signal et pour les processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ et $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)l^+l^-$.

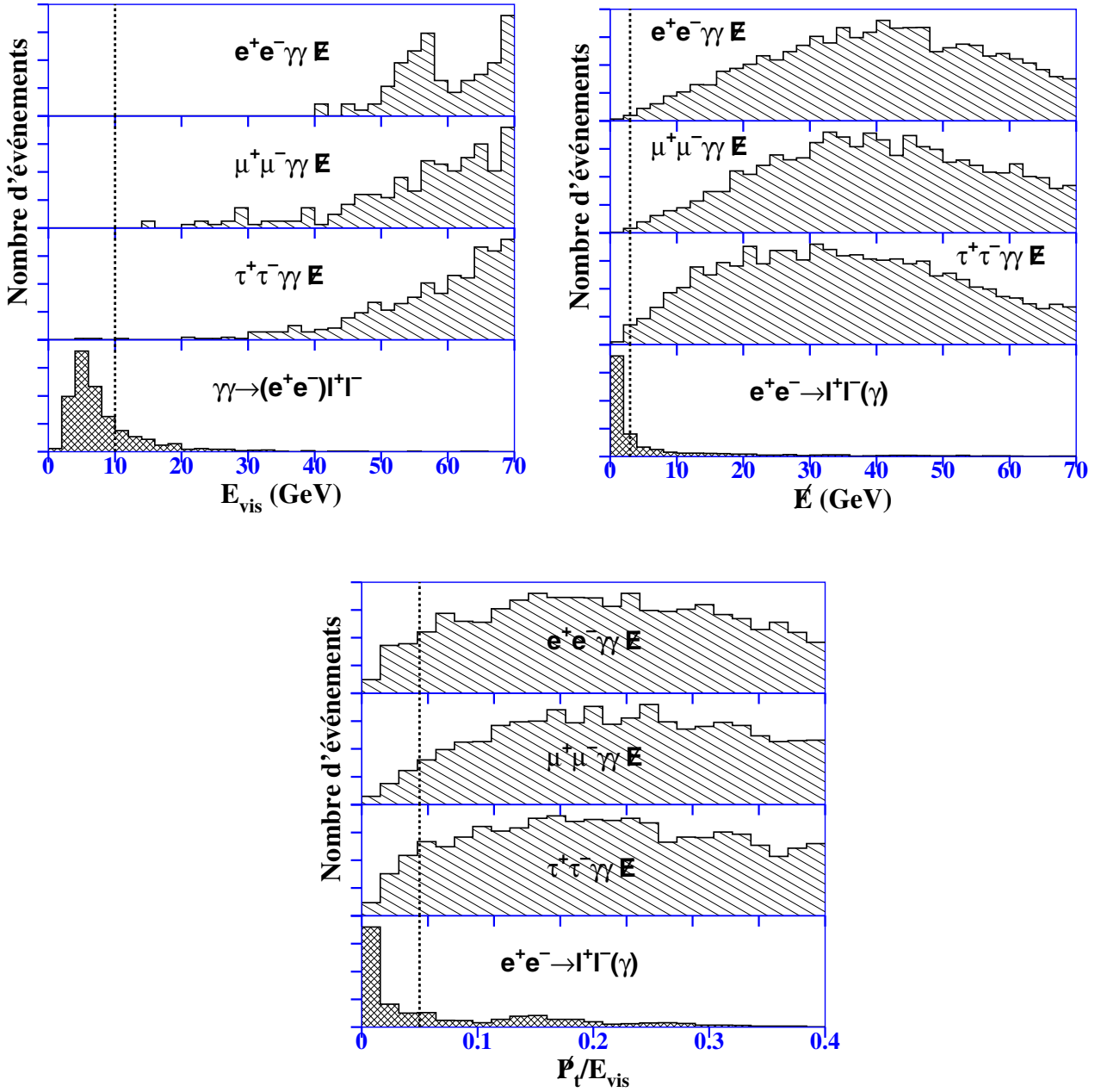


Figure IV.20: Distribution de l'énergie visible, l'énergie manquante et de l'impulsion transverse manquante divisée par l'énergie visible dans les trois cas du signal et pour les processus $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)l^+l^-$ et $e^+e^- \rightarrow l^+l^- (\gamma)$.

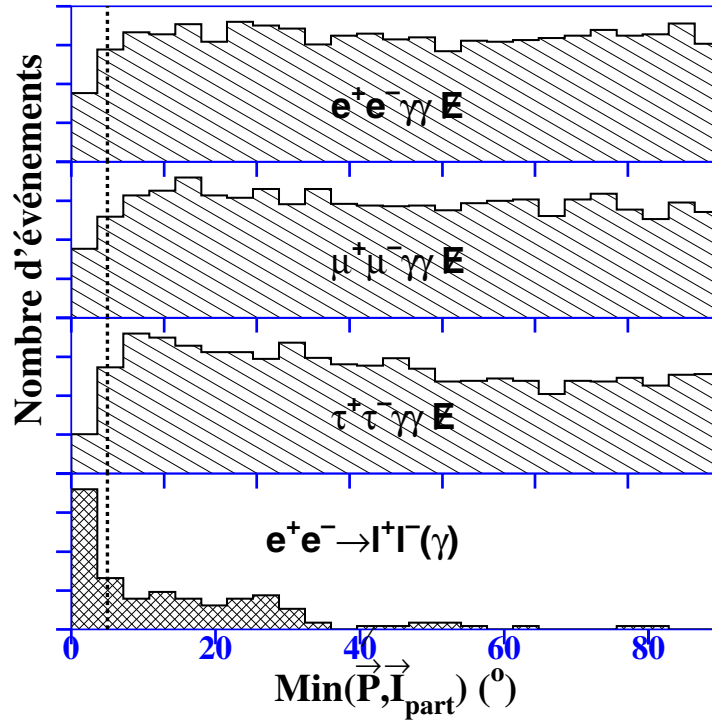


Figure IV.21: Distribution de l'angle minimal entre la direction du vecteur impulsion manquant et tout lepton ou photon pour le signal recherché et le processus standard $e^+e^- \rightarrow l^+l^-(\gamma)$.

IV.5.3 Isolement des leptons et photons

Le processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-(\gamma\gamma)$ ne devrait en principe pas contribuer. En effet, ce processus est dit “pleine énergie”, c'est-à-dire que l'énergie déposée dans le détecteur est à peu près égale à celle de départ \sqrt{s} . Ainsi ce type d'événement ne peut apporter une contribution au fond que si l'énergie d'au moins un des leptons ou photons est mal mesurée. Par exemple l'un des cristaux de BGO d'un des dépôts de photon ou d'électron peut être inefficace, ou bien la mesure de l'impulsion d'un muon peut être fautive, ou encore un module du HCAL peut être mal calibré. Dans tous les cas, si une particule est mal mesurée, l'impulsion manquante pointerait dans la direction de cette particule. On peut donc réduire ce fond en appliquant la coupure suivante :

- $\xi(\vec{P}, \vec{i}_{lepton, photon}) \leq 5^\circ$: l'angle entre le vecteur impulsion manquant et la direction de tout lepton ou photon doit être d'au moins 5° .

où \vec{P} est le vecteur impulsion manquant et $\vec{i}_{lepton, photon}$ la direction de tout lepton ou photon. La Figure IV.21 montre la distribution de cette variable pour le signal et le processus standard $e^+e^- \rightarrow l^+l^-(\gamma\gamma)$.

IV.5.4 Résultats de la présélection

La Figure IV.22 représente la distribution de l'énergie des leptons identifiés dans les événements présélectionnés à partir des données à $\sqrt{s}=189$ GeV et des événements simulés du signal et des processus standards. Pour ce qui est du signal, on montre la distribution des variables pour trois

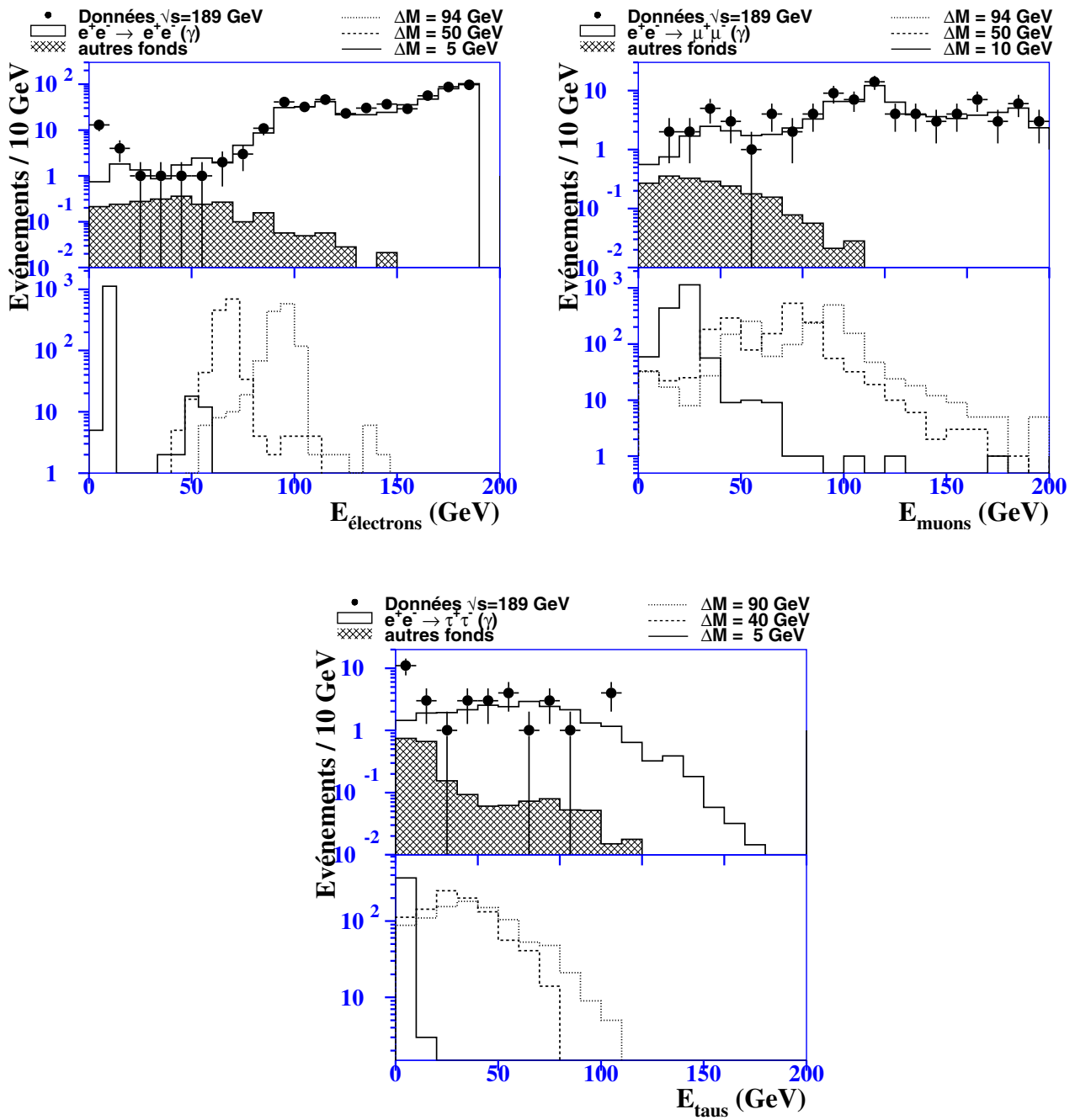


Figure IV.22: Distribution de l'énergie des leptons identifiés pour les données à $\sqrt{s}=189$ GeV et les processus standards (en haut) et pour trois valeurs typiques de ΔM du signal recherché (en bas), dans les trois canaux leptoniques (resp. e , μ et τ).

valeurs de ΔM différentes : 5 GeV (petit ΔM), 44 GeV (40 GeV pour le canal $\tau^+\tau^-\gamma\gamma \cancel{E}$, ΔM intermédiaire) et 94 GeV (90 GeV pour le canal $\tau^+\tau^-\gamma\gamma \cancel{E}$, grand ΔM). Le canal $\tau\tau\gamma\gamma \cancel{E}$ a la particularité d'avoir une énergie manquante un peu plus importante que dans les canaux $e^+e^-\gamma\gamma \cancel{E}$ et $\mu^+\mu^-\gamma\gamma \cancel{E}$ à cause des ν_τ qui ne sont pas détectés. Donc pour avoir des distributions comparables j'ai choisi des valeurs typiques de ΔM différentes dans les deux cas. La Table IV.10 résume les résultats obtenus après la présélection des données à $\sqrt{s}=189$ GeV. On s'aperçoit que la contribution principale provient des événements $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-(\gamma)$ et que l'accord entre données et simulation est correct. On remarque aussi que le nombre d'événements présélectionnés dans le canal $\tau^+\tau^-\gamma\gamma \cancel{E}$ est déjà assez faible. Sur la Figure IV.22 on observe un excès de données dans la région à très basse énergie des leptons (dans le cas des électrons et des taus) qui correspond à la région des interactions $\gamma\gamma$ et aux faibles valeurs de ΔM . Lors de l'optimisation, on demandera deux photons au moins dans l'événement et le fond dû aux interactions $\gamma\gamma$ sera automatiquement rejeté. Ainsi, bien que ni les radiations dans l'état initial, ni les radiations dans l'état final ne soient incluses dans le générateur que j'ai utilisé, à savoir DIAG36 [92], le fond $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-\ell^+\ell^-)(\gamma)$ peut être considéré comme nul après la sélection finale.

$e^+e^-\gamma\gamma \cancel{E}$	Nombre d'événements
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	826.32
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	9.19
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \text{tout}$	2.33
Autres processus	2.18
Total Modèle Standard	840.02
Données à $\sqrt{s} = 189$ GeV	829

$\mu^+\mu^-\gamma\gamma \cancel{E}$	Nombre d'événements
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	108.80
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	3.54
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \text{tout}$	3.28
Autres processus	0.59
Total Modèle Standard	116.21
Données à $\sqrt{s} = 189$ GeV	117

$\tau^+\tau^-\gamma\gamma \cancel{E}$	Nombre d'événements
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	21.88
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	3.40
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$	2.26
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\tau^+\tau^-$	1.31
Autres processus	1.12
Total Modèle Standard	29.97
Données à $\sqrt{s} = 189$ GeV	33

Tableau IV.10: Résultats de la présélection pour les trois canaux envisagés pour les simulations Monte Carlo des processus standards et pour les données à $\sqrt{s}=189$ GeV pour la même luminosité intégrée.

IV.5.5 Procédure d'optimisation

Afin de contrôler pas à pas la sélection, et aussi pour déterminer les meilleurs lots de coupures, j'ai utilisé une procédure automatique d'optimisation des sélections basée sur un algorithme que je vais décrire à présent. Cet algorithme est basé sur des principes statistiques applicables à de faibles nombres d'événements [106]. Le programme d'optimisation a d'abord été écrit par l'auteur de la référence [72].

La probabilité $P_b(n)$ d'observer n événements indépendants lorsqu'on en attend un nombre b faible est donnée par :

$$P_b(n) = \frac{b^n e^{-b}}{n!}$$

Lorsque b devient grand, la distribution de probabilité s'approche d'une distribution Gaussienne. Si on suppose que deux processus indépendants produisent respectivement n_s et n_b événements, lorsqu'on attend respectivement s et b événements, la probabilité d'observer une telle situation est donnée par :

$$P = P_{b+s}(n_b + n_s) = \frac{(b + s)^{n_b + n_s} e^{-b-s}}{(n_b + n_s)!}$$

Si un seul processus produit n événements, on peut donner une borne supérieure N sur la valeur du nombre s d'événements prédits par ce processus pour un certain niveau de confiance p . En d'autres termes, nous cherchons la valeur N de s , au-dessus de laquelle un processus qui produit n événements est exclu avec un niveau de confiance p . La probabilité d'observer plus de n événements est:

$$1 - p = \sum_{m=0}^n \frac{N^m e^{-N}}{m!}$$

Cette dernière relation permet de déterminer la valeur de N pour une probabilité p donnée et pour un nombre d'événements n donné. Dans la suite, nous noterons κ_n les valeurs de N pour un niveau de confiance $p = 95\%$.

Dans le cas précédent, on a seulement considéré un processus. Plus généralement on a deux processus en jeu qui produisent n événements, un processus de signal dont on veut connaître la valeur de κ_n et un processus de fond qui donne b événements. La probabilité précédente s'écrit alors [116] :

$$1 - p = \frac{e^{-(b+\kappa_n)} \sum_{m=0}^n \frac{(b+\kappa_n)^m}{m!}}{e^{-b} \sum_{m=0}^n \frac{b^m}{m!}}$$

où n est la somme du nombre d'événements de signal n_s et du nombre d'événements de fond n_b . On remarque que la limite supérieure sur le signal κ_n , est fonction du nombre b de fond attendu. La résolution de l'équation pour un niveau de confiance de $p = 95\%$ permet de déterminer les valeurs de κ_n pour chaque valeur de b comme le montre la figure IV.23. Mis à part le cas où le nombre d'événements observés est nul, les valeurs de κ_n augmentent quand le nombre d'événements de

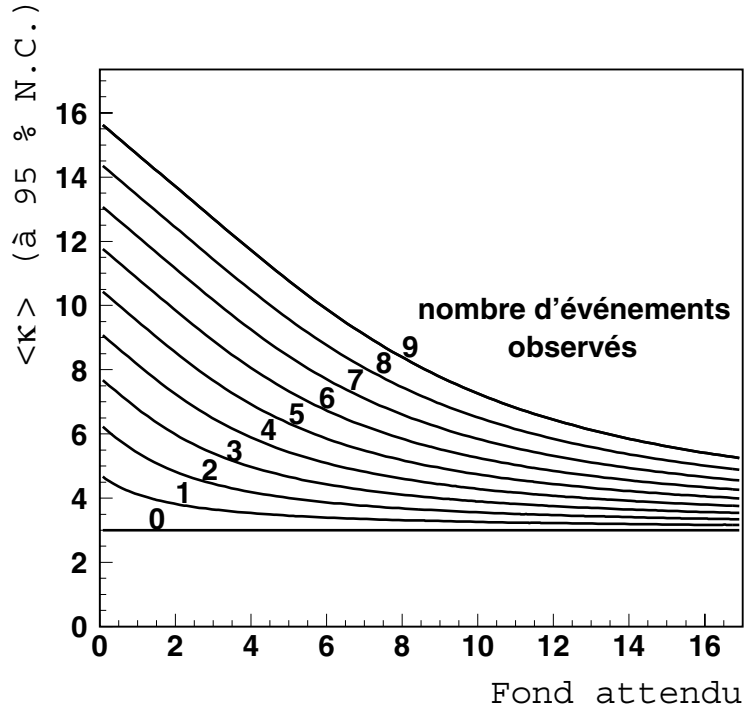


Figure IV.23: Limites supérieures sur le signal à 95% de niveau de confiance en fonction du nombre d'événements simulés de fond attendu et du nombre d'événements de données observés.

fond diminue ce qui signifie qu'un signal éventuel devient d'autant plus significatif que le nombre d'événements de fond est faible.

On définit ensuite la fonction d'optimisation f de la façon suivante :

$$f = \frac{\langle \kappa \rangle}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\kappa_n e^{-b} b^n}{n!}$$

où $\langle \kappa \rangle$ est la moyenne des κ_n définie de la manière suivante :

$$\langle \kappa \rangle = \sum_{n=0}^{+\infty} \kappa_n P_b(n)$$

et ε est l'efficacité de la sélection sur le signal. Ainsi la fonction d'optimisation f dépend du signal via ε et du nombre d'événements de fond via la valeur moyenne $\langle \kappa \rangle$ dans laquelle intervient le nombre attendu d'événements de fond b . La procédure d'optimisation consistera à déterminer pour quel ensemble de coupures, c'est-à-dire pour quelles valeurs de b et ε , la fonction f est minimale. Au minimum, le lot de coupures représentera le meilleur compromis entre efficacité sur le signal et fond attendu.

Dans la pratique on utilise un développement limité de la fonction f qui est :

$$f = \frac{1}{\varepsilon} (\kappa_0 + (\kappa_1 - \kappa_0) b + (\frac{\kappa_2}{2} - \kappa_1 + \frac{\kappa_0}{2}) b^2 + (\frac{\kappa_3}{6} - \frac{\kappa_2}{2} + \frac{\kappa_1}{2} - \frac{\kappa_0}{6}) b^3 + \dots)$$

La fonction d'optimisation est réduite à ses sept premiers termes, ce qui est suffisant quand le nombre attendu d'événements de fond est faible, ce qui sera toujours le cas dans mon analyse.

Dans mon cas on obtient ainsi une excellente approximation de f . Pour obtenir le minimum de la fonction f on utilise le programme MINUIT [115]. On fournit au programme les valeurs initiales des n_v variables, puis celui-ci calcule les dérivées premières de chacune d'elles par pas successifs en suivant le gradient négatif de la fonction dans l'espace à n_v dimensions jusqu'à obtention du point où la valeur de la fonction f ne change presque plus.

Cette méthode marche bien lorsque le nombre n_v de variables n'est pas élevé. De plus il faut que f soit assez sensible à ces variables pour éviter que l'optimisation ne conduise à un minimum local, ou bien converge trop lentement ou même ne diverge totalement. Il faut donc bien choisir les variables, en ne retenant que les plus significatives. Un autre inconvénient est l'existence de fortes fluctuations d'un pas à l'autre lorsque le nombre d'événements devient très faible. On est alors sensible au nombre d'événements Monte-Carlo générés. Pour une bonne optimisation il faut donc générer un grand nombre d'événements Monte Carlo. La Table IV.11 montre le nombre d'événements Monte-Carlo générés normalisé au nombre attendu pour les principaux processus de fond. L'échantillon Monte-Carlo est partout suffisamment important pour assurer une bonne optimisation des sélections mis à part le cas des interactions $\gamma\gamma$; celles-ci ont une très grande section efficace mais leur contribution est négligeable. De plus on notera que les événements Monte-Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\gamma)$ ont été simulés à l'aide d'une simulation rapide du détecteur L3 [117] en restreignant l'intervalle angulaire des électrons/positons de l'état final à $15^\circ \leq \Theta_{\text{électron,positon}} \leq 165^\circ$ car en dehors de cet intervalle les électrons/positons issus de la diffusion ne peuvent pas être différenciés des photons car ils sont hors de l'acceptance de la TEC.

Processus standard	Générateur	Section efficace à $\sqrt{s}=189$ GeV (nb)	$\frac{N_{\text{générés}}}{N_{\text{attendus}}}$
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\gamma)$	BHWIDE [90]	0.648 ($15^\circ \leq \Theta \leq 165^\circ$)	6.4
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- (\gamma)$	KORALZ [91]	0.083	69.6
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- (\gamma)$	KORALZ	0.083	66.0
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$	DIAG36 [92]	0.639	2.0
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\mu^+\mu^-$	DIAG36	0.571	4.0
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\tau^+\tau^-$	DIAG36	0.374	1.5
$\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$	PHOJET [118]	15.570	2.2
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \text{all}$	KORALW [95]	0.0166	102.5
Autres processus	PYTHIA [96], KORALZ, GGG [98]	moins de 0.1	entre 25.5 et 344.5

Tableau IV.11: Nombre d'événements Monte Carlo générés normalisé au nombre attendu pour chaque processus standard important à $\sqrt{s}=189$ GeV avec la luminosité de 176.8 pb^{-1} collectée par L3.

IV.5.6 Sélection des événements $\tilde{l}_R^+ \tilde{l}_R^- \rightarrow l^+ l^- \gamma \gamma \tilde{G} \tilde{G}$ à $\sqrt{s}=189$ GeV

Sur la Figure IV.22 on remarque que les distributions de l'énergie des leptons normalisée à l'énergie visible est différente selon la valeur de ΔM que l'on considère. En effet, pour un ΔM faible, les leptons issus de la désintégration des sleptons emportent en moyenne peu d'énergie, alors qu'ils en emportent beaucoup plus quand ΔM augmente. De plus, pour chaque intervalle de ΔM le bruit

de fond est plus ou moins important. En conséquence on sépare les analyses en plusieurs régions en fonction de la valeur de ΔM et on optimise les sélections pour chaque région. De même les sections efficaces de production de sleptons augmentent quand la masse des sleptons diminue. C'est pourquoi on décide de diviser les masses des sleptons là-encore en trois analyses différentes. On obtient donc neuf analyses séparées et donc neuf optimisations. Les résultats des neuf sélections seront ensuite combinés lors de l'interprétation (voir Chapitre V). Les valeurs initiales des différentes variables ont été choisies avec soin pour permettre une convergence rapide. De plus, plusieurs ensembles de variables ont été essayés, et chaque sélection a un nombre différent de variables d'optimisation. Le choix du pas de minimisation est lui-aussi déterminant pour la rapidité de convergence. Enfin, au départ de l'optimisation, une coupure supplémentaire a été ajoutée à celles de la présélection :

- $N_{photons} \geq 2$.

Cette coupure est nécessaire car c'est une caractéristique très forte du signal. Les 14 variables qui sont utilisées lors de l'optimisation sont les suivantes :

- E_{lep} : la somme des énergies des leptons,
- $\frac{E_{lep}}{E_{vis}}$: la somme des énergies des leptons normalisée à l'énergie visible,
- ξ_{acol}^{lep} : acolinéarité entre les deux leptons qui possèdent la plus grande énergie,
- ξ_{acop}^{lep} : acoplanarité entre les deux leptons qui possèdent la plus grande énergie,
- $\sin \theta_{miss}$: sinus de l'angle polaire du vecteur impulsion manquante,
- $E_{lepton\ 1}$: l'énergie du lepton le plus énergétique,
- $E_{lepton\ 2}$: l'énergie du second lepton le plus énergétique,
- $\frac{E_{lepton\ 1}}{E_{lepton\ 2}}$,
- $\frac{(E_{lepton\ 1} - E_{lepton\ 2})}{E_{vis}}$: comme précédemment mais normalisé à l'énergie visible,
- \cancel{E} : l'énergie manquante totale de l'événement,
- \cancel{P}_t : l'impulsion transverse manquante de l'événement,
- E_{TTL} : voir la définition dans la partie III.5.5,
- $\frac{(E_{photon\ 1} - E_{photon\ 2})}{E_{vis}}$ où *photon 1* désigne le photon qui possède la plus grande énergie et *photon 2* celui qui a la deuxième plus grande énergie,
- $\frac{(E_{photon\ 1} - E_{photon\ 2})}{(E_{photon\ 1} + E_{photon\ 2})}$.

Pour chaque variable le programme d'optimisation détermine une coupure supérieure et une coupure inférieure. Cependant toutes les variables ne sont pas utilisées en même temps, car alors l'algorithme risque de diverger. Les variables ne sont pas toutes aussi efficaces et en général seules 4 ou 5 variables à la fois sont utilisées, ce qui fournit 8 à 10 coupures. Seules les premières variables de la liste, à savoir E_{lep} , $\frac{E_{lep}}{E_{vis}}$, ξ_{acol}^{lep} , ξ_{acop}^{lep} ou $\sin \theta_{miss}$ sont très efficaces. Mais cela dépend aussi du type de lepton ainsi que de l'intervalle de ΔM que l'on envisage. Les Figures IV.24, IV.25, IV.26

et IV.27 montrent les distributions de quelques variables utilisées lors de l'optimisation après la présélection pour les données à $\sqrt{s}=189$ GeV et les simulations des processus standards et de trois signaux à différentes valeurs de ΔM . On s'aperçoit que les distributions du signal pour des valeurs de ΔM intermédiaires et grandes sont similaires. Seules les distributions pour des valeurs basses de ΔM sont différentes. Le bruit de fond principal reste la production de dileptons avec émission radiative de photons $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-(\gamma\gamma)$.

IV.5.7 Optimisation des sélections

Afin d'obtenir une efficacité sur le signal qui varie de façon continue avec la valeur de ΔM et la masse du slepton considéré, la procédure d'optimisation n'est pas appliquée à chaque valeur de ΔM séparément. On regroupe les différents points en trois intervalles de ΔM (voir la Figure IV.28). Ces intervalles sont définis arbitrairement comme suit :

Dans les cas $e^+e^-\gamma\gamma \cancel{E}$ et $\mu^+\mu^-\gamma\gamma \cancel{E}$:

- $1 \text{ GeV} \leq \Delta M \leq \frac{M_{\tilde{\ell}_R}}{3}$: bas ΔM ,
- $\frac{M_{\tilde{\ell}_R}}{3} \leq \Delta M \leq \frac{2 M_{\tilde{\ell}_R}}{3}$: ΔM intermédiaire,
- $\frac{2 M_{\tilde{\ell}_R}}{3} \leq \Delta M \leq M_{\tilde{\ell}_R}$: grand ΔM ,

Dans le cas $\tau^+\tau^-\gamma\gamma \cancel{E}$:

- $2 \text{ GeV} \leq \Delta M \leq \frac{M_{\tilde{\ell}_R}}{3}$: bas ΔM ,
- $\frac{M_{\tilde{\ell}_R}}{3} \leq \Delta M \leq \frac{2 M_{\tilde{\ell}_R}}{3}$: ΔM intermédiaire,
- $\frac{2 M_{\tilde{\ell}_R}}{3} \leq \Delta M \leq M_{\tilde{\ell}_R}$: grand ΔM ,

Les masses de sleptons inférieures à 45 GeV sont exclues depuis la phase LEP 1 par la mesure très précise de la largeur du Z^0 . Pour qu'il n'y ait pas de problème de continuité entre les différentes régions du plan $(M_{\tilde{\ell}_R}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ il y a toujours un point commun à deux régions adjacentes.

On a généré à l'aide de SUSYGEN [101] des signaux pour des valeurs de ΔM qui descendent jusqu'à 1 GeV dans les cas des sélectrons et des smuons, et 2 GeV pour les staus à cause de la masse du tau. Seuls des problèmes techniques liés au générateur empêchent de descendre en-deça de cette valeur limite. C'est en tous cas bien meilleur que la valeur minimale de 3 GeV des recherches de sleptons dans le cadre de mSUGRA, car dans le cadre du GMSB il n'y a pas de problèmes liés au déclenchement, les énergies déposées étant toujours élevées. On a généré 11 points de masse de slepton, la plupart à haute masse (entre 60 et 94.5 GeV), pour chacun des trois types et entre 9 et 11 différentes valeurs de ΔM ce qui fournit une centaine de points dans le plan $(M_{\tilde{\ell}_R}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$. Comme on regroupe les événements Monte Carlo de signal par région, on a aucun problème de statistique pour chaque sélection.

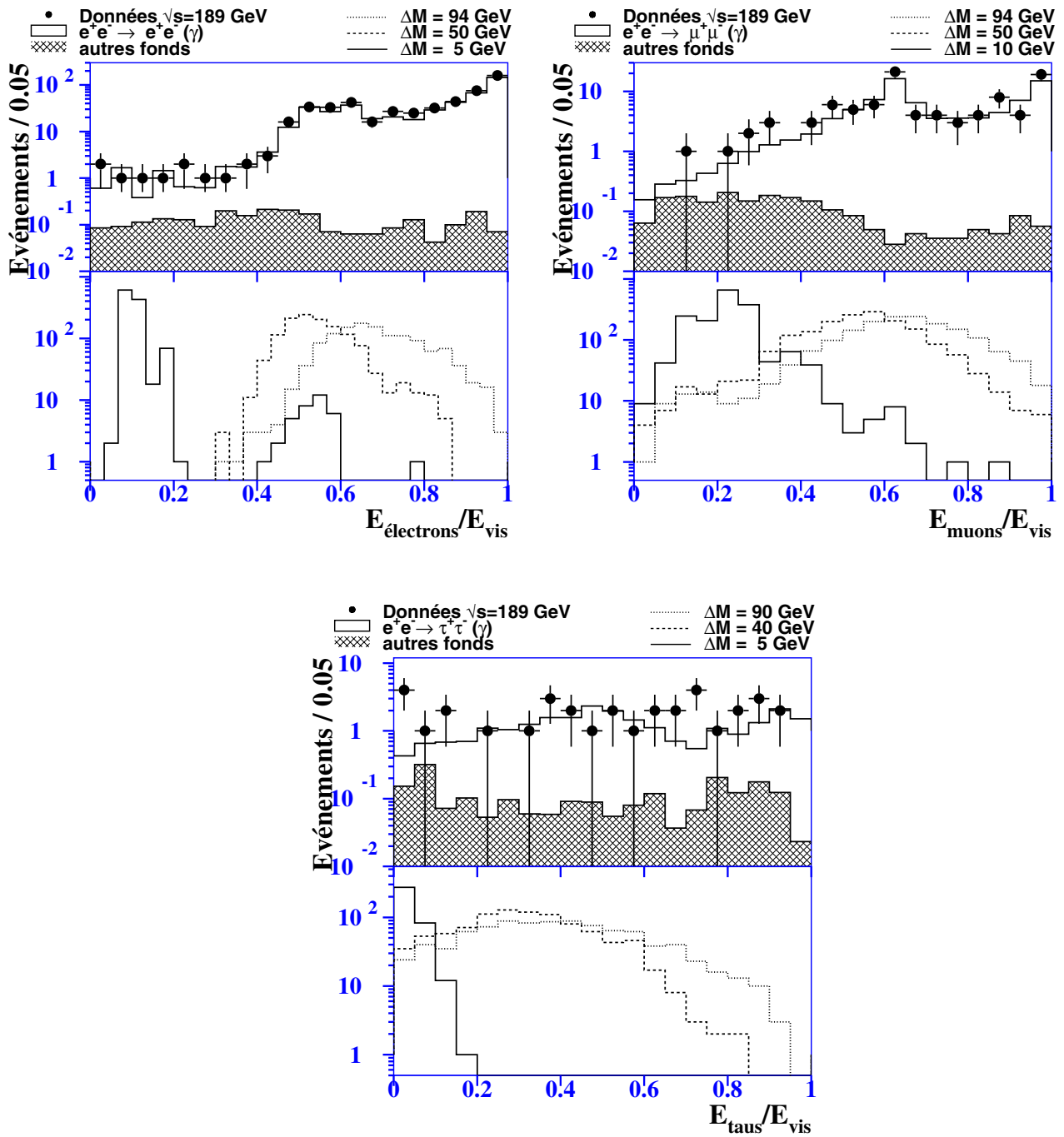


Figure IV.24: Distribution de l'énergie des leptons identifiés normalisée à l'énergie visible pour les données à $\sqrt{s}=189$ GeV et les processus standards (en haut) et pour trois valeurs typiques de ΔM du signal recherché (en bas), dans les trois canaux leptoniques (resp. e , μ et τ).

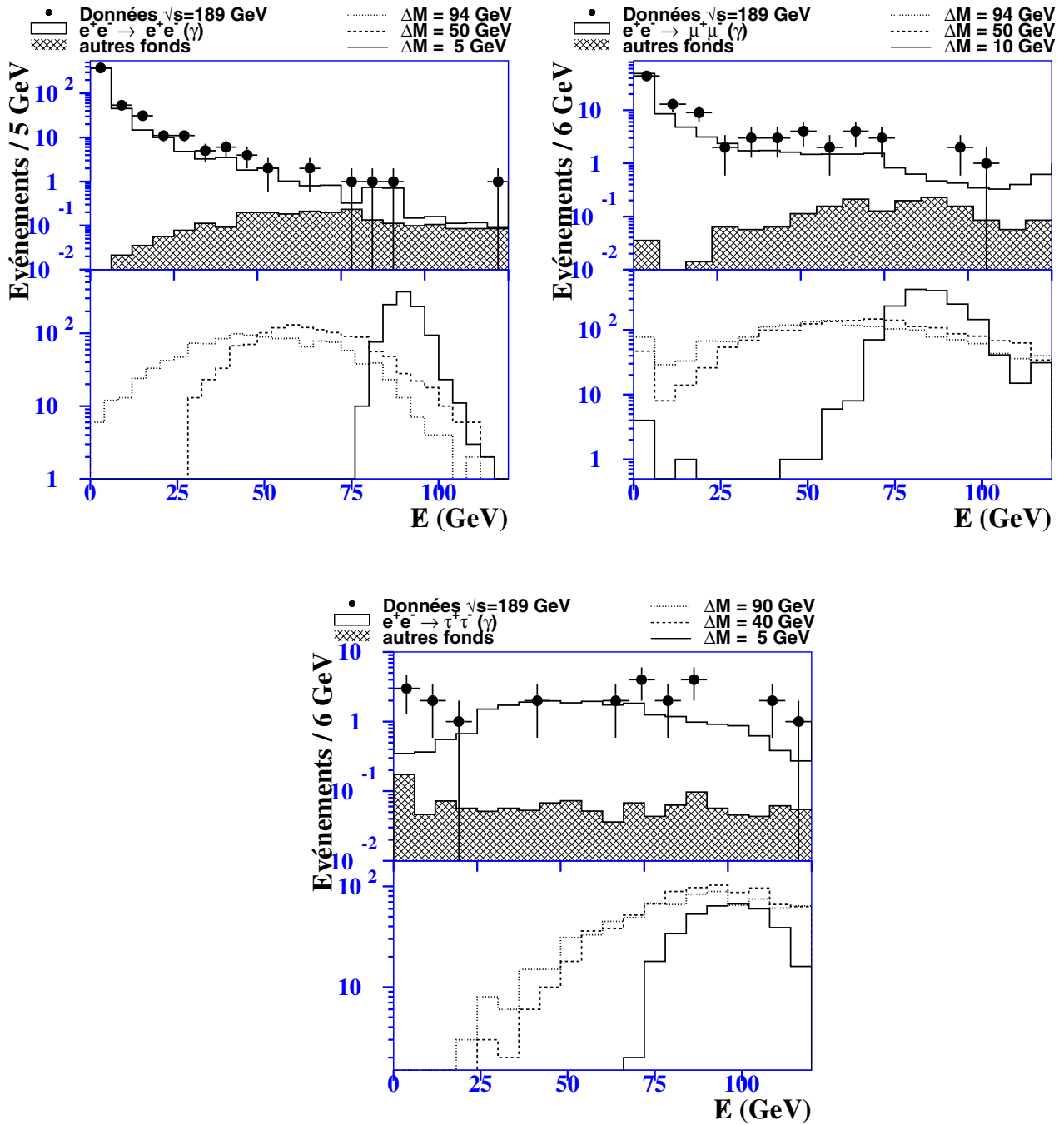


Figure IV.25: Distribution de l'énergie manquante pour les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV et les processus standards (en haut) et pour trois valeurs typiques de ΔM du signal recherché (en bas), dans les trois canaux leptoniques (resp. e , μ et τ).

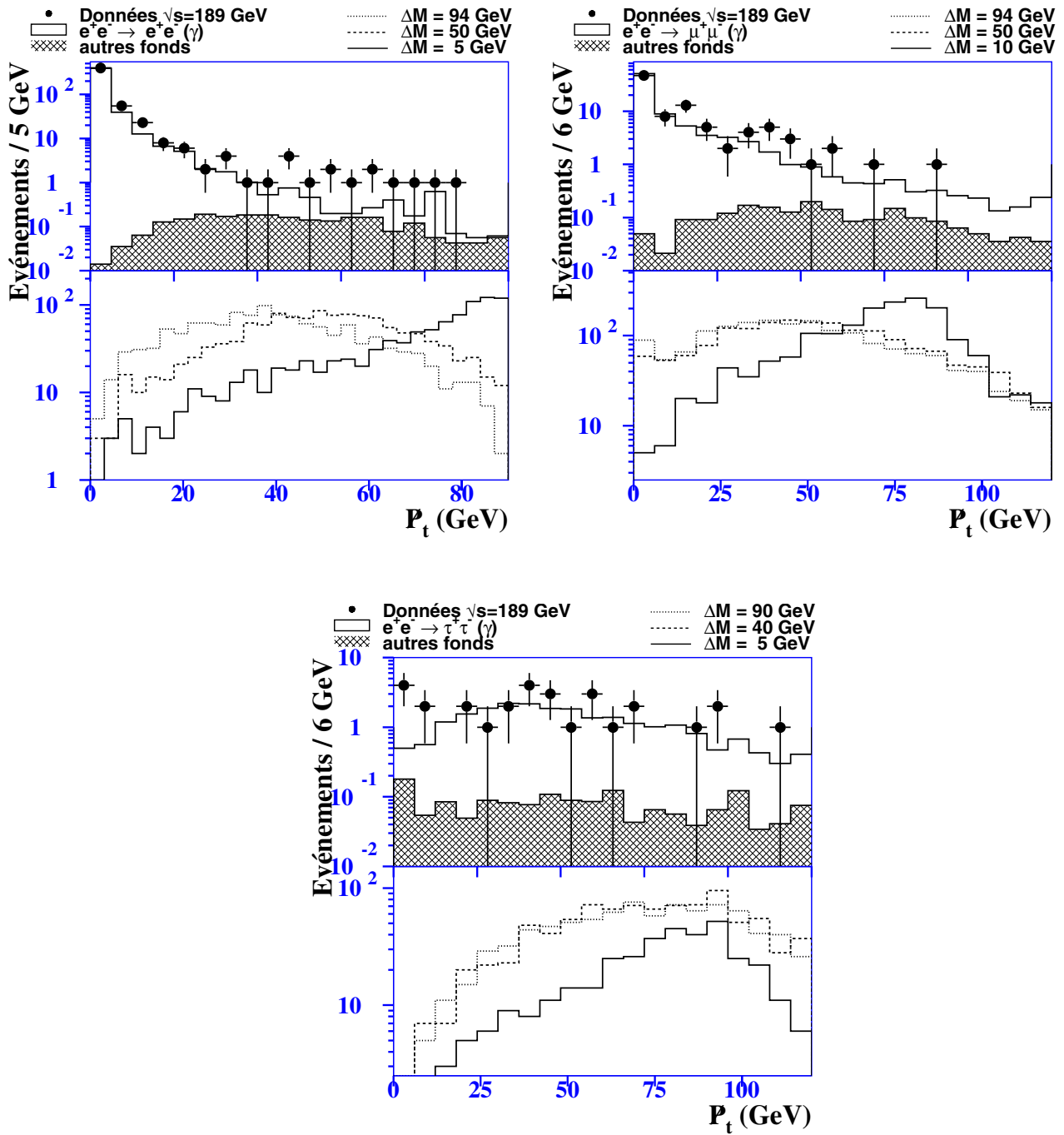


Figure IV.26: Distribution de l'impulsion manquante transverse pour les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV et les processus standards (en haut) et pour trois valeurs typiques de ΔM du signal recherché (en bas), dans les trois canaux leptoniques (resp. e , μ et τ).

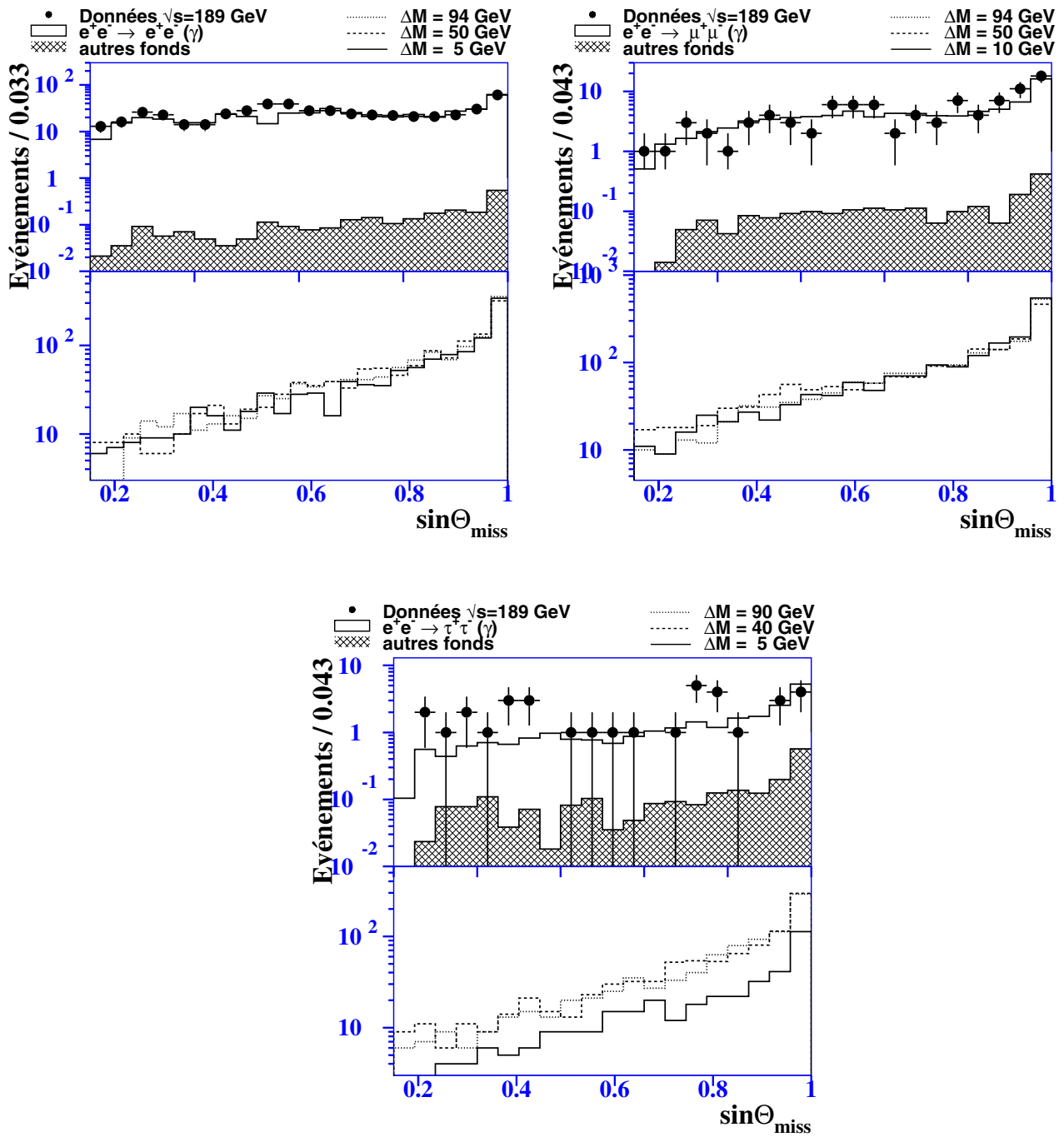


Figure IV.27: Distribution de l'impulsion manquante transverse pour les données à $\sqrt{s}=189$ GeV et les processus standards (en haut) et pour trois valeurs typiques de ΔM du signal recherché (en bas), dans les trois canaux leptoniques (resp. e , μ et τ).

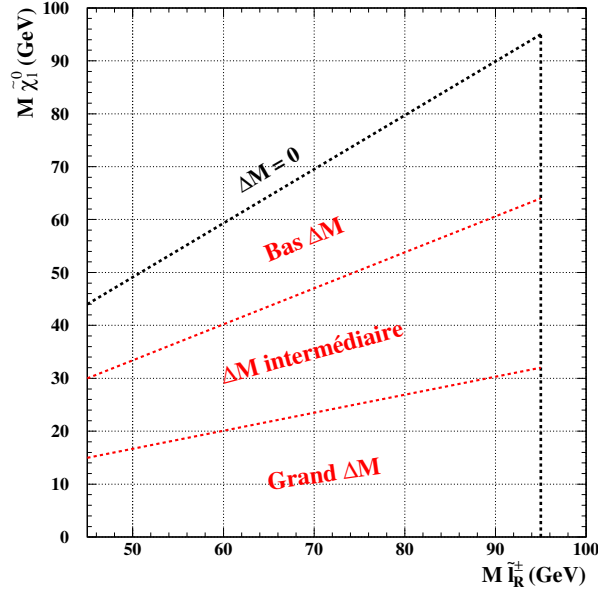


Figure IV.28: **Séparation approximative des différentes régions du plan $(M_{\tilde{\ell}_R}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$. Chaque des neuf régions correspond à une sélection différente.**

IV.5.8 Efficacité du déclenchement

Comme je l’ai déjà mentionné, la topologie recherchée ne présente pas de problème particulier lié au déclenchement. On s’attend à ce que la quasi-totalité des événements soient sélectionnés au moins par le déclenchement “Energie” (pour plus de détails voir la partie II.5.1). Le système de déclenchement possède une inefficacité qui est simulée dans le Monte Carlo. La Table IV.12 montre le pourcentage d’événements qui ont été retenus par le déclenchement “Energie” pour les données à $\sqrt{s}=189$ GeV et pour les simulations Monte Carlo du signal et des processus standards, après la présélection. On voit qu’il y a une bonne consistance entre données et simulations, sauf dans le canal $\tilde{\tau}_R\tilde{\tau}_R$ où la légère différence est dû aux processus d’interactions $\gamma\gamma$ qui ne sont pas simulés. Les événements de ces processus $\gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-)\ell^+\ell^- (\gamma)$ ne passent pas le déclenchement “Energie” pour la plupart, mais ils sont récupérés par le déclenchement “TEC”, ce qui explique que dans les données le pourcentage d’événements qui ont passé le déclenchement “Energie” soient plus faible que dans la simulation. Cependant l’effet n’est pas très important.

IV.5.9 Consistance des sélections optimisées

L’avantage de la procédure d’optimisation est que l’on peut vérifier l’évolution des résultats des sélections au fur et à mesure de la procédure qui mène de la présélection à la sélection définitive. Les Figures IV.29 et IV.30 montrent, pour le canal $\tilde{e}_R\tilde{e}_R$ et $\tilde{\mu}_R\tilde{\mu}_R$ et pour des masses de sleptons $M_{\tilde{e}_R}, M_{\tilde{\mu}_R}=94$ GeV, l’évolution du nombre de données (points) et du nombre d’événements Monte-Carlo (histogramme), ainsi que l’évolution de la fonction d’optimisation (courbe), en fonction de la sélection qui est représentée par pas successifs. Le pas numéro 1 correspond à la présélection et le pas numéro 50 représente les coupures optimisées. Les flèches symbolisent la sélection finale et correspondent au minimum de la fonction d’optimisation. On observe un bon accord entre données et simulation tout au long de l’optimisation. Pour le canal $\tilde{\tau}_R\tilde{\tau}_R$ le nombre d’événements au départ de l’optimisation est très faible, en particulier à bas ΔM . Aussi l’optimisation est-elle superflue, et elle n’améliore pratiquement pas la sélection.

$$M_{\tilde{e}} = 94 \text{ GeV}$$

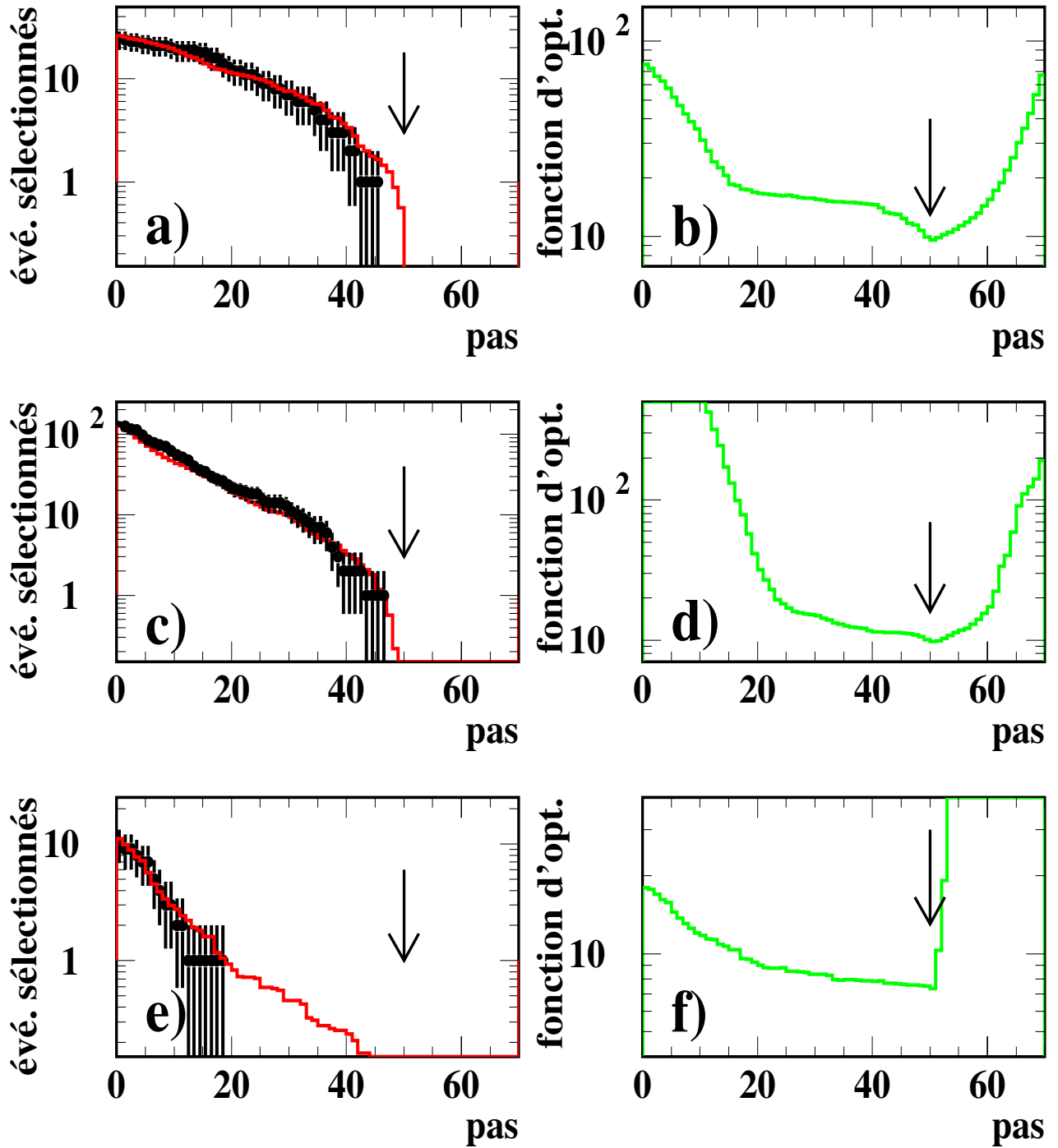


Figure IV.29: Nombre d'événements sélectionnés dans les données (points) et dans les simulations Monte Carlo des processus standards (histogramme) en fonction du pas d'optimisation, pour un sélectron de $M_{\tilde{e}_R} = 94 \text{ GeV}$, et pour les sélections à: a) grand ΔM , c) ΔM intermédiaire et e) bas ΔM . L'évolution de la fonction d'optimisation est représentée en: b) grand ΔM , d) ΔM intermédiaire et f) bas ΔM . Les flèches représentent la sélection optimale.

$$M_{\tilde{\mu}} = 94 \text{ GeV}$$

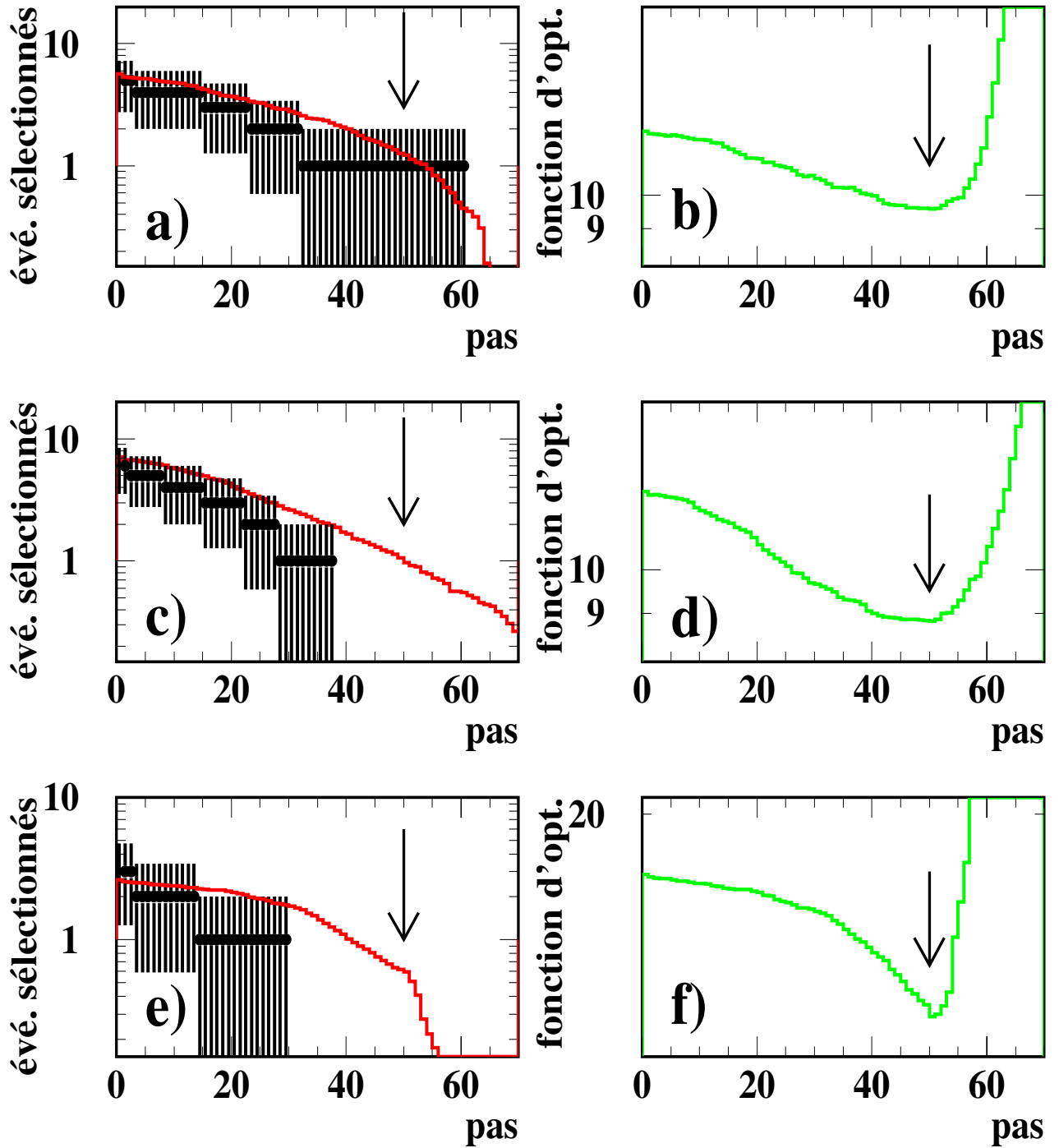


Figure IV.30: Nombre d'événements sélectionnés dans les données (points) et dans les simulations Monte Carlo des processus standards (histogramme) en fonction du pas d'optimisation, pour un sélectron de $M_{\tilde{\mu}_R}=94$ GeV, et pour les sélections à: a) grand ΔM , c) ΔM intermédiaire et e) bas ΔM . L'évolution de la fonction d'optimisation est représentée en: b) grand ΔM , d) ΔM intermédiaire et f) bas ΔM . Les flèches représentent la sélection optimale.

$\frac{\text{Événements "Energie"}}{\text{Nombre total}}$	canal $\tilde{e}_R\tilde{e}_R$	canal $\tilde{\mu}_R\tilde{\mu}_R$	canal $\tilde{\tau}_R\tilde{\tau}_R$
Données à $\sqrt{s} = 189$ GeV	100.0%	93.2% $\pm 2.6\%$	87.9% $\pm 5.4\%$
Monte-Carlo processus standards	100.0%	95.0% $\pm 0.3\%$	96.8% $\pm 0.4\%$
Monte-Carlo signal			
Bas ΔM	100.0%	99.2%	100.0%
ΔM intermédiaire	100.0%	99.8%	100.0%
Grand ΔM	100.0%	99.9%	99.9%

Tableau IV.12: **Pourcentage moyen d'événements qui ont passé le déclenchement "Energie" après la présélection dans les données à $\sqrt{s}=189$ GeV et les simulations Monte Carlo du signal et des processus standards.**

IV.5.10 Résultats

La sélection rejette pratiquement tous les événements de fond standard. En particulier dans le canal $\tilde{e}_R\tilde{e}_R$, le nombre d'événements de fond attendu est très faible. La Table IV.13 donne le nombre d'événements attendus, le nombre d'événements sélectionnés et l'efficacité moyenne $\langle \varepsilon \rangle$ sur le signal. On donne aussi les valeurs supérieures des sections efficaces moyennes $\langle \sigma_{sup} \rangle$ pour chaque région, en utilisant les événements Monte Carlo uniquement d'une part (section efficace attendue), et d'autre part à partir des données (section efficace observée). On observe un bon accord entre les données et la simulation Monte Carlo. Aucune déviation significative n'est observée. On notera que le candidat $\tilde{\tau}_R\tilde{\tau}_R$ à ΔM intermédiaire est aussi sélectionné à grand ΔM . Il en va de même pour la simulation des processus standards où la plupart des événements attendus sont communs aux sélections ΔM intermédiaire et grand ΔM , pour les trois types de leptons.

La Figure IV.31 montre deux vues de l'un des 3 candidats de la sélection "Grand ΔM " dans le canal $\tilde{\tau}_R\tilde{\tau}_R$. Les énergie des taus sont respectivement 56.7 GeV et 23.8 GeV, tandis que les photons ont des énergies de 21.6 GeV et 5.4 GeV. La masse invariante de la paire de taus est de 72.4 GeV et la masse de recul aux deux photons est de 160.4 GeV. Cet événement est vraisemblablement un événement $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma\gamma$ suivi de deux désintégrations hadroniques des taus qui produisent des neutrinos ν_τ qui ont emporté une grande énergie manquante. L'un des photons est a peut-être été émis par l'un des taus. En effet le lepton τ étant assez lourd, il a une plus grande probabilité d'émission de photon que l'électron et le muon.

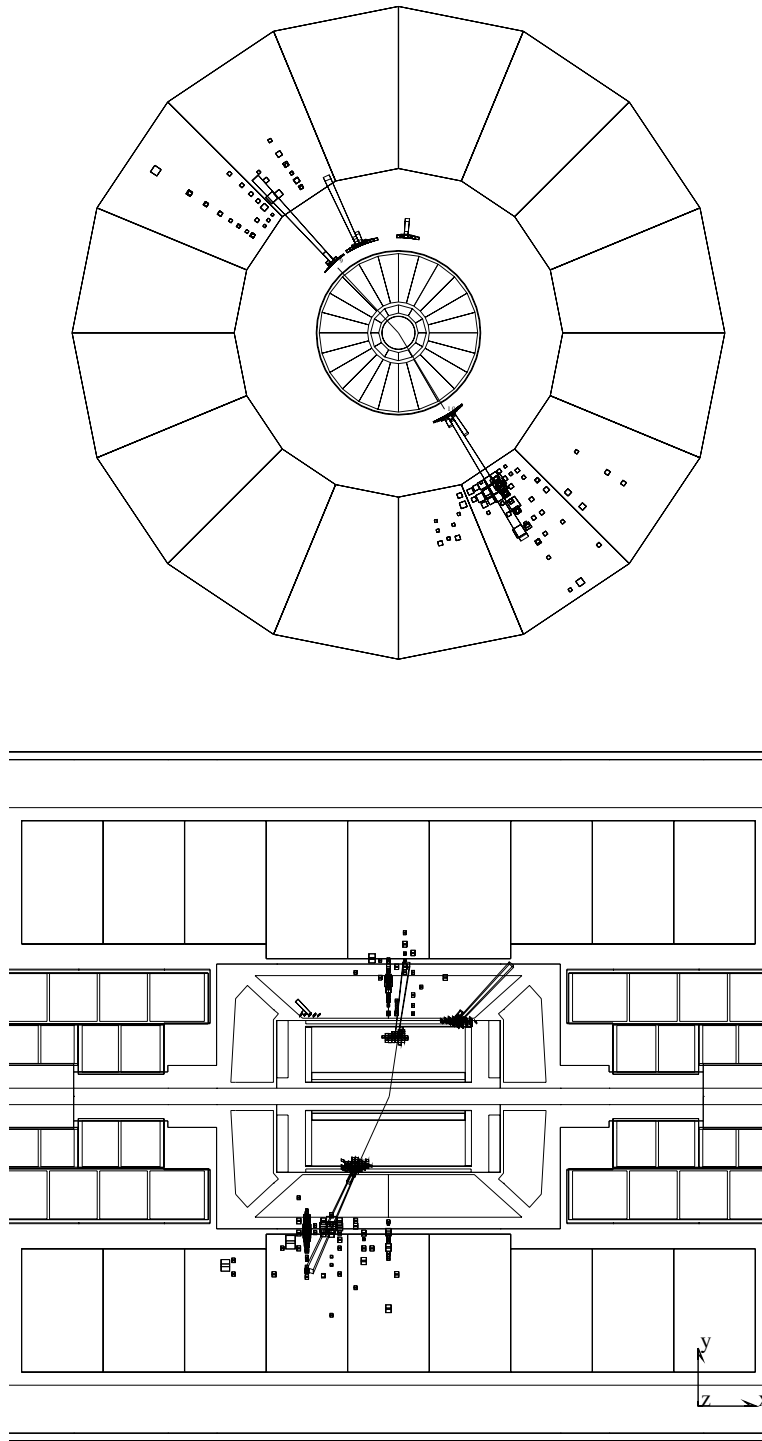


Figure IV.31: Deux vues d'un candidat de la sélection "Grand ΔM " dans le canal $\tilde{\tau}_R\tilde{\tau}_R$ sélectionné dans les données à $\sqrt{s}=189$ GeV.

$\tilde{e}_R \tilde{e}_R$	Bas ΔM	ΔM intermédiaire	Grand ΔM
$N_{Données}$ à 189 GeV	0	0	0
N_{fond} attendu	0.09	0.06	0.29
$\langle \varepsilon \rangle$ (%)	47.4	43.6	40.9
$\langle \sigma_{sup} \rangle$ Attendue (pb)	0.038	0.040	0.047
$\langle \sigma_{sup} \rangle$ Observée (pb)	0.036	0.039	0.042
$\tilde{\mu}_R \tilde{\mu}_R$	Bas ΔM	ΔM intermédiaire	Grand ΔM
$N_{Données}$ à 189 GeV	0	0	1
N_{fond} attendu	0.62	0.98	1.22
$\langle \varepsilon \rangle$ (%)	33.8	47.0	45.4
$\langle \sigma_{sup} \rangle$ Attendue (pb)	0.064	0.051	0.055
$\langle \sigma_{sup} \rangle$ Observée (pb)	0.051	0.037	0.051
$\tilde{\tau}_R \tilde{\tau}_R$	Bas ΔM	ΔM intermédiaire	Grand ΔM
$N_{Données}$ à 189 GeV	0	1	3
N_{fond} attendu	0.38	1.49	3.04
$\langle \varepsilon \rangle$ (%)	20.8	33.7	38.0
$\langle \sigma_{sup} \rangle$ Attendue (pb)	0.096	0.078	0.084
$\langle \sigma_{sup} \rangle$ Observée (pb)	0.083	0.067	0.081

Tableau IV.13: Résultats des neuf sélections après optimisation pour les données à $\sqrt{s}=189$ GeV et les simulations Monte Carlo du signal et des processus standards.

Chapitre V

Interprétation des résultats

Introduction

Ce chapitre est consacré à l'interprétation dans le cadre supersymétrique des résultats obtenus aux énergies au centre de masse de $\sqrt{s} = 183$ à 202 GeV et présentés dans le chapitre précédent. Comme ces résultats ont montré un bon accord entre les données observées et la prédiction du Modèle Standard, l'hypothèse d'un signal est exclue et on peut en déduire une limite inférieure sur les masses des particules supersymétriques recherchées, à savoir les sleptons $\tilde{\ell}_R^\pm$. Dans une première partie je vais présenter l'interprétation des résultats de l'analyse "électron + X + \cancel{E} " dans le cadre du m-SUGRA, le modèle minimal de Supergravité avec contraintes de grande unification, puis une autre partie sera consacrée à l'interprétation des résultats de l'analyse "deux leptons + deux photons + \cancel{E} " dans le cadre du GMSB, c'est-à-dire des modèles supersymétriques avec brisure dans le secteur de jauge. Avant cela je vais faire un bref résumé de la méthode utilisée pour obtenir une limite sur un signal.

V.1 Détermination d'une limite sur un signal recherché

La probabilité d'observer n_0 événements est régie par la statistique de Poisson dans la mesure où n_0 est petit. Si n_0 est grand c'est l'approximation gaussienne de la distribution de Poisson qui serait adéquate. Cependant les résultats du chapitre précédent portent sur des nombres assez petits pour pouvoir utiliser la loi de Poisson. On suppose qu'il existe deux contributions au nombre n_0 d'événements observés, à savoir une contribution du signal, où μ_s est le nombre d'événements de signal attendu, ainsi qu'une contribution du bruit de fond, où l'on appelle μ_b le nombre d'événements de fond attendu. Enfin, les nombres μ_s et μ_b sont connus avec une erreur suffisamment faible. Puisque le nombre d'événements observés est compatible avec le nombre attendu d'événements de fond, on peut ainsi mettre une limite supérieure N sur le nombre d'événements de signal avec un niveau de confiance p qui est défini comme suit [116] :

$$1 - p = \frac{e^{-(\mu_s + N)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_s + N)^n}{n!}}{e^{-\mu_s} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_s^n}{n!}}$$

Afin d'éviter tout biais, on retranche l'erreur statistique sur l'estimation du bruit de fond. On obtient ainsi une limite supérieure *conservative* N sur le nombre μ_s d'événements de signal qu'il est possible d'observer avec un niveau de confiance de $1 - p$. N correspond à la moyenne du nombre d'événements de signal observé si l'on effectue une infinité d'expériences identiques. On choisit en général un niveau de confiance de 95%.

Dans la pratique on met une limite supérieure σ_{lim} sur la section efficace de production du signal. Celle-ci est donnée en fonction de la limite sur le nombre d'événements de signal par :

$$\sigma_{lim} = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot \varepsilon}$$

où \mathcal{L} est la luminosité intégrée des données et ε est l'efficacité de la sélection sur le signal recherché. L'erreur statistique sur le signal attendu μ_s est toujours faible, entre 0.1 et 0.5% et on la néglige dans la détermination de la limite sur la section efficace.

Lorsque l'on désire combiner différentes analyses à plusieurs énergies au centre de masse, comme par exemple à $\sqrt{s} = 198$ GeV qui regroupe les quatre énergies au centre de masse 192, 196, 200 et 202 GeV, on suppose que la section efficace du processus de signal est indépendante de \sqrt{s} . Cela revient à déterminer la limite N sur le signal pour un nombre de données n_0 qui est la somme des données aux différentes énergies au centre de masse n_1, n_2, \dots et pour un nombre d'événements de fond attendu μ_b qui est la somme des bruits de fond aux différentes énergies $\mu_{b1}, \mu_{b2}, \dots$. La limite supérieure sur la section efficace est alors donnée par :

$$\sigma_{lim} = \frac{N}{\mathcal{L}_1 \cdot \varepsilon_1 + \mathcal{L}_2 \cdot \varepsilon_2 + \dots}$$

où $\mathcal{L}_1, \mathcal{L}_2, \dots$ sont les différentes luminosités intégrées et $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots$ les efficacités sur le signal pour chacune des énergies au centre de masse $\sqrt{s_1}, \sqrt{s_2}, \dots$. Dans mon cas les efficacités changent très peu en fonction de \sqrt{s} car les différentes énergies au centre de masse sont proches les unes des autres.

V.2 Interprétation des résultats dans le cadre du m-SUGRA

Cette partie concerne l'interprétation des résultats de l'analyse "électron + X + \cancel{E} " dans le cadre du MSSM avec brisure de la Supersymétrie via la Gravitation avec contraintes de Grande Unification, le m-SUGRA. Elle montre de quelle façon les résultats de cette analyse permettent de poser une limite inférieure absolue sur la masse du \tilde{e}_R .

V.2.1 Les deux contributions à l'état final "électron + X + \cancel{E} "

Les recherches d'événements de type "électron + X + \cancel{E} " n'ont pas montré d'excès significatif dans les données entre $\sqrt{s} = 183$ à 202 GeV. Ces résultats peuvent être interprétés en terme de limite inférieure sur la masse du sélectron \tilde{e}_R^\pm . Je rappelle que les recherches de paires de sélectrons $\tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_R^\mp$ qui sont effectuées depuis le début du LEP permettent d'exclure une majorité de points du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{e}_R})$ mais toutefois sans pouvoir aller en-deçà de $\Delta M = 3$ GeV (voir pour cela la partie IV.3 et la Figure IV.1 [107]). Ainsi la limite absolue (c'est-à-dire indépendante de ΔM et donc des paramètres de m-SUGRA) est de 45 GeV seulement. Elle a été obtenue durant la phase LEP 1 par la mesure de la largeur invisible du boson Z^0 . Le rôle de la nouvelle analyse "électron + X + \cancel{E} "

est de combler en partie cette zone de faibles valeurs de ΔM et donc de mettre une limite inférieure plus élevée sur $M_{\tilde{e}_R}$. On doit donc combiner les résultats des deux analyses pour obtenir la limite finale.

Dans un scénario de type m-SUGRA, deux contributions sont possibles. Elle proviennent des processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et $e^+e^- \rightarrow (e^\pm) \tilde{e}_R^\mp \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ qui donnent tous les deux le même état final, à savoir un électron de grande énergie bien identifié et de l'impulsion manquante due à la fuite des $\tilde{\chi}_1^0$ et soit à un électron de faible énergie, soit à la fuite d'un électron dans le tube à vide. Les diagrammes de Feynman de ces deux processus sont représentés sur la Figure V.1. On notera que dans le deuxième processus le sélectron peut indifféremment être \tilde{e}_R ou \tilde{e}_L du moment qu'aucune particule supersymétrique n'a une masse comprise entre $M_{\tilde{e}_R}$ et $M_{\tilde{e}_L}$ (on rappelle que $M_{\tilde{e}_L} > M_{\tilde{e}_R}$). Les deux scalaires contribuent en principe. Toutefois, par simplicité on gardera la notation avec \tilde{e}_R bien que rien ne permette de différencier les deux cas.

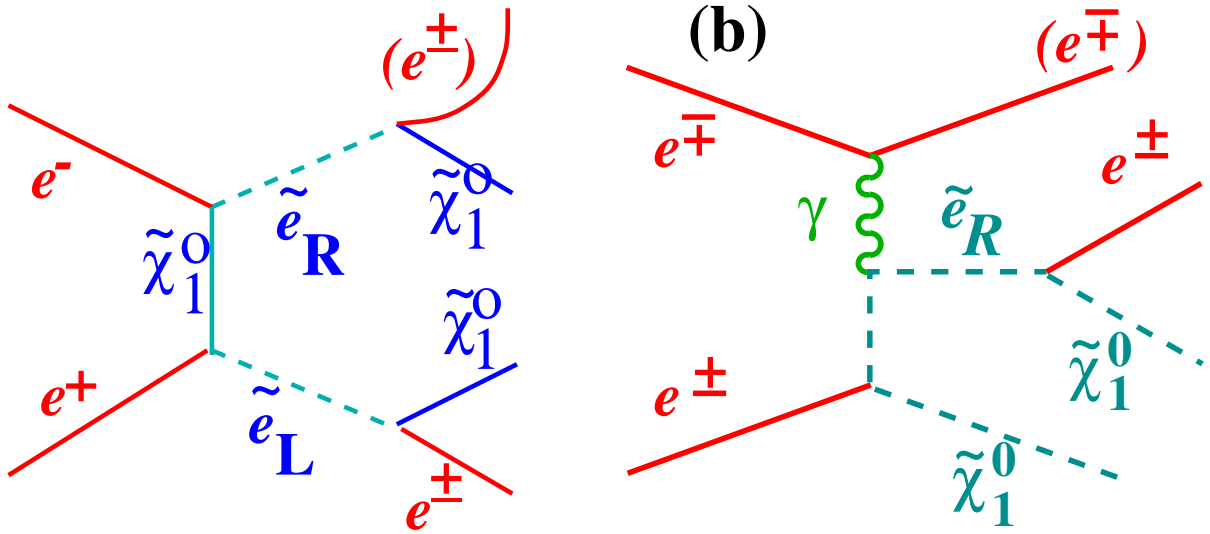


Figure V.1: **Diagrammes de Feynman des deux réactions supersymétriques pouvant contribuer à l'état final avec un électron unique éventuellement accompagné d'une trace. On a représenté en : a) le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et en b) le processus $e^+e^- \rightarrow (e^\pm) \tilde{e}_R^\mp \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$.**

Bien que l'analyse ait été optimisée pour la recherche de $\tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp$, ses résultats sont directement applicables au canal $(e^\pm) \tilde{e}_R^\mp \tilde{\chi}_1^0$ avec une bonne efficacité car on n'a pas imposé d'avoir une trace additionnelle dans les événements.

V.2.2 Intérêt de la réaction $e^+e^- \rightarrow (e^\pm) \tilde{e}_R^\mp \tilde{\chi}_1^0$

La recherche du processus $(e^\pm) \tilde{e}_R^\mp \tilde{\chi}_1^0$ a déjà été effectuée à L3 à $\sqrt{s}=189$ GeV [119]. La section efficace de cette réaction est suffisante pour permettre d'exclure certains points qui ne l'avaient pas été par la recherche de paires de \tilde{e}_R^\pm . On parvient ainsi étendre la zone d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{e}_R})$. Cela est vrai pour $\Delta M > 50$ GeV où la limite inférieure sur la masse du \tilde{e}_R^\pm a été poussée à 92 GeV à $\sqrt{s}=189$ GeV. On est en effet sensible à des masses de \tilde{e}_R qui peuvent dépasser la limite cinématique, si la masse du Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est faible cependant. La section efficace de ce processus est toutefois trop faible pour exclure une zone importante du plan.

V.2.3 Limite absolue sur la masse du \tilde{e}_R^\pm

Pour déduire une limite sur la masse de \tilde{e}_R^\pm des résultats de l'analyse "électron + X + \cancel{E} " on teste l'ensemble des points du M.S.S.M. dans les limites suivantes sur les paramètres libres :

- $0.7 \leq \tan \beta \leq 40$,
- $-2000 \leq \mu \leq 2000$ GeV,
- $0 < M_2 \leq 800$ GeV,
- $0 < m_0 \leq 200$ GeV.

Le problème principal provient des possibilités de cascade dans la désintégration du \tilde{e}_L voire du \tilde{e}_R , ce qui modifie la topologie. Cependant les événements restent observables. En effet, la masse du Chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ ou du Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ peut être plus faible que celle du \tilde{e}_L ou même du \tilde{e}_R . Dans ce cas le rapport de branchement du \tilde{e}_L^\pm ou du \tilde{e}_R^\pm en $e^\pm \tilde{\chi}_1^0$ n'est pas de 100% et peut même devenir très faible, au profit d'autres désintégrations comme $\tilde{e}_L^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \nu_e$ ou $\tilde{e}_L^\pm \rightarrow e^\pm \tilde{\chi}_2^0$. Le Chargino ou le Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ se désintègre le plus souvent respectivement en $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^{\pm*} \tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^* \tilde{\chi}_1^0$ et les deux bosons $W^{\pm*}$ ou Z^* se désintègrent le plus souvent en hadrons. L'état final de la désintégration de $\tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp$ n'est plus un électron de grande énergie, une trace éventuelle et de l'énergie manquante. On a en plus soit des jets hadroniques, soit des leptons (e , μ , τ). Ces cas se présentent lorsque la valeur de $|\mu|$ est basse. Au-delà la masse de $\tilde{\chi}_1^\pm$ ou $\tilde{\chi}_2^0$ dépasse celles des sélectrons. De plus la topologie est différente selon le signe de μ . On divise donc l'interprétation en deux parties : $\mu > 0$ et $\mu < 0$.

V.2.4 Cas $\mu > 0$

Dans ce cas le rapport de branchement de \tilde{e}_L en $e^\pm \tilde{\chi}_1^0$ est toujours assez important, au moins 20-30%, et on peut utiliser les résultats de l'analyse "électron + X + \cancel{E} ". Bien sûr la section efficace du processus $\tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ est réduite par le rapport d'embranchement ce qui limite l'efficacité. De plus l'efficacité de la sélection diminue de façon importante lorsque ΔM augmente. Aussi pour un ΔM inférieur à 3 GeV, on utilise la sélection "électron + X" seule, pour la région $3 < \Delta M < 4$ GeV on utilise le OU logique de la sélection "électron + X" et celle de recherche de paires de sélectrons \tilde{e}_R qui a été présentée au début du chapitre IV et que l'on notera 'paire d'électrons'. Enfin pour de valeurs de ΔM supérieures à 4 GeV ce sont les résultats de la sélection "paire d'électrons" seule qui sont utilisées. Ces valeurs de transition 3 et 4 GeV ne sont pas arbitraires, plusieurs autres valeurs ont été testées et ce sont celles qui donnent la meilleure sensibilité. On notera que seuls les résultats de l'analyse de "paire d'électrons" à $\sqrt{s}=189$ GeV ont été utilisées pour la combinaison.

Ensuite il nous faut combiner les résultats des différentes énergies au centre de masse. J'ai essayé plusieurs combinaisons, 207 GeV seul, 205+207 GeV, 202+205+207 GeV, etc. Il s'est avéré que c'est la combinaison 205+207 GeV qui donne la meilleure exclusion. Cela se comprend car pour obtenir la meilleure limite il faut une bonne luminosité donc combiner le maximum de résultats mais il ne faut pas trop descendre en \sqrt{s} car alors la section efficace pour un point donné diminue fortement et donc on augmente le fond attendu sans pour autant améliorer la sensibilité. Le meilleur compromis est donc de combiner les résultats de 205 et 207 GeV car ces deux énergies au centre de masse sont assez proches.

Pour tirer ensuite la limite on utilise la méthode décrite au début du chapitre, c'est-à-dire que l'on calcule en chaque point de l'espace des paramètres :

$$1 - p = \frac{e^{-(\mu_s + N)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_s + N)^n}{n!}}{e^{-\mu_s} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_s^n}{n!}}$$

et on impose que $1 - p > 95\%$ ce qui se traduit comme une limite supérieure sur N le nombre d'événements de signal et donc une limite supérieure σ_{lim} sur la section efficace du processus. On détermine alors à l'aide du générateur SUSYGEN la section efficace du processus pour le point de l'espace des paramètres considéré. Si la section efficace théorique σ_{th} ainsi obtenue est supérieure à σ_{lim} le point est exclu. Le point de l'espace des paramètres qui correspond à la masse de \tilde{e}_R la plus grande qui ne soit pas exclu par l'analyse constitue la limite inférieure sur $M_{\tilde{e}_R}$. Après avoir testé l'ensemble des paramètres de m-SUGRA que l'on a considéré, on en déduit la limite suivante :

$$M_{\tilde{e}_R} > 71.2 \text{ GeV}$$

qui est valable quelle que soit la valeur de m_0 , de $\tan \beta$ supérieure à 1 et de M_2 . Cette valeur a été obtenue pour les valeurs suivantes des paramètres de m-SUGRA :

- $m_0 = 0 \text{ GeV}$,
- $\tan \beta = 1$,
- $M_2 = 413.6 \text{ GeV}$,
- $\Delta M = 3.2 \text{ GeV}$.

La limite varie assez peu en fonction de ΔM car l'analyse est assez peu dépendante du second électron. Par contre elle change beaucoup en fonction de $\tan \beta$ ou m_0 . Les Figures V.2 et V.3 montrent respectivement l'évolution de la valeur minimale exclue de la masse du \tilde{e}_R en fonction de $\tan \beta$ et m_0 . La première montre la limite pour des valeurs de $\tan \beta$ inférieures à 1 à titre d'exemple, bien celles-ci ne soient pas favorisées du point de vue théorique aussi bien qu'expérimental. En effet les recherches de boson de Higgs dans le cadre du MSSM ont permis d'exclure en grande partie les basses valeurs de $\tan \beta$ (voir par exemple [122]). Enfin la Figure V.4 montre la zone d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{e}_R}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ à partir des recherches de $\tilde{e}_R \tilde{e}_R$ (zone grisée) et de $\tilde{e}_R \tilde{e}_L$ (zone hachurée) combinées, pour un choix particulier de paramètres, à savoir $\mu = -200 \text{ GeV}$ et $\tan \beta = \sqrt{2}$. La ligne discontinue montre la zone exclue attendue pour des énergies au centre de masse de $\sqrt{s} = 205\text{-}207 \text{ GeV}$.

V.2.5 Cas $\mu < 0$

Dans le cas où μ est négatif mais que $|\mu|$ est assez faible, disons de l'ordre de 50 à 100 GeV, les rapports de branchement de \tilde{e}_L en $e^\pm \tilde{\chi}_1^0$ deviennent très faibles voire négligeables devant la désintégration en $\tilde{\chi}_1^\pm \nu_e$ ou $e^\pm \tilde{\chi}_2^0$. Cependant cela ne constitue pas un problème, car l'état final est parfaitement visible et couvert par d'autres analyses, par exemple les recherches de paires de Charginos. C'est donc la *combinaison* des résultats des analyses menées à L3 qui permettra de couvrir cette zone de l'espace des paramètres. La limite obtenue à $\mu < 0$ dépasse celle obtenue à $\mu > 0$ donc c'est cette dernière qui constitue la limite absolue sur la masse du sélectron \tilde{e}_R .

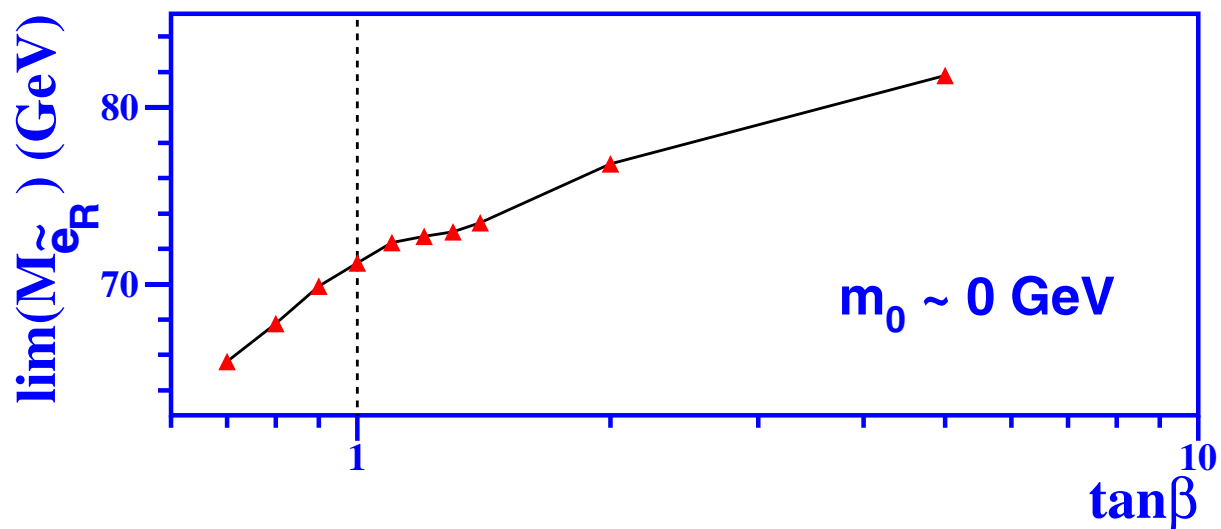


Figure V.2: Evolution de la limite inférieure sur la masse du \tilde{e}_R en fonction de $\tan\beta$ pour $m_0 \sim 0$ GeV.

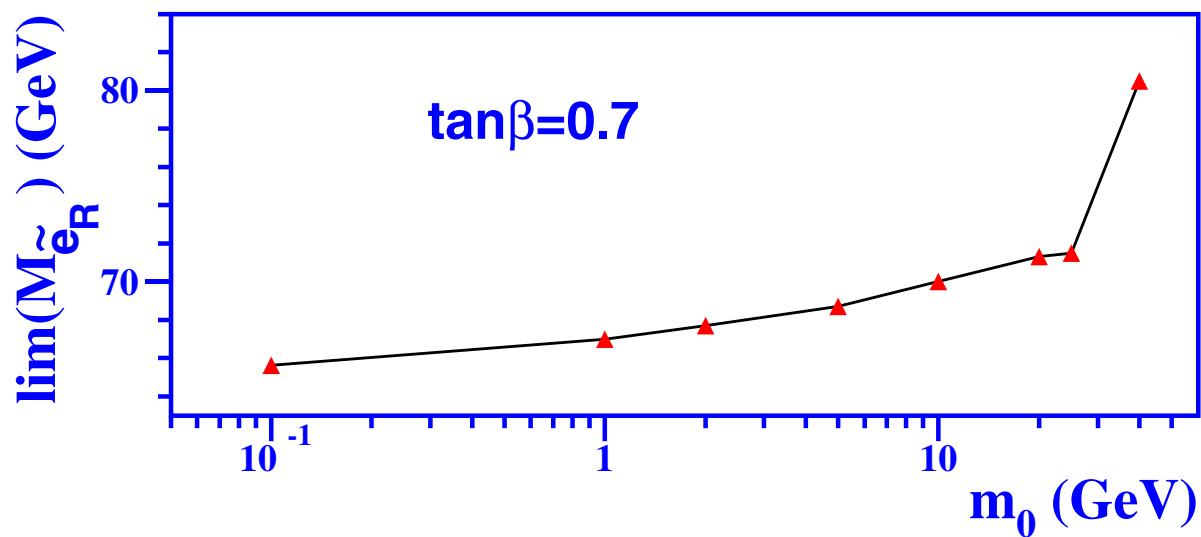


Figure V.3: Evolution de la limite inférieure sur la masse du \tilde{e}_R en fonction de m_0 pour $\tan\beta = 0.7$.

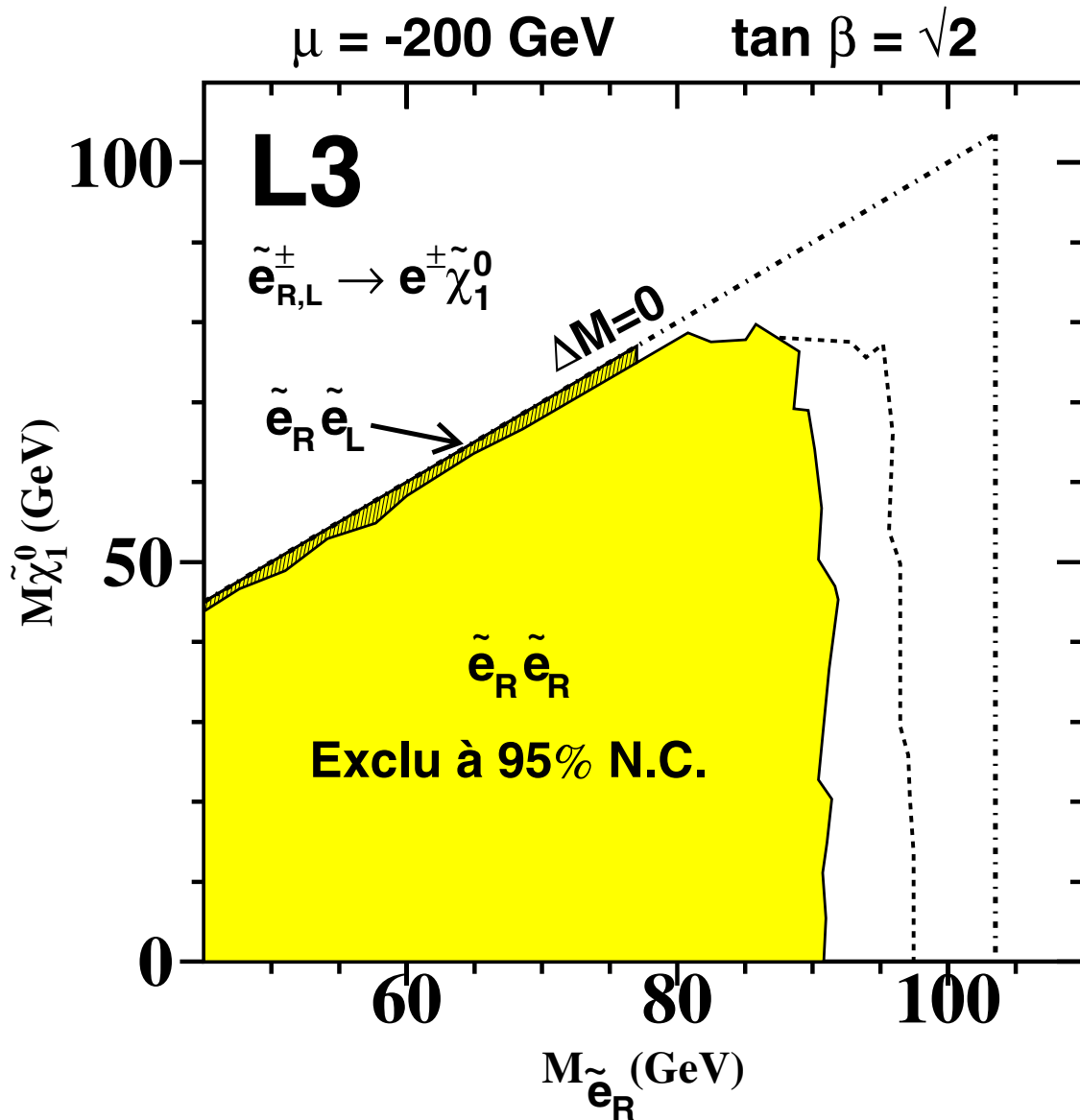


Figure V.4: Zone d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{e}_R}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ à partir de la combinaison des résultats des analyses "électron + X" à $\langle \sqrt{s} \rangle = 206 \text{ GeV}$ ($\tilde{e}_R \tilde{e}_L$) et "paires d'électrons" à 189 GeV ($\tilde{e}_R \tilde{e}_R$) pour un point particulier de l'espace des paramètres.

V.2.6 Conclusions

L'analyse des données de L3 à toutes les énergies au centre de masse comprises entre 183 GeV et 207 GeV n'ont montré aucun signe de nouvelle physique mais elles ont été utilisées pour exclure une zone importante du plan $(M_{\tilde{e}_R}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$, et l'apport de la recherche du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm)e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ a permis de mettre une limite inférieure sur la masse du \tilde{e}_R suivante :

$$\boxed{M_{se} > 71.2 \text{ GeV}}$$

Cette limite est valable quelque soit les paramètres du m-SUGRA m_0, M_2, μ et pour une valeur de $\tan \beta$ supérieure à 1. Elle est comparable à celle obtenue par ALEPH dans des conditions similaires [109].

V.3 Interprétation des résultats dans le cadre du GMSB

Cette partie concerne l'interprétation des résultats de l'analyse "2 leptons + 2 photons + \cancel{E} " dans le cadre du MSSM avec brisure de la Supersymétrie via les interactions de jauge, le GMSB. Des limites inférieures sur les masses des sleptons seront obtenues quelle que soit la valeur de ΔM .

V.3.1 Limite sur la section efficace de production de la réaction $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^\pm \tilde{\ell}_R^\mp$

Les résultats de l'analyse "2 leptons + 2 photons + \cancel{E} " présentés au chapitre précédent n'ont montré aucun excès dans les données, quelque soit le type de lepton envisagé. On peut en déduire une limite sur la section efficace de production du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^\pm \tilde{\ell}_R^\mp$ dans le cadre du GMSB. On fait toutefois l'hypothèse que les masses des particules supersymétriques autres que leptons scalaires ou $\tilde{\chi}_1^0$ sont trop élevées pour être produites au LEP, ceci afin d'éviter la possibilité de désintégrations en cascade des sleptons. Cela revient à supposer que le slepton se désintègre via $\tilde{\ell}_R^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^\pm$ suivi de $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma$ avec un rapport de branchement de 100%. Cette hypothèse n'est pas arbitraire. En effet, l'énergie au centre de masse du LEP montant graduellement d'année en année, il y a peu de chance que d'une année à l'autre de nombreuses particules supersymétriques deviennent accessibles. Enfin, dans le cas de la production de paires de sélectrons, il y a contribution de la voie t et de la voie s (voir la partie I.3.1), alors que pour la production de paires de smuons ou de staus seule la voie s contribue. Dans mon interprétation je me limiterai à la voie s , c'est-à-dire que je négligerai la contribution de la voie t dans la section efficace de production des paires de sélectrons $\tilde{e}_R \tilde{e}_R$. Cela permet d'être indépendant de la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ (et donc des paramètres libres du GMSB) qui intervient dans la voie t . Cela signifie que la section efficace considérée est minimale et donc les limites que j'ai obtenues sont conservatives.

Ainsi que je l'ai déjà mentionné, pour obtenir les limites sur les sections efficaces j'utilise un grand nombre de points du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$ pour déterminer l'évolution de l'efficacité en fonction de $M_{\tilde{\ell}_R}$ et de $M_{\tilde{\chi}_1^0}$. Cependant, comme j'ai utilisé trois analyses différentes en fonction de ΔM , il risque d'y avoir des problèmes à la continuité entre deux régions de ΔM . Afin de supprimer tout biais dû à cet "effet de bord", j'ai utilisé des points du plan en commun entre deux régions. La Figure V.5 montre l'évolution en fonction de ΔM de la limite supérieure sur la section efficace de production du signal, dans le cas de deux masses de $\tilde{\ell}_R$ et des trois types de leptons scalaires. L'évolution de cette limite est "douce" et il n'y a pas de discontinuité significative dans la courbe. On est donc bien sûr que la limite n'a pas été sous-estimée, et que les trois analyses sont optimisées pour toute

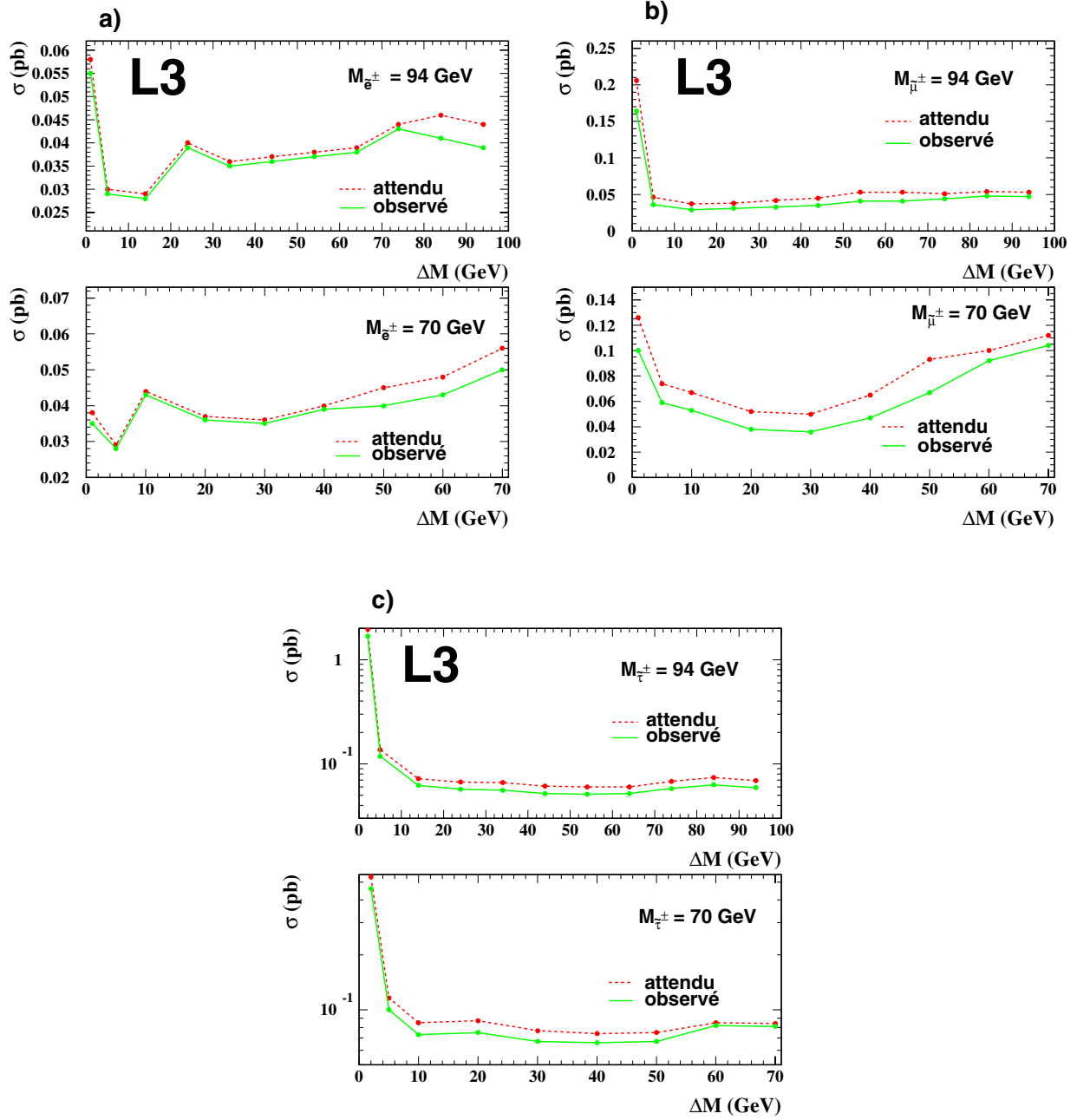


Figure V.5: Evolution de la limite supérieure sur la section efficace de production du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^-$ en fonction de ΔM pour deux masses typiques de $\tilde{\ell}_R^+$ et pour les trois types de sleptons : a) sélectron, b) smuon, c) stau. La ligne discontinue représente la limite attendue obtenue à partir des événements Monte Carlo de fond, et la courbe continue représente la limite observée, c'est-à-dire obtenue à partir des données.

une région et non pas un point particulier du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$. Les deux courbes représentent les limites attendues, c'est-à-dire à partir du Monte Carlo seul, et observée, c'est-à-dire à partir des données.

Les courbes sont presque plates, excepté pour des valeurs de ΔM inférieures à 10 GeV. Cela s'explique par la topologie recherchée. J'ai déjà mentionné que l'énergie des deux photons de l'état final ne dépendait pas de ΔM . Comme la sélection est basée sur l'identification de ces photons, elle varie assez peu en fonction de ΔM . Il suffit que les leptons soit identifiables. La sélection ne dépend que peu de l'énergie des leptons, sauf lorsqu'elle devient faible (typiquement pour un ΔM inférieur à 10 GeV) car alors l'efficacité d'identification des leptons baisse de façon importante. C'est pourquoi la limite remonte brusquement en dessous d'un ΔM de 10 GeV. On observe cependant un comportement différent pour les sélectrons. A bas ΔM la limite est meilleure, surtout pour des masses de $\tilde{\ell}_R$ assez loin de la limite cinématique. Cela tient à l'excellente identification des électrons de basse énergie du BGO et au fait que le bruit de fond est quasi nul à bas ΔM . Aucun point n'a été généré en-dessous de $\Delta M=1$ GeV (2 GeV pour les staus). Aussi, les points en-dessous de cette valeur ne sont pas exclus. Cela ne veut pas dire que l'analyse n'y est pas sensible, mais il faudrait une analyse spécifique à cette région, dans laquelle l'identification des leptons ne soit pas requise, par exemple une analyse "2 photons + des traces éventuelles + \cancel{E} ". Ce travail n'a pas été effectué jusqu'ici. On pourrait même utiliser les recherches de paires de photons acoplanaires dans L3 [110] pour exclure une partie de ces points car pour des valeurs très faibles de ΔM les traces peuvent ne pas être reconstruites dans la TEC du fait de leur très faible impulsion. Pour conclure, la remontée à bas ΔM est pessimiste et pourrait être améliorée.

Pour connaître la limite sur la section efficace pour des points qui n'ont pas été générés, on utilise un algorithme d'interpolation linéaire entre les points adjacents où l'on connaît la limite. On obtient ainsi une surface d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$ qui est représentée sur la Figure V.6, et dont la maillage est de 0.5 GeV \times 0.5 GeV, c'est-à-dire suffisant pour pouvoir négliger toute fluctuation locale.

La sensibilité est performante y compris à très petit ΔM , sauf dans le cas des paires de staus. Dans ce cas-là l'identification des taus issus de la désintégration devient presque impossible en-dessous d'une énergie (ou de manière équivalente d'un ΔM) de 3 GeV, car la désintégration du τ en hadrons est accompagnée de l'émission d'un neutrino ν_τ qui n'est pas détecté et emporte de l'énergie manquante. De plus la désintégration du stau n'est possible que si son énergie dépasse l'énergie de masse du tau, à savoir $M_\tau \sim 1.8$ GeV. Cependant la limite supérieure est plus petite que 0.1 pb pour la presque totalité du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$, ce qui témoigne d'une très grande sensibilité de L3 dans ce canal car 0.1 pb représente la plus petite section efficace mesurable à LEP ; c'est celle de processus comme la production de W unique avec désintégration dans le canal leptonique $e^+e^- \rightarrow (e^\pm)W^\mp\nu_e \rightarrow (e^\pm)\nu_e\ell^\mp\nu_\ell$ ou la production de paires de Z dans $e^+e^- \rightarrow ZZ$. C'est la présence des deux photons et l'absence de processus de fond standard qui permet une telle sensibilité.

V.3.2 Limites sur les masses des leptons scalaires

Pour traduire les limites sur les sections efficaces en limites sur les masses des leptons scalaires, il suffit de connaître pour chaque couple de masses $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$ la valeur de la section efficace théorique σ_{th} en ce point. Celle-ci est donnée par le générateur SUSYGEN. On compare σ_{th} à σ_{lim} , la limite supérieure sur la section efficace de production obtenue ici. Le point est exclu si σ_{th} est plus grande que σ_{lim} . La Figure V.7 montre les régions du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\ell}_R})$ exclues par l'analyse à $\sqrt{s}=189$ GeV.

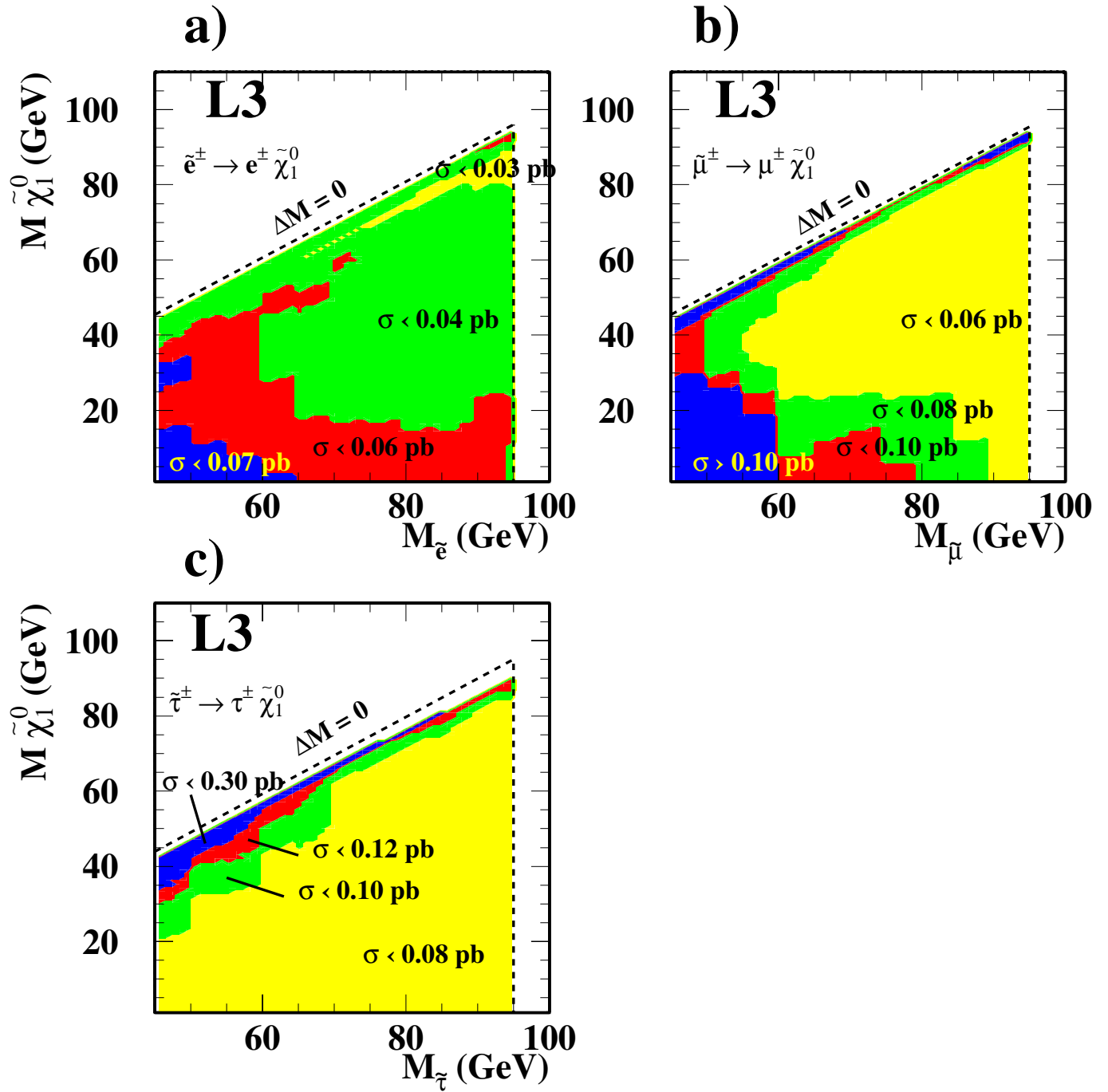


Figure V.6: Limites supérieures sur la section efficace de production de paires de sleptons dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{l}_R})$: a) sélectrons, b) smuons, c) staus, obtenues dans le cadre du GMSB à partir des données à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$.

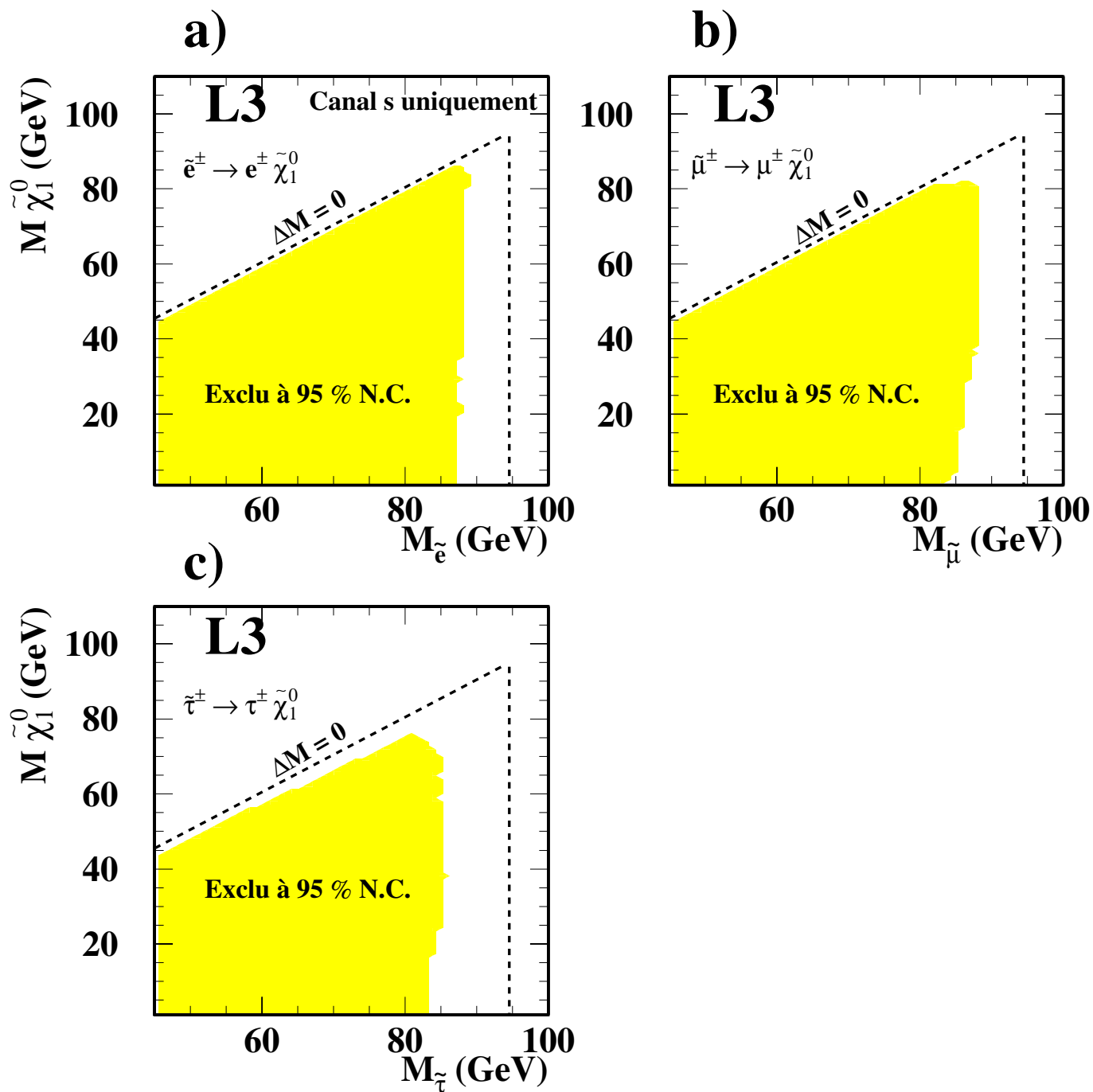


Figure V.7: Limites sur les masses des leptons scalaires $\tilde{\ell}_R^{\pm}$: a) sélectrons, b) smuons, c) staus, où seule la contribution du canal s a été prise en compte, obtenues à partir des données à $\sqrt{s}=189$ GeV en supposant un rapport de branchement de 100% de la désintégration $\tilde{\ell}_R^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^{\pm}$ suivie de $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G} \gamma$.

A part dans le cas des staus, la zone exclue s'étend jusqu'à $\Delta M = 1$ GeV, et jusqu'à des masses élevées de $\tilde{\ell}_R^\pm$. L'exclusion est meilleure pour les électrons et les muons car l'identification des taus est moins efficace et seules les désintégrations hadroniques des taus sont identifiées. On aurait pu augmenter légèrement l'efficacité en analysant les événements de type "une désintégration hadronique + un électron ou un muon + 2 photons + \cancel{E} ". Cependant le gain aurait été très faible à cause du faible rapport de branchement de la désintégration du tau en électron ou muon. A partir de la Figure V.7 on obtient les limites inférieures suivantes sur les sleptons :

$$\begin{aligned} \Delta M > 4 \text{ GeV} : M_{\tilde{e}_R} &\geq 87.5 \text{ GeV} \\ 1 \leq \Delta M \leq 4 \text{ GeV} : M_{\tilde{e}_R} &\geq 87.0 \text{ GeV} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta M > 9 \text{ GeV} : M_{\tilde{\mu}_R} &\geq 84.9 \text{ GeV} \\ 1 \leq \Delta M \leq 9 \text{ GeV} : M_{\tilde{\mu}_R} &\geq 82.4 \text{ GeV} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta M > 18 \text{ GeV} : M_{\tilde{\tau}_R} &\geq 83.4 \text{ GeV} \\ 2 \leq \Delta M \leq 18 \text{ GeV} : M_{\tilde{\tau}_R} &\geq 57.0 \text{ GeV} \end{aligned}$$

V.3.3 Conclusions

L'analyse des données de L3 à $\sqrt{s}=189$ GeV a permis de poser une limite inférieure sur les masses des leptons scalaires $\tilde{\ell}_R^\pm$ dans le cadre des modèles GMSB où la NLSP est supposée être le Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Ces recherches servent de complément aux recherches de paires de Neutralinos $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$ ou d'un Neutralino accompagné d'un Gravitino $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{G} \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma$ qui permettent de mettre une limite inférieure sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ [110]. Les limites sur les masses des sleptons qui ont été obtenues sont très comparables à celles qui découlent des recherches de paires de sleptons dans le cadre de m-SUGRA, avec en plus une zone d'exclusion plus étendue dans la région des très petites valeurs de $\Delta M=M_{\tilde{\ell}_R}-M_{\tilde{\chi}_1^0}$.

Conclusions et perspectives

Electron unique

L'étude des événements de type "électron unique" éventuellement accompagné d'une trace a été réalisée pour des énergies au centre-de-masse comprises entre $183 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$. L'accord entre les données et la simulation des processus standards est correcte pour toutes les énergies au centre-de-masse, et la combinaison des résultats a permis d'exclure la possibilité de signaux supersymétriques qui peuvent les deux réactions :

- $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^\pm \tilde{e}_L^\mp \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ ou
- $e^+e^- \rightarrow (e^\pm) \tilde{e}_R^\mp \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow (e^\pm) e^\mp \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$

L'interprétation des résultats dans le cadre de m-SUGRA a permis d'obtenir une limite inférieure indépendante des paramètres libres du modèle sur la masse du lepton scalaire le plus léger :

$$M_{\tilde{e}_R} \geq 71.2 \text{ GeV}$$

Cette limite est valable pour $\tan \beta > 1$.

Deux leptons + deux photons

Lorsque l'on se place dans le cadre de modèles supersymétriques où la brisure de la Supersymétrie se fait via les interactions de jauge (GMSB) la topologie des événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^\pm \tilde{\ell}_R^\mp$ où $\ell = e, \mu, \tau$ change par rapport au cadre souvent utilisé de m-SUGRA. Le Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ peut alors se désintégrer en un photon plus un Gravitino \tilde{G} qui échappe à la détection. L'état final de la réaction $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}_R^\pm \tilde{\ell}_R^\mp$ devient alors "deux leptons + deux photons + \tilde{G} ". La recherche de tels événements, qui est pratiquement libre de fond standard, n'a montré aucun excès dans les données à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. Des limites inférieures sur les masses des leptons scalaires ont été obtenues par l'interprétation des résultats dans le cadre du GMSB :

$$\begin{aligned} M_{\tilde{e}_R} &\geq 87.0 \text{ GeV}, \\ M_{\tilde{\mu}_R} &\geq 82.4 \text{ GeV}, \\ M_{\tilde{\tau}_R} &\geq 57.0 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

Ces limites sont valables pour toutes les valeurs de $\Delta M = M_{\tilde{\ell}_R} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ supérieures à 1 GeV (2 GeV pour les $\tilde{\tau}_R$).

Perspectives

Le LEP va s'arrêter à la fin de l'année 2000. Aucune particule supersymétrique n'ayant été découverte, des limites inférieures sur les masses de ces particules ont été obtenues, notamment dans le cas des jauginos et des leptons scalaires. Les recherches de leptons scalaires sont difficiles dans les collisionneurs hadroniques tels que le Tévatron ou le LHC mais pourront être effectuées dans les futurs collisionneurs linéaires en projet actuellement. Cependant d'autres recherches de Supersymétrie peuvent y être effectuées [120] en particulier les recherches de squarks et de gluinos. Si les hypothèses de Grande Unification se révèlent exactes, les masses des sfermions sont reliées entre elles et la découverte de squarks dans les collisionneurs hadroniques pourrait donner des indices sur les masses des sleptons. De plus les recherches dans les canaux avec des leptons ou des photons sont très efficaces dans les collisionneurs hadroniques (voir par exemple [121]) et l'expérience acquise dans ce domaine par les expérimentateurs du LEP sera utile dans les prochaines années.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 168 ;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264 ;
A. Salam, “Elementary particle theory”, éditions N. Svartholm, Stockholm (1968) 367.
- [2] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132 ; Phys. Lett. **13** (1964) 508 ; Phys. Lett. **13** (1966) 1156.
- [3] Collaboration CDF, F. Abe *et al.*, “Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV”, FERMILAB-PUB-94/116-E, hep-ex/9405005.
- [4] Collaboration CDF, F. Abe *et al.*, “Measurement of the Top Quark mass with the Collider Detector at Fermilab”, FERMILAB-PUB-98/319-E, hep-ex/9810029 ;
Collaboration DØ, S. Blusk *et al.*, “Measurement of the Top Quark Mass”, FERMILAB-Conf-98-151-E, hep-ex/9805035.
- [5] Collaboration UA1, C. Arnison *et al.*, “Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV”, Phys. Lett. **B122** (1983) 103-116 ;
Collaboration UA1, C. Arnison *et al.*, “Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider”, Phys. Lett. **B126** (1983) 398-410 ;
Collaboration UA2, P. Bagnaia *et al.*, “Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ collider”, Phys. Lett. **B129** (1983) 130-140.
- [6] Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, Groupe de Travail Electrofaible du LEP et Groupe des Saveurs Lourdes de SLD, D. Abbaneo *et al.*, “A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model”, Pré-publication Été 1999 CERN-EP-2000-016.
- [7] Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, Groupe de Travail du LEP sur les recherches de Boson de Higgs, “Searches for Higgs boson : preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209 GeV”, ICHEP2000, Osaka, Japon, 27 juillet-2 août 2000, Note ALEPH 2000-074 CONF 2000-051 ; Note DELPHI 2000-148 CONF 447 ; Note interne L3 N° **2600** ; Note technique OPAL TN661 (2000).
- [8] Y. K. Kim, présentation au Symposium Lepton-Photon, Hamburg, 28 juillet au 1^{er} août 1997.
- [9] Collaboration SLD, K. Abe *et al.*, “A high-precision measurement of the Left-Right Z boson cross-section asymmetry” SLAC-PUB-8401, hep-ex/0004026 (2000).
- [10] N. de Groot, “Electroweak results from SLD”, présenté aux *XXXIV^{èmes}* Rencontres de Moriond, Les Arcs, 13-20 mars 1999 ;
Collaboration SLD, K. Abe *et al.*, “Measurements of Z^0 electroweak couplings at SLD”. SLAC-PUB-8444, hep-ex/0005001 (2000).

- [11] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531-532 ;
M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652-657.
- [12] K. Huang, “Quarks, leptons & gauge fields”, World Scientific (1982) ;
M. Kaku, “Quantum field theory”, Oxford University Press (1993) ;
E. Leader, E. Predazzi, “An introduction to gauge theories and modern particle physics”, 2 volumes, Cambridge University Press (1996).
- [13] C.H. Llewlynn Smith et G. G. Ross, Phys. Lett. **B105** (1981) 38.
- [14] L. Susskind, Phys. Rev. **D50** (1979) 2619.
- [15] M. E. Peskin, Proc. 1981, Int. Symp. on Lepton & Photon Int. at high energies, Bonn (1981) ;
M. E. Peskin, “An effective Lagrangian for Supersymmetric QCD”, Workshop on Problems in Unification and Supergravity, SLAC PUB-3061 (1983) 127-134 ;
S. Weinberg, “Implication of dynamical symmetry breaking”, Phys. Rev. **13** (1976) 974 ; Phys. Rev. **19** (1979) 1277-1280.
- [16] H. P. Nilles, “Supersymmetry, Supergravity and particle physics”, Phys. Rep. **110** (1984) 1-162.
- [17] H. E. Haber et G. L. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75 ;
R. Barbieri, Nuovo Cimento **11 N° 4** (1988) 1.
- [18] Haag, Lopuszanski, Sohnius, Nucl. Phys. **B88** (1975) 257 ;
E. Witten, “Dynamical breaking of Supersymmetry”, Nucl. Phys. **B188** (1981) 513-554.
- [19] P. Fayet, Nucl. Phys. **B90** (1975) 104.
- [20] R. Arnowitt et P. Nath, “SUSY particules”, NUB-TH 3089-94 ; CERN-TH 7227-94.
- [21]
- [22] J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys **B70** (1974) 39 ;
L. O’Raifeartaigh, Nucl. Phys. **B96** (1975) 331 ;
P. Fayet et S. Ferrara, Phys. Rep. **C32** (1977) 249 ;
A. Salam et J. Strathdee, Fortschr. Phys. **26** (1978) 57.
- [23] P. Fayet, Phys. Lett. **B69** (1977) 489 ;
G. R. Farrar et P. Fayet, Phys. Lett. **B76** (1978) 575 ;
P. Fayet, “Supersymmetric theories of particles and interactions”, Phys. Rep. **105** (1984) 21-51.
- [24] S. Dimopoulos et H. Georgi, “Softly broken Supersymmetry and $SU(5)$ ”, Nucl. Phys. **B193** (1981) 150-162 ;
L. Girardello et M. T. Grisaru, “Soft breaking of Supersymmetry”, Nucl. Phys. **B194** (1982) 65-76.
- [25] P. Langacker et N. Polonsky, “Uncertainties in coupling constant unification”, Phys. Rev. **D47** (1993) 4028-4045.
- [26] G. Gelmini, “Beyond the Standard Model”, 8th Lake Louise Winter Institute, Lake Louise, Alberta, Canada, 21-27 Feb 1993, Edité par A. Astbury, B. A. Campbell, F. C. Khanna et J. L. Pinfold, World Scientific, Singapour (1994) 282-329.
- [27] L. J. Hall, V. A. Kostelecky et S. Raby, “New flavor violations in supergravity models”, Nucl. Phys. **B267** (1986) 415-432.

- [28] J. S. Hagelin, S. Kelley et T. Tanaka, “Supersymmetric flavor-changing neutral currents: exact amplitudes and phenomenological analysis”, Nucl. Phys. **B415** (1994) 293-331 ;
F. Gabbiani, E. Gabrielli, A. Masiero et L. Silvestrini, “A complete analysis of FCNC and CP constraints in general SUSY extensions of the Standard Model”, Nucl. Phys. **B477** (1996) 321.
- [29] S. Dimopoulos, G. F. Giudice et N. Tetradis, “Disoriented and plastic soft terms: a dynamical solution to the problem of supersymmetric flavor violations”, Nucl. Phys. **B454** (1995) 59-74.
- [30] Pour une revue détaillée des modèles GMSB, voir par exemple :
G. F. Giudice et R. Rattazzi, “Theories with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking”, Phys. Rep. **322** (1999) 419-99, hep-ph/9801271.
- [31] K.-I. Izawa, Y. Nomura, K. Tobe et T. Yanagida, “Direct-transmission models of dynamical Supersymmetry breaking”, Phys. Rev. **D56**, (1997) 2886.
- [32] M. Dine et A. E. Nelson, “Dynamical Supersymmetry breaking at low energies”, Phys. Rev. **D48**, (1993) 1277.
- [33] J. F. Gunion, “Searching for low-energy Supersymmetry”, International Workshop on Quantum Effects in the MSSM, Barcelone, Espagne, 9-13 Septembre 1997, Ed. Sol, World Scientific, Singapour (1998) 30-86, hep-ph/9801417.
- [34] Collaboration ALEPH, G. Ganis, “Search for sfermions, charginos and neutralinos and the LSP mass limit in the MSSM with and without Higgs search constraints”, ICHEP2000, Osaka, Japon, 27 juillet-2 août 2000, Note ALEPH 2000-065 CONF 2000-043 ;
Collaboration DELPHI, “Search for charginos and neutralinos with DELPHI at center of mass energies =192-196-200-202 GeV”, ICHEP2000, Osaka, Japon, 27 juillet-2 août 2000, Note DELPHI 2000-072 CONF 371 ;
Collaboration L3, “Search for Charginos and Neutralinos in e+e- collisions at \sqrt{s} =192-202 GeV”, ICHEP2000, Osaka, Japon, 27 juillet-2 août 2000, Note interne L3 N° **2583** (2000) ;
Collaboration OPAL, “Search for chargino and neutralino production at \sqrt{s} =192-202 GeV at LEP”, ICHEP2000, Osaka, Japon, 27 juillet-2 août 2000, Note OPAL PN418.
- [35] S. Ambrosanio *et al.*, “Search for supersymmetry with a light gravitino at the Fermilab Tevatron and CERN LEP collider”, Phys. Rev **D54** (1996) 5395-5411.
- [36] L. Camilleri *et al.*, “Physics with very high energy e^+e^- colliding beams”, Preprint CERN 76-18 (1976) ;
J. B. Adams *et al.*, “Design study of a 22 to 130 GeV e^+e^- colliding beam machine (LEP)”, Preprint CERN/ISR-LEP/79-33 (1979).
- [37] Collaboration ALEPH, D. Décamp *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A294** (1990) 121-178.
- [38] Collaboration DELPHI, P. Aarnio *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A303** (1991) 233-276.
- [39] Collaboration L3, B. Adeva *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A289** (1990) 35-102.
- [40] Collaboration OPAL, K. Ahmet *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A305** (1991) 275-319.
- [41] LEP Design Report Vol. 1, “The LEP injector chain”, CERN-LEP/TH 83-29 (1983) ;
LEP Design Report Vol. 2, “The LEP main ring”, CERN-LEP/TH 84-01 (1984) ;
S. Meyers, “The LEP collider, from design to approval and commissioning”, CERN-91-08 (1991).

- [42] J. A. Bakken *et al.*, Nucl. Inst. Meth., **A254** (1987) 535-541 ;
J. A. Bakken *et al.*, Nucl. Inst. Meth., **A275** (1989) 81-88 ;
J. A. Bakken *et al.*, Nucl. Inst. Meth., **A343** (1994) 456-462.
- [43] J. A. Bakken *et al.*, “Study of the energy calibration of a high resolution electromagnetic calorimeter”, Nucl. Inst. Meth., **A280** (1989) 25-35.
- [44] C. G. Tully, “BGO Noise Decorrelation Algorithm”, Note interne L3 N° **1928** (1997).
- [45] S. Rosier, “Light Uniformity Corrections for Calibration constants determination”, Note interne L3 N° **1711** (1995).
- [46] C. Souyri, “Calibration du calorimètre électromagnétique de L3. Etude du canal $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ ”, Thèse de Doctorat n° LAPP-T-90/03 soutenue au Laboratoire d’Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (1990).
- [47] Jörg Wenniger, “Mesure des paramètres électro-faibles du Z^0 avec la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ ”, Thèse de Doctorat n° 2544, Université de Genève (1992).
- [48] D. Duchesneau, “How to calibrate the L3 BGO without Bhabha events”, Note interne L3 N° **1841** (1995).
- [49] Gilbert Morand, “Développement et utilisation du système de moniteur au Xénon du calorimètre électromagnétique de l’expérience L3”, Thèse de Doctorat n° 2464, Université de Genève (1991).
- [50] A. Bay *et al.*, Nucl. Inst. Meth., **A321** (1991) 119-128.
- [51] C. Paus-Cecchi, “Cross section measurement of $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at $\sqrt{s} = 161, 172$ and 183 GeV and W mass determination with L3 at LEP”, Thèse de Doctorat n° 3006, Université de Genève (1998).
- [52] D. Duchesneau, “Etude du rayonnement électromagnétique des quarks primaires produits dans les désintégrations hadroniques du Z avec le détecteur L3 au LEP”, Thèse de Doctorat n° 2644, Université de Genève (1993), Note interne L3 N° **1723** (1995).
- [53] D. Goujon, “Etude de la réaction Bhabha à petit angle dans les bouchons du calorimètre électromagnétique au BGO de l’expérience L3 au LEP”, Thèse de Doctorat n° 2737, Université de Genève (1995).
- [54] Y. Karyotakis, M. Wadhwa, “Results of the energy calibration on the low energy electromagnetic bumps”, Note interne L3 N° **1727** (1995).
- [55] Maneesh Wadhwa, “Etude de la production de J/Ψ et de χ_c dans les désintégrations du Z^0 avec le détecteur L3 à LEP”, Thèse de Doctorat n° LAPP-T-93/04 soutenue au Laboratoire d’Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (1993).
- [56] Collaboration L3, B. Adeva *et al.*, “Measurement of the Inclusive Production of Neutral Pions and Charged Particles on the Z^0 Resonance”, Phys. Lett. **B259** (1991) 199.
- [57] Collaboration L3, M. Acciarri *et al.*, “Search for Exclusive B Decays to J and η or π^0 with the L3 Detector”, Phys. Lett. **B391** (1997) 481-490.
- [58] C. G. Tully, “Baryon production in Z decay”, Thèse de Doctorat, Université de Princeton (1997), Note interne L3 N° **2210** (1998).

- [59] I. Dorne, L. Ludovici, M. Rescigno, “Analysis Procedure in $b \rightarrow s\gamma$ search” Note interne L3 N° **1910** (1996) ;
I. Dorne, “Détermination d’une limite sur le rapport de branchement du processus rare $b \rightarrow s\gamma$ avec le détecteur L3 au LEP”, Thèse de Doctorat n° LAPP-T-96/03 soutenue au Laboratoire d’Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (1996).
- [60] C. Cecchi *et al.*, “BGO calibration at LEP II”, Note interne L3 N° **1892** (1995).
- [61] M. Chemarin, M. El Kacimi, CERN-L3 88-621 (1988).
- [62] R. Y. Zhu, “Precision calibration of electromagnetic calorimeters with a radio-frequency quadrupole accelerator”, Nucl. Instr. Meth., **A306** (1991) 145-149 ;
M. Vivargent, “RFQ Project Status”, Note interne L3 N° **1346** (1993) ;
G. Gratta, “The First BGO calibration with the RFQ”, Note interne L3 N° **1557** (1993) ;
R. Y. Zhu *et al.*, Phys. Lett. (Proc. Suppl.) **B44** (1995) 109.
- [63] H. Ma *et al.*, Nucl. Inst. Meth., **A274** (1989) 113-128.
- [64] M. Gataullin *et al.*, Présentation à CALOR99, Lisbonne, Portugal, 13-19 Juin 1999.
- [65] J. A. Bakken *et al.*, “Calibration of the L3 electromagnetic calorimeter in electron beam”, Note interne L3 N° **1712** (1995).
- [66] A. Boucham, “Recherche de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP et réalisation d’un calorimètre plomb/fibres scintillantes pour améliorer son herméticité électromagnétique”, Thèse de Doctorat n° LAPP-T-96/02 soutenue au Laboratoire d’Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (1996).
- [67] G. Basti *et al.*, “The L3 Lead-scintillating Fiber Calorimeter”, Nucl. Instr. Meth. **A374** (1996) 293-298.
- [68] M. Livan *et al.*, “Scintillating-fibre calorimetry”, Nucl. Phys. **B44** Proc. Suppl. (1995) 122-131.
- [69] H. Baer *et al.*, Phys. Rev. **D49** (1994) 3283.
- [70] La simulation du détecteur L3 est basée sur la version 3.15 de GEANT.
Voir R. Brun *et al.*, “GEANT 3”, CERN DD/EE/84-1 (Révisé), Septembre 1987.
Le programme GHEISHA (H. Fesefeldt, RWTH Aachen Report PITHA 85/02 (1985)) est utilisé pour la simulation des interactions nucléaires.
- [71] M. Campanelli, “Test-beam results and Monte-Carlo simulation for the EGAP”, Note interne L3 N° **1645** (1994) ;
G. Basti *et al.*, “Completion of the L3 electromagnetic calorimeter with a lead-scintillating fibers spaghetti calorimeter”, Nucl. Phys. **B44** Proc. Suppl. (1995) 132-137.
- [72] X. Chéreau, “Recherche de charginos et de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP”, Thèse de Doctorat n° LAPP-T-98/01 soutenue au Laboratoire d’Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (1998).
- [73] B. Beissel *et al.*, Nucl. Inst. Meth., **A332** (1993) 33-55.
- [74] O. Adriani *et al.*, Nucl. Inst. Meth., **A348** (1994) 431-435 ;
M. Acciari *et al.*, “The L3 Silicon Microvertex Detector”, Preprint CERN-PPE/94-122 (1994).
- [75] U. Becker, “Fast Z-Chamber Test”, Note interne L3 N° **594** (1987) ;
S. Kirsch, “A Way to use the Z-Chamber Data of 1990 for Simple Event Topologies”, Note interne L3 N° **1100** (1991).

- [76] G. Alkhazov *et al.*, PNPI, “Forward Tracking Chamber (FTC) in L3 Detector” Part. 1 General Description PNPI St Petersburg Oct. 1995 ;
D. Prokoviev, V. Schegelsky, N. Zaitsev, A. Zalite, “FTC alignment and calibration for year 1996”, Note interne L3 N° **1987** (1996).
- [77] Collaboration L3, I. C. Brock *et al.*, “Luminosity measurement in the L3 detector at LEP”, Nucl. Instr. Meth. **A381** (1996) 236-266.
- [78] B. Bertucci, M. Chemarin, Note interne L3 N° **1504** (1993) ;
M. Chemarin, P. Depasse, J. Fay, M. Felcini, L. Fredj, B. Ille, F. Nessi-Tedaldi, G. F. Susinno, “Test beam results for an upgraded forward tagger of the L3 experiment at LEP II”, Nucl. Instr. Meth. **A349** (1994) 345-355.
- [79] O. Adriani *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A302** (1991) 53-62 ;
O. Adriani *et al.*, Phys. Rep. **236** (1993) 1.
- [80] Collaboration L3, S. Lanzano *et al.*, “Test results of the L3 Precision Muon Detector”, Nucl. Instr. Meth. **A289** (1990) 335-341.
- [81] L3 Forward-Backward Muon Group, “The Forward-Backward Muon Detector of L3”, Note interne L3 N° **1984** (1996).
- [82] R. Bizzarri *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A317** (1992) 463-473.
- [83] P. Béné *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A306** (1991) 150-158.
- [84] U. Uwer, “The L3 scintillation counter system”, Note interne L3 N° **1400** (1993).
- [85] M. Fukushima, “L3 level 1 muon trigger”, Note interne L3 N° **515** (1987) ;
T. S. Dai, M. Fukushima, “L3 level 1 muon trigger schematics”, Note interne L3 N° **668** (1989).
- [86] Y. Bertsch *et al.*, “The second level trigger of L3 experiment. 1. : The implementation”, Nucl. Instr.. Meth. **A340** (1994) 309-321 ;
S. P. Beingessner *et al.*, “The second level trigger of L3 experiment. 2. : The event selection”, Nucl. Instr.. Meth. **A340** (1994) 322-327.
- [87] C. Dionisi, S. Falciano, A. Fucci, “The third level trigger system of the L3 experiment at LEP”, CERN-PPE/93-114.
- [88] S. Banerjee et F. Bruyant, “The L3 EVENT data structure”, Note interne L3 N° **748** (1990) ;
J. Swain et L. Taylor, “L3 computing guide”, Preprint NUB-3065, North-Eastern University, Boston (1993).
- [89] Programme Monte-Carlo JETSET 7.4 :
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347 ;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367.
- [90] Programme Monte-Carlo BHWIDE 1.01 :
S. Jadach *et al.*, Phys. Lett. **B390** (1997) 298.
- [91] Programme Monte-Carlo KORALZ 4.02 :
S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.
- [92] Programme Monte-Carlo DIAG36 :
F. A. Berends, P. H. Daverfelt and R. Kleiss, Nucl. Phys. **D52** (1995)

- [93] Programme Monte-Carlo EXCALIBUR 1.11 :
 F.A. Berends, R. Kleiss et R. Pittau, Nucl. Phys. **B424** (1994) 308 ;
 Nucl. Phys. **B426** (1994) 344 ; Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B37** (1994) 163 ;
 Phys. Lett. **B335** (1994) 490 ; Comp. Phys. Comm. **83** (1994) 141 ;
 Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.
- [94] Programme Monte-Carlo GRC4F 2.0 :
 J. Fujimoto *et al.*, Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128.
- [95] Programme Monte-Carlo KORALW 1.33 :
 M. Skrzypek *et al.*, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 216 et Phys. Lett. **B372** (1996) 289.
- [96] Programme Monte-Carlo PYTHIA 5.7 :
 Les gerbes de partons QCD et les processus de fragmentation sont obtenus à partir de JETSET
 7.4 [89] ;
 T. Sjöstrand, CERN-TH-7112/93 (1993), révisé en août 1995 ;
 T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [97] Programme Monte-Carlo TEEGG 7.1 :
 D. Karlen, Nucl. Phys. **B289** (1987) 23.
- [98] Programme Monte-Carlo GGG :
 F. A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B186** (1981) 22.
- [99] D. R. Yennie, S. Frautschi et H. Suura, Ann. Phys. (NY) **13** (1961) 379.
- [100] Programme TOPAZ0 4.4 :
 G. Montagna *et al.*, Comp. Phys. Comm. **76** (1993) 328 ;
 G. Montagna *et al.*, "TOPAZ0 4.0 : a new version of a computer program for evaluation of
 deconvoluted and realistic observables at LEP-1 and LEP-2", Comp. Phys. Comm. **117** (1999)
 278-289.
- [101] Programme Monte-Carlo SUSYGEN 2.2 :
 R.Katsanevas et P.Morawitz, IFAE-UAB/97-01, LYCEN 9744.
- [102] Programme Monte-Carlo SUSY23 2.0 :
 J. Fujimoto, K. Hikasa, T. Ishikawa, M. Jimbo, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, T. Kon,
 M. Kuroda, Y. Kurihara, T. Munehisa, D. Perret-Gallix, Y. Shimizu, H. Tanaka,
SUSY23 v2.0: An event generator for supersymmetric processes at e^+e^- colliders, Comp.
 Phys. Comm. **111** (1998) 185-216.
- [103] S. Rosier, "Simulation du système de déclenchement de l'expérience L3. Acceptance des
 critères de déclenchement en ligne. Critères de détection de leptons lourds neutres sur LEP
 200.", Thèse de Doctorat soutenue au Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules
 (1987).
- [104] S. Jézéquel *et al.*, "Results of the χ^2_{BGO} method for the selection of the electromagnetic
 bumps", Note interne L3 N° **1272** (1992).
- [105] D. Buskulic *et al.*, "Four-jet final states production in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies
 of 130 and 136 GeV", Zeitschrift für Physik **C71** 179 (1996).
- [106] J. F. Grivaz, F. Le Diberder, prépublication **LAL-92-37** (1992).
- [107] Collaboration L3, M. Acciarri *et al.*, "Search for scalar leptons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=189$
 GeV", Physics letters **B471** (1999) 280-292.

- [108] Collaboration L3, M. Acciarri *et al.*, “Search for charginos with a small mass difference to the Lightest Supersymmetric Particle at $\sqrt{s}=189$ GeV”, accepté par Phys. Lett. **B**; CERN-EP/2000-018; 24 Janvier 2000; Preprint L3 **201**; G. Grenier, “Recherche de particules supersymétriques à l’aide de photons avec le détecteur L3 à LEP200”, Thèse de Doctorat n° LYCEN-T 2000-43, Université Claude Bernard de Lyon (2000).
- [109] Collaboration ALEPH, “Lower mass limit for the MSSM - selectron obtained with the ALEPH detector”, ICHEP2000, Osaka, Japon, 27 juillet-2 août 2000, Note ALEPH 2000-061 CONF 2000-040.
- [110] Collaboration L3, M. Acciarri *et al.*, “Single and Multi-Photon Events with Missing Energy in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=189$ GeV”, Phys. Lett. **B470** (1999) 268-280.
- [111] Collaboration L3, M. Acciarri *et al.*, “Search for Scalar Leptons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=192-202$ GeV”, Note interne L3 N° **2586** (2000).
- [112] Collaboration L3, M. Acciarri *et al.*, “Production of single-W bosons at $\sqrt{s}=189$ GeV and measurement of $WW\gamma$ gauge couplings”, accepté par Phys. Lett. **B**; CERN-EP/2000-066; 19 Mai 2000; Preprint L3 **212**.
- [113] Collaboration L3, M. Acciarri *et al.*, “Single and multi-photon events with missing energy in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=192-202$ GeV”, ICHEP2000, Osaka, Japon, 27 juillet-2 août; Note interne L3 N° **2584** (2000).
- [114] A. Balandras, “Search for sleptons in GMSB Models”, Meeting Général L3, 7-11 Juin 1999; Note interne L3 N° **2422am** (1999);
A. Balandras, Collaboration L3, “Search for Scalar Leptons in GMSB Models in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=189$ GeV”, International Europhysics Conference High Energy Physics 99, Tampere, Finlande, 15-21 juillet 1999; Note interne L3 N° **2433** (1999).
- [115] Programme MINUIT :
F. James, M. Roos, “MINUIT - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and corrections”, Comput. Phys. Commun. **10** (1975) 343-367;
E. S. Lessner, “Weighted fit of parametric functions to distributions: the new interface of HBOOK with MINUIT”, Comp. Phys. Commun. **57** (1989) 385-389;
le manuel de MINUIT est disponible à l’adresse suivante :
<http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/minuit/>.
- [116] Particle Data Group, L. Montanet *et al.*, “Review of Particle Physics”, Phys. Rev. **D54** (1996) 166.
- [117] G. Forconi, “Fast L3 simulation for new particle searches”, Note interne L3 N° **2434** (1999).
- [118] Programme Monte-Carlo PHOJET 1.10 :
R. Engel, Z. Phys. **C66** (1995) 203;
R. Engel et J. Ranft, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244.
- [119] F. Anselmo et I. Laktineh, “Search for the single production of scalar electrons in e^+e^- interactions at $\sqrt{s}=189$ GeV”, Note interne L3 N° **2439** (1999).
- [120] R. M. Godbole, “Predictions for Higgs and SUSY Higgs properties and their signatures at the Hadron Colliders”, Présentation à 13th Topical Conference on Hadron Collider Physics, Mumbai, Inde, 14-20 Janvier 1999; hep-ph/9904381;
H. Baer, P. G. Mercadante, X. Tata, Y. Wang, “The Reach of the CERN Large Hadron Collider

for Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking Models”, hep-ph/0004001 (2000) ;
B. Dutta, “Signatures of Gauge Mediated Supersymmetry Breaking Models at the Tevatron”
Présentation à 7th Advanced Accelerator Concepts Conference, Granlibakken, Lake Tahoe,
Etats-Unis, 13-19 Oct 1996, hep-ph/9807571.

- [121] H. Baer, F. E. Paige, X. Tata, “Signals for minimal supergravity at the CERN Large Hadron Collider; 2, multilepton channels”, hep-ph/9512383 (1995).
- [122] Les collaborations LEP, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, le Groupe de Travail Electrofaible pour le boson de Higgs, “Searches for Higgs bosons: preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202 GeV”, CERN-EP-2000-055 ; 25 April 2000. Prépublication L3 n° **209**.

Nota Bene: Les Notes internes L3 sont disponibles sur demande auprès du secrétariat de l'expérience à l'adresse suivante:

Laurence Barrin, Secrétariat L3, CERN CH-1211, Genève 23, Switzerland
Tél: 00 41 22 767.4477, e-mail: Laurence.Barrin@cern.ch.

Les remerciements d'un Lyonnais

On peut se poser la question de savoir s'il est ou n'est pas judicieux de placer une voire deux ou trois pages de remerciements emphatiques dans un mémoire de thèse. Cela donne un côté "personnel" à un travail qui s'enchaîne au contraire dans un collectif fort, le monde scientifique. Et puis avec tous ces problèmes de copyright (pardon, de droits d'auteur) est-ce que le fait d'utiliser les noms de ces personnes n'enfreint pas la législation? Toutefois, cédant à la tendance, et soucieux de montrer ma reconnaissance à ceux et celles qui ont suivi tout ou partie de mon travail, je me laisse aller ici à adresser mes remerciements à quelques-uns d'entre eux. Je ne citerai que peu de noms, les autres se reconnaîtront aisément.

Je remercie les membres du jury, Messieurs J.P. Martin et G. Sajot qui ont rédigé un rapport sur mon mémoire après l'avoir lu en détails, M. G. Coignet, Mme S. Lees-Rosier qui ont suivi mon travail au cours de ces trois années, enfin Mme S. Gentile et M. D. Décamp.

Les membres de la collaboration L3 du LAPP comme d'ailleurs ont grandement contribué à mon mémoire, et à mon édification scientifique personnelle. Je songe en particulier à Dominique Duchesneau qui a su faire passer beaucoup de son enthousiasme pour notre calorimètre, le fameux BGO, qui recèle des trésors intellectuels insoupçonnés! Je n'oublie pas Jean Fay et les autres "lyonnais" du CERN aussi bien que ceux de l'IPNL. Certains de ces membres ont d'ailleurs migré vers l'expérience DØ dans laquelle je me trouve moi aussi désormais impliqué. La meilleure chose que m'ait procurée ma thèse c'est d'avoir pu côtoyer des personnes très différentes et de nationalités très diverses (enfin surtout des italiens). Cela a été très enrichissant (grazie mille Fiorenza, due-uno). Maintenant je connais la recette des *spaghetti* turinoises.

J'ai apprécié également plusieurs membres du LAPP, le laboratoire qui m'a accueilli, des membres furtifs (traduisez : temporaires) comme des permanents. Finalement même en Savoie on peut trouver des gens biens (référence à ma qualité de lyonnais et d'indécrottable chauvin). De même, au CERN, à Lyon et ailleurs de nombreuses rencontres ont émaillé ces années, pour le meilleur souvent, pour le pire parfois, remplissant couche après couche la boîte à souvenirs (je la viderai demain, elle est presque pleine). Un merci aussi à toutes les personnes qui m'ont remercié dans leurs thèses (Danke schön Gérald und Nabil) et autres mémoires scientifiques des stagiaires du LAPP, ou qui m'ont apporté leur soutien. En passant, good luck à David, Cilly, Benjamin et Borhan qui soutiendront leur thèse dans les prochains mois.

Je terminerai par une pensée reconnaissante à toutes les personnes, proches ou plus lointaines, qui ont, parfois sans le savoir, fait de ma vie en général (et des trois années de ma thèse en particulier) ce qu'elle est aujourd'hui. Certaines me tiennent à coeur particulièrement et c'est dans l'anonymat que je leur exprime chaleureusement ma gratitude.

A tou(te)s sincèrement : merci et bonne route.

Arnaud@Lyon_2000

Résumé

Le présent mémoire présente d'une part la recherche dans l'expérience L3 au LEP de particules supersymétriques, les leptons scalaires, dans deux topologies distinctes : "électron + X + \cancel{E} " et "2 leptons + 2 photons + \cancel{E} ", lesquelles correspondent à deux cadres théoriques supersymétriques qui sont respectivement m-SUGRA et GMSB. D'autre part le travail a été complété par l'étude du calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO de L3, et la calibration du calorimètre électromagnétique EGAP. Après une revue des motivations essentielles pour la Supersymétrie sont détaillés les modes de production et de désintégration des leptons scalaires à LEP. Après avoir présenté les outils d'analyse utilisés, sont détaillés les résultats obtenus à partir des données collectées par L3 à des énergies au centre-de-masse comprises entre $\sqrt{s}=183$ GeV et 202 GeV. Les critères de sélections permettant d'isoler les événements que l'on recherche, et les efficacités ainsi que les taux de bruit de fond en provenance du Modèle Standard auxquels on peut s'attendre sont présentés. L'interprétation des résultats des recherches dans les deux cadres m-SUGRA et GMSB font l'objet d'un cinquième chapitre. On a pu en tirer des limites inférieures sur les masses des leptons scalaires qui ne dépendent pas des paramètres libres du modèle supersymétrique, en particulier sur la masse du sélectron dans le cadre de m-SUGRA qui est :

$$M_{\tilde{e}_R} > 71.2 \text{ GeV}$$

Mots clés : L3/LEP, calorimètres BGO/EGAP, électron/photon, supersymétrie, leptons scalaires

Abstract

The present thesis presents two different aspects of my work in the L3 experiment, which are on one side the search for supersymmetric particles, the scalar leptons, in two different topologies : "electron + X + \cancel{E} " and "2 leptons + 2 photons + \cancel{E} ", each of them being related to two theoretical SUSY models, m-SUGRA and GMSB. On the other side my work has been completed by the study of the BGO cristal electromagnetic calorimeter of L3, and the calibration of the electromagnetic calorimeter EGAP. After the essential motivations being reviewed, the production and desintegration modes are detailed concerning the scalar lepton sector at LEP. Then one presents the analysis techniques which I used to perform my selection, and also the results obtained from the data collected by L3 for center of mass energies between $\sqrt{s}=183$ GeV and 202 GeV. The selection criteria that allow to isolate the events I looked for, including efficiencies but also the background rate coming from Standard Model that one can expect are presented. The final interpretations of those results in both frameworks of m-SUGRA and GMSB are detailed at the end of this thesis. I took benefit of those results to derive some limits on the masses of the scalar leptons that do not depend on the free parameters of the SUSY models, especially on the selectron mass in the framework of m-SUGRA :

$$M_{\tilde{e}_R} > 71.2 \text{ GeV}$$

Key words : L3/LEP, BGO/EGAP calorimeters, electron/photon, supersymmetry, scalar leptons