

Thèse de doctorat de l'Université Paris VII

présentée par

Morgan Lethuillier

pour obtenir le grade de docteur de l'Université Paris VII

Spécialité : Champs, Particules, Matières

**Recherche de bosons de Higgs neutres dans les événements
à deux leptons isolés à LEP2 et mise au point d'un détecteur
de contrôle du bruit de fond dans l'expérience DELPHI**

Soutenue le 21 avril 1999, devant le jury composé de :

MM. Philippe Charpentier (rapporteur)
Pascal Gay (rapporteur)
François Le Diberder
François Richard
Michel Spiro
Didier Vilanova (directeur)

Table des matières

Introduction	1
1 L'anneau de collision LEP	3
1.1 Principe de fonctionnement	3
1.1.1 Guidage et focalisation du faisceau	4
1.1.2 Accélération des faisceaux	13
1.1.3 Chaîne d'injection	18
1.2 Bruit de fond des faisceaux et systèmes de protection	21
1.2.1 Particules hors-énergie	21
1.2.2 Rayonnement synchrotron	23
1.2.3 Systèmes de protection	26
2 Le détecteur DELPHI	35
2.1 Les sous-détecteurs	35
2.1.1 Les atouts de DELPHI	35
2.1.2 Les faiblesses de DELPHI	39
2.2 Système de déclenchement	39
2.3 Reconstruction des événements	40
3 Suivi du bruit de fond dans DELPHI	43
3.1 Les moniteurs de radiation du LEP/TIS	43
3.2 Le détecteur de vertex (VD) et ses moniteurs de radiation	43
3.2.1 Limites de sureté du VD et du VFT	44
3.2.2 Moniteurs actifs	45
3.2.3 Moniteurs passifs	46
3.2.4 Suivi du bruit de fond par les moniteurs de radiation	46
3.3 La chambre à échantillonnage temporel (TPC)	47
3.3.1 Suivi du bruit de fond	47
3.3.2 Vieillesse des chambres à fils et systèmes de protection	49
3.3.3 Études de la machine	52
3.4 Le détecteur interne (ID)	52
3.5 Le luminomètre (STIC)	56
3.6 Le calorimètre très à l'avant (VSAT)	59
4 Les moniteurs au silicium de la TPC	65
4.1 Objectifs	65
4.2 Architecture du détecteur	66
4.3 Électronique d'acquisition	68
4.4 Synchronisation	72
4.5 Système d'acquisition, contrôle des données	72
4.6 Calibrations et résolutions	78
4.7 Résultats et applications	81
4.7.1 Une information permanente sur le bruit de fond	81

4.7.1.1	Amélioration de l'efficacité de la prise de données	81
4.7.1.2	Un suivi du bruit utile aux ingénieurs du LEP	82
4.7.2	Une information détaillée sur la forme et l'origine du bruit de fond	84
4.7.3	Trois exemples d'applications des moniteurs au silicium	92
4.7.3.1	Comparaison d'optiques des faisceaux	92
4.7.3.2	Étude des orages de photons	98
4.7.3.3	Problème de vide	100
4.8	Conclusions et perspectives	104
4.8.1	Double plaquette de silicium: discrimination MIP / γ	105
4.8.2	Acquisition <i>multi-hits</i>	106
5	Recherche de bosons de Higgs à LEP2	111
5.1	Le modèle standard	111
5.1.1	Rapide aperçu	111
5.1.2	Désintégration du boson de Higgs standard	114
5.1.3	Production du boson de Higgs standard à LEP2	116
5.1.4	Limite sur la masse du boson de Higgs standard	119
5.1.5	Faiblesses du modèle standard	126
5.2	Modèles avec majoron	129
5.2.1	Mécanisme de bascule (<i>seesaw</i>)	129
5.2.2	Secteur scalaire	130
5.2.3	Modes de production et de désintégration des bosons de Higgs	131
5.3	Extension minimale supersymétrique du modèle standard	132
5.3.1	Secteur de Higgs du MSSM	134
5.3.2	Secteurs des jauginos et des higgsinos	140
5.3.3	Mode de désintégration des bosons de Higgs supersymétriques	144
5.3.4	Mode de production des bosons de Higgs supersymétriques	147
5.4	Le projet LEP2	148
5.4.1	Le programme de montée en énergie	148
5.4.2	Les signaux de Higgs recherchés à LEP2	149
5.4.3	Les bruits de fonds	151
6	Outils d'analyse	157
6.1	Identification des muons	157
6.1.1	Les chambres à muons	160
6.1.1.1	Description des chambres	160
6.1.1.2	Extrapolation des traces et critères d'identification	161
6.1.2	Profil de la gerbe hadronique	165
6.1.2.1	Le calorimètre hadronique	168
6.1.2.2	Dépôt calorimétrique d'un muon et d'un hadron	171
6.1.3	Imagerie Tchérénkov	175
6.1.4	Combinaison et performance des identifications de muons	177
6.2	Identification des électrons	182
6.2.1	Principes généraux d'identification	182
6.2.2	Les calorimètres électromagnétiques (HPC et EMF)	185
6.2.3	Identification des électrons au sein de DELPHI	188
6.3	Algorithme de jets	192
6.3.1	Des particules finales aux partons initiaux	192
6.3.2	Les différents algorithmes	192
6.3.3	Application à la recherche du boson de Higgs	197
6.4	Ajustements cinématiques	200
6.4.1	Méthode des multiplicateurs de Lagrange	200
6.4.2	Paramétrisation des éléments	201
6.4.3	Contraintes	202

6.4.4	Qualité de l'ajustement cinématique	207
6.4.5	Quelques tests supplémentaires	209
6.5	Identification des quarks b	211
6.5.1	Le détecteur de traces au silicium (SiT) de DELPHI	211
6.5.2	Reconstruction du vertex primaire	214
6.5.3	Méthode des temps de vol	215
6.5.4	Propriétés des vertex secondaires	217
6.6	Méthode d'optimisation et calcul des niveaux de confiance	220
6.6.1	Optimisation des critères de sélection	220
6.6.2	Détermination des niveaux de confiance	224
6.6.3	Choix du point de fonctionnement	225
7	Recherche d'événements $hZ \rightarrow b\bar{b} l^+l^-$ ou $\tau^+\tau^- l^+l^-$	231
7.1	Cas d'un boson de Higgs se désintégrant en quarks b	231
7.1.1	Sélection des événements	232
7.1.2	Résultats	238
7.1.3	Erreurs systématiques	244
7.2	Extension au cas d'un boson de Higgs se désintégrant en leptons τ	244
7.2.1	Sélection des événements	244
7.2.2	Résultats	247
7.3	Résultats combinés et interprétations	247
8	Recherche du processus $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	253
8.1	Sélection des événements	253
8.2	Résultats	258
8.3	Erreurs systématiques	262
8.4	Interprétations	262
	Conclusion	269
	A Masses des neutralinos et couplages	273
	B Informations complémentaires sur les analyses $hZ \rightarrow b\bar{b} l^+l^-$ ou $\tau^+\tau^- l^+l^-$	275
	C Informations complémentaires sur l'analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	279
	Remerciements	281

Introduction

Le modèle standard de la physique des particules connaît un formidable succès depuis plus de trente ans. Il a résisté à tous les tests expérimentaux en particulier celui des mesures de précision électro-faibles effectuées auprès du collisionneur e^+e^- LEP. L'origine des masses demeure toutefois une énigme majeure de la physique des particules. Dans le cadre du modèle standard, elle s'explique par la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Ce mécanisme prévoit l'existence d'un boson scalaire massif: le boson de Higgs, qui est très certainement la particule la plus recherchée actuellement. Le projet LEP2 est un programme de montée en énergie du collisionneur LEP effectué par paliers successifs, jusqu'à atteindre des valeurs voisines de 200 GeV. Il permettra d'une part l'étude de nouveaux processus physiques comme la production de paires W^+W^- ou ZZ et autorisera par ailleurs l'exploration d'un domaine de masse de boson de Higgs s'étendant jusqu'à des valeurs proches de $105-110 \text{ GeV}/c^2$.

Un tel programme de montée en énergie n'est pas sans conséquences pour les quatre expériences situées auprès du LEP. Le rayonnement synchrotron évolue comme la puissance quatrième de l'énergie des faisceaux et devient intolérable pour les appareillages situés aux quatre points d'interaction du LEP. Des protections doivent être mise en place (collimateurs, masques) afin de limiter les effets de ce rayonnement, et le niveau de bruit de fond doit être surveillé en permanence afin d'éviter d'éventuels dommages causés aux appareillages de détection. Dès le début de la montée en énergie, à l'automne 1995, la collaboration DELPHI a décidé de se doter de moniteurs au silicium afin de disposer d'une information rapide, précise et permanente sur le rayonnement synchrotron à proximité du détecteur.

Cette thèse s'articule en deux parties indépendantes: la première est consacrée à la mise au point des moniteurs au silicium ainsi qu'à l'exploitation de leurs résultats. La seconde présente la recherche du boson de Higgs dans les événements contenant deux leptons isolés enregistré par DELPHI à des énergies de 183 et 189 GeV.

L'accélérateur LEP fait l'objet du premier chapitre. Les principes élémentaires de son fonctionnement sont rappelés et l'accent est mis sur les aspects concernant les bruits de fond induits par la machine (rayonnement synchrotron, particule hors-impulsion). En particulier, l'origine du rayonnement synchrotron (aimants de déviation et de focalisation) est présentée. Les moyens de s'en protéger (collimateurs, masque de tungstène) sont également décrits. Enfin, on s'intéresse aux principaux paramètres de la machine influençant l'intensité et la forme du bruit de fond, notamment *l'optique* des faisceaux.

Le détecteur DELPHI est présenté très succinctement au second chapitre, en mettant en avant ses atouts. Une description plus approfondie des détecteurs particulièrement utiles aux recherches présentées sera fournie au chapitre 6.

Les conséquences du bruit de fond induit par le LEP sur les différents sous-détecteurs de DELPHI sont abordées au chapitre 3. On y présente en particulier les risques qu'encourrait le détecteur de vertex au silicium s'il était exposé à des doses intégrées de radiation trop élevées, ainsi que le problème de vieillissement des chambres à fils (tout particulièrement la chambre à échantillonnage temporel). On y expose également la manière dont s'effectue le suivi du bruit de fond par les différents sous-détecteurs de DELPHI. Il apparaît qu'aucun de ces détecteurs n'autorise une mesure de l'intensité du rayonnement synchrotron de manière permanente, ni ne permet une mesure précise de l'énergie et du temps de vol des photons simultanément.

Un détecteur au silicium a donc été développé et fait l'objet du chapitre 4. Sa conception et son mode de fonctionnement sont d'abord traités. On montre ensuite comment ce moniteur au silicium contribue à une meilleure protection des sous-détecteurs les plus fragiles de DELPHI, notamment la chambre à échantillonnage temporel. La source d'information très riche fournie par ce moniteur permet

de mieux comprendre le fonctionnement de la machine et sera utilisée pour améliorer la qualité et la stabilité des faisceaux. Ce chapitre se termine par une présentation des améliorations pouvant être apportées à ce moniteur.

Le chapitre 5 débute la seconde partie de la thèse consacrée à la recherche du (des) boson(s) de Higgs, en posant le cadre théorique et en présentant certains aspects phénoménologiques propres à ces recherches à LEP2. Les principaux aspects du modèle standard sont rappelés, en particulier dans le secteur scalaire. On présente les motivations en faveur d'un boson de Higgs de masse relativement basse (*ie* accessible à LEP2). Les insuffisances théoriques du modèle standard sont mises en évidence, incitant à penser que ce modèle n'est qu'une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. On aborde donc le cas de l'extension supersymétrique la plus simple du modèle standard en présentant les motivations en faveur de cette symétrie supplémentaire. L'une des conséquences phénoménologiques les plus importantes est que les bosons de Higgs peuvent se désintégrer de manière invisible, en paires de neutralinos.

Les trois derniers chapitres (6 à 8) présentent la recherche de bosons de Higgs produits en association avec un Z se désintégrant en électrons ou en muons. Les possibilités d'un boson de Higgs se désintégrant en quark b, en lepton τ ou de manière invisible sont envisagées. Au chapitre 6 sont indiquées les principales méthodes expérimentales employées dans cette thèse: l'identification des particules (électron, muon, quark b), l'agrégation des particules en jets afin de "remonter" aux partons sous-jacents, la reconstruction des masses invariantes du boson Z et du candidat Higgs à l'aide d'un ajustement cinématique et enfin les techniques d'optimisation et les méthodes statistiques mises en oeuvre pour obtenir la meilleure sensibilité au signal recherché. Le chapitre 7 présente les résultats obtenus lorsqu'un boson de Higgs se désintégrant en quark b ou en lepton tau est recherché, tandis que le chapitre 8 concerne les désintégrations invisibles du boson de Higgs.

Chapitre 1

L'anneau de collision LEP

Le LEP (Large Electron Positron Collider) est le plus grand collisionneur e^+e^- au monde. Il est situé à cheval sur la frontière franco-suisse au CERN près de Genève, au sein d'un tunnel dont la profondeur varie de 50 à 175 m. L'accélérateur est formé de 8 sections rectilignes longues d'environ 500 m et raccordées entre elles par 8 arcs de cercles longs d'environ 3 km, la "circonférence" atteignant 26,7 km. Les premières études concernant la mise en œuvre du LEP remontent à 1976. On connaissait alors l'existence des bosons Z et W ainsi que leurs masses (de manière indirecte) avec une précision de quelques pourcents, en supposant valable le modèle standard¹. On décida la construction d'un accélérateur e^+e^- qui puisse produire à la fois des bosons Z et des paires W^+W^- , l'énergie des faisceaux devant couvrir la gamme 40 – 100 GeV. Cette machine pourrait également servir à la recherche de nouvelles particules comme le quark top ou le boson de Higgs. Les travaux de génie civil débutèrent en 1983 et les premières collisions e^+e^- furent observées en 1989.

On décrit maintenant le principe de fonctionnement du LEP ainsi que les principaux éléments le composant. On étudiera ensuite les différents bruits de fond engendrés par les faisceaux, en particulier le rayonnement synchrotron, ainsi que les moyens mis en œuvre pour s'en protéger.

1.1 Principe de fonctionnement

Le LEP est un anneau de collision e^+e^- utilisant la méthode d'accélération synchrotron. Parmi les accélérateurs circulaires existant (bétatron, cyclotron, synchrocyclotron et synchrotron), seul le synchrotron permet d'atteindre des énergies bien au delà du GeV. Les premières études furent menées dès 1945 par l'américain Mac Millan et le soviétique Veksler. Le principe de fonctionnement consiste à accélérer progressivement les particules (à chaque révolution) qui se meuvent sur une orbite de rayon constant. Les particules, regroupées en paquets (*bunches*), suivent cette orbite circulaire sous l'action d'une force de Lorentz dirigée vers le centre de l'anneau et engendrée par des aimants dipolaires qui génèrent un champ magnétique B vertical. L'accélération des particules est assurée par des cavités disposées le long de l'anneau et qui fournissent un champ électrique alternatif E parallèle à la trajectoire. Au fur et à mesure que l'énergie des particules augmentent, le champ magnétique s'intensifie afin de maintenir constant le rayon de l'orbite. Dans le cas du LEP, les particules à accélérer – des électrons et des positons – sont élémentaires et donc l'intégralité de l'énergie des faisceaux E_f est utilisable dans le centre de masse: $\sqrt{s}=2E_f$. En outre leur masse est suffisamment basse pour que les particules soient ultra-relativistes aux énergies considérées. Les électrons et positons sont injectés dans le LEP à une énergie de 22 GeV et sont ensuite accélérés jusqu'à des énergies pouvant atteindre 100 GeV. Durant toute cette phase d'accélération, la période de révolution des particules est quasi-constante et par conséquent la fréquence du champ accélérateur E peut rester fixe.

1. À la fin des années 70, les mesures électrofaibles (en particulier les expériences de diffusion de neutrinos) permettaient de déduire les masses des bosons Z et W, en se plaçant dans le cadre du modèle standard: $m_Z = 93 \pm 2 \text{ GeV}/c^2$ et $m_W = 82 \pm 2,5 \text{ GeV}/c^2$.

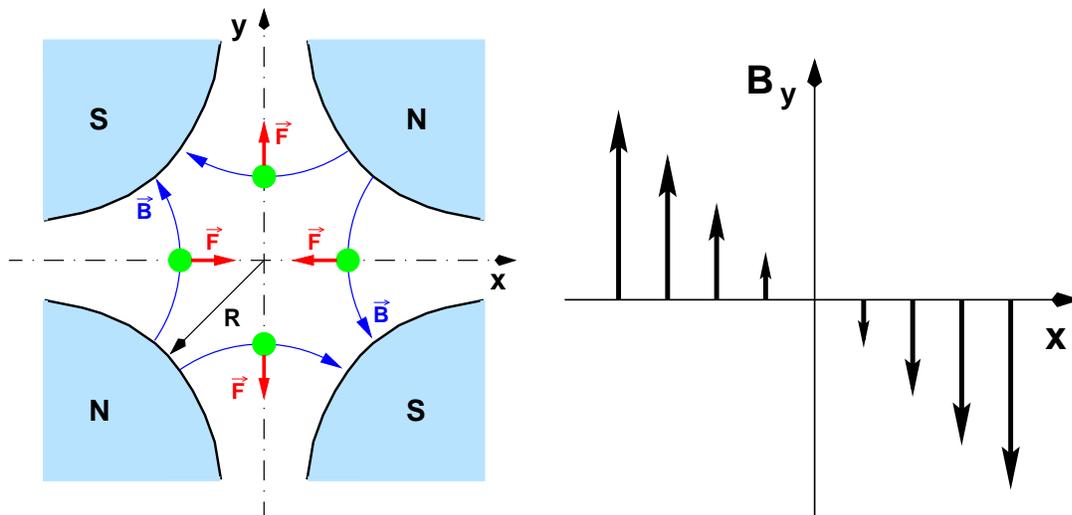


FIG. 1.1 – À gauche: schéma d'un quadripôle vu en coupe transversale. À droite: intensité du champ magnétique vertical en fonction de la coordonnée horizontale [1].

1.1.1 Guidage et focalisation du faisceau

Les éléments fondamentaux d'un anneau de collision comme le LEP sont les aimants de déviation (dipôles) et de focalisation (quadripôles).

Les aimants dipolaires servent à courber horizontalement la trajectoire des particules afin de maintenir circulaire l'orbite des faisceaux. La force horizontale F est engendrée par le champ magnétique vertical B_y des dipôles

$$F = evB_y = \gamma mv^2 / \rho$$

qui courbe la trajectoire en un arc de rayon ρ

$$\frac{1}{\rho} = \frac{eB_y}{p} \approx 0,3 \frac{B(\text{en teslas})}{E(\text{en GeV}/c)} .$$

L'intensité du champ B_y s'accroît lors de l'accélération et varie typiquement de 0,02 T à 0,11 T. Le rayon de courbure au sein des dipôles est ainsi constamment égal à 3 096 m. L'intensité maximum du courant dans les bobines de chaque pôle de l'aimant atteint 5 700 A, soit un champ maximum de 0,135 T, ce qui résulte en une limite supérieure de 120 GeV sur l'énergie des faisceaux. Près de 99,9 % du champ magnétique de déviation est fourni par 3 336 dipôles disposés dans les section courbes du LEP.

Les aimants quadripolaires servent à focaliser le faisceau, c'est à dire à maintenir les particules à l'intérieur de l'acceptance du tube à vide. Les particules ont en effet tendance à se disperser au sein d'un *bunch* et à quitter leur trajectoire. La déviation d'une particule par le quadripôle doit être d'autant plus grande que l'écart de la particule par rapport à la trajectoire idéale est important. On utilise pour cela des champs magnétiques dont l'intensité croît linéairement avec la distance au centre du quadripôle (cf. figure 1.1):

$$B_x(y) = B' \cdot y \quad \text{et} \quad B_y(x) = B' \cdot x ,$$

où B' est le gradient du quadripôle. Un quadripôle est donc focalisant dans l'une des directions transversales et défocalisant dans l'autre. La distance focale est donnée par:

$$\frac{1}{f} = \frac{eB'l}{p} = \frac{B'l}{B\rho} ,$$

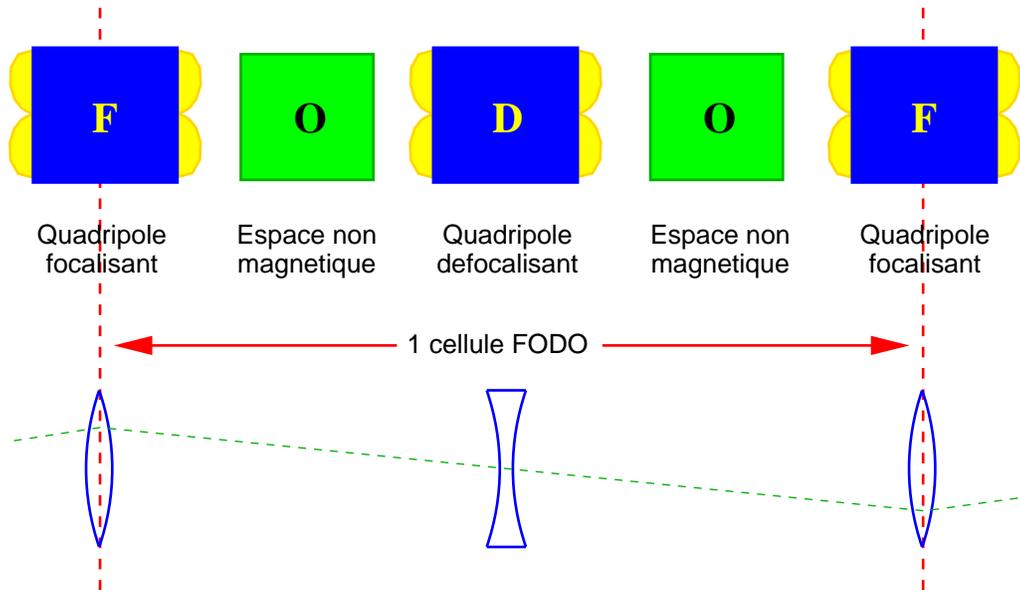


FIG. 1.2 – Schéma d'une cellule "FODO" illustrant le principe du gradient alterné.

où l est la longueur du quadripôle. La focalisation simultanée dans les deux plans est obtenue en associant un quadripôle focalisant (QF) à un quadripôle défocalisant (QD), pour peu que la distance L les séparant soit suffisamment faible devant la distance focale :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{L}{f_1 f_2} .$$

Dans le cas particulier $f_1 = -f_2 = f$, on obtient un doublet de quadripôle focalisant dans les deux plans et de distance focale égale à f^2/L : c'est le principe du gradient alterné, proposé pour la première fois en 1958 par Courant et Snyder [2]. On appelle généralement ce type de doublet, une cellule FODO, où F désigne le quadripôle focalisant, D le quadripôle défocalisant et O un espace non magnétique (*cf.* figure 1.2). Plus de 850 quadripôles équipent le LEP. Ils sont de différents types : les plus nombreux (QF et QD) sont ceux utilisés dans les sections courbes en association avec les dipôles, pour former les mailles du réseau magnétique qui seront décrites ultérieurement. Le gradient du champ magnétique de ces quadripôles peut atteindre 9,5 T/m (en utilisant un courant de 525 A) et l'énergie des faisceaux est alors limitée à 113,9 GeV. À proximité des 4 points d'interaction pairs (IP2, IP4, IP6 et IP8) où sont localisées les expériences L3, ALEPH, OPAL et DELPHI, sont disposés des aimants quadripolaires supraconducteurs (QS0) développant un très fort gradient (*cf.* figure 1.3) : 60 T/m au maximum lorsque les bobines sont parcourues par un courant de 1900 A, la limite en énergie des faisceaux atteignant alors 109,5 GeV. Ils mesurent 2 m de long et sont placés très proches du point d'interaction, à environ 4,70 m. Ils agissent comme de véritables télescopes en focalisant très fortement le faisceau au niveau du point d'interaction afin de maximiser la luminosité : en régime de physique (c.à.d. après la période de forte focalisation appelée *squeezing*), les dimensions transversales du faisceau sont réduites à 3 – 4 μm dans le plan vertical et à 170 μm dans le plan horizontal. D'autres quadripôles classiques (*ie* non supraconducteurs), QS1 à QS18, sont placés dans les sections rectilignes de l'accélérateur. Les plus proches du point d'interaction – doublet QS1A/B (*front pairs*) et quadripôle simple QS2 (*back single*) – sont des quadripôles d'insertion (tout comme QS0) et ont donc pour but de minimiser la taille du faisceau à proximité du point d'interaction. Les quadripôles plus éloignés (QS6 à QS18) sont situés à proximité des cavités accélératrices et servent à supprimer la dispersion en amont et en aval des cellules RF. Ces quadripôles mesurent 2 m de long et peuvent engendrer des gradients de 11,0 T/m. Ils constituent la catégorie de quadripôles la plus contraignante pour l'énergie maximale des

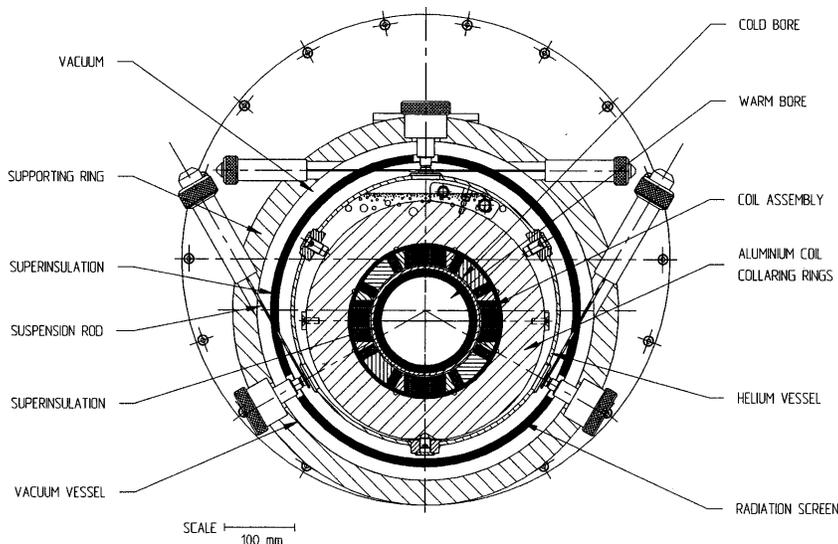


FIG. 1.3 – Coupe transversale d'un quadripôle supraconducteur (QS0).

faisceaux avec une limite supérieure de 106,7 GeV. Toutefois, une amélioration de 10 % de l'intensité maximale du courant dans les bobines semble envisageable [3]. Le dernier type de quadripôles est lié à la présence des solénoïdes entourant chacune des quatre expériences LEP. Le champ magnétique longitudinal engendré par ces solénoïdes a pour conséquence un couplage entre les oscillations dans le plan horizontal et dans le plan vertical. Cet effet s'il n'est pas compensé entraîne une augmentation de la taille du faisceau dans le plan vertical qui diminue de manière significative la luminosité. On utilise donc des quadripôles classiques, que l'on pivote de 45° autour de leur axe et l'on ajuste le gradient afin de compenser le couplage. Ces quadripôles, dans le cas de DELPHI, sont disposés à 19,4 m (QT1), 129,9 m (QT2), 159,4 m (QT3), 188,9 m (QT4) et 244,4 m (QT5) de chaque côté du point d'interaction et sont relativement courts, entre 38 et 40 cm de longueur. Leur gradient maximal est relativement faible, 1,20 T/m, mais est largement suffisant pour compenser les effets de couplage.

Le réseau magnétique du LEP, aussi appelé *optique*, est principalement formé par la juxtaposition de 244 mailles élémentaires longues de 79 m qui couvrent près des 3/4 de la circonférence de l'accélérateur. Chacune de ces mailles se compose de la manière suivante: un quadripôle défocalisant (QD), un correcteur d'orbite vertical, un groupe de six aimants de déviation (MB), un sextupôle focalisant (MSF), un quadripôle focalisant (QF), un correcteur d'orbite horizontal, un second groupe de six aimants dipolaires et enfin un sextupôle défocalisant (MSD). On ignorera pour l'instant l'effet des aimants sextupolaires dont l'utilité sera décrite dans un prochain paragraphe. Un schéma très simplifié d'une partie du réseau magnétique est présenté sur la figure 1.4 et les principales caractéristiques d'une maille élémentaire sont indiquées dans le tableau 1.1.

Oscillations bêtatrons Si l'on néglige l'effet des aimants sextupolaires ou d'ordre supérieur ainsi que les éventuels couplages entre mouvements dans les plans vertical et horizontal, alors la dynamique des faisceaux est linéaire. Sous l'action des forces de rappel électromagnétiques, une particule qui s'écarte de l'orbite d'équilibre est ramenée vers cette orbite idéale et oscille de part et d'autre de cette trajectoire tel un oscillateur harmonique: ce mouvement est appelé oscillation bêtatron car il fut pour la première fois observé au sein d'un accélérateur bêtatron. Le mouvement des particules au sein de l'anneau de collision est décrit par l'équation différentielle de Hill

$$\frac{d^2 u}{ds^2} + K(s)u = 0 \quad , \quad (1.1)$$

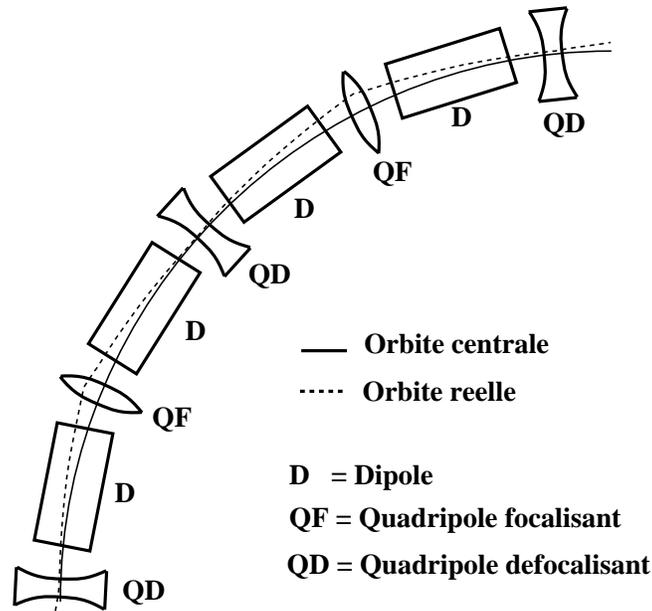


FIG. 1.4 – Schéma simplifié d'une partie du réseau magnétique du LEP. Seuls les aimants de déviation et de focalisation sont représentés. L'orbite centrale (idéale) est indiquée en trait plein et l'orbite réelle en trait pointillé [4].

TAB. 1.1 – Caractéristiques des mailles magnétiques du LEP.

Nombre total de mailles (excepté les régions d'injection)	244	
Longueur d'une maille	79,0 m	
Nombre de mailles par octant	31	
Nombre de dipôles par mailles	12	
Longueur magnétique des dipôles d'une maille	70,02 m	
Angle de courbure par maille	22,61 mrad	
Rayon de courbure au sein des dipôles	3096,175 m	
Paramètres (optique 108°/60°)	quadripôle focalisant (QF)	quadripôle défocalisant (QD)
K	0,025043 m ⁻²	-0,01861 m ⁻²
β_x	128,1 m	18,49 m
β_y	39,26 m	160,32 m
Paramètres (optique 108°/60°)	sextupôle focalisant (SF)	sextupôle défocalisant (SD)
K' (famille 1)	0,02802 m ⁻³	-0,33839 m ⁻³
K' (famille 2)	0,31454 m ⁻³	-0,09996 m ⁻³
K' (famille 3)	0,41149 m ⁻³	-0,25616 m ⁻³

où la variable u représente la coordonnée horizontale x ou verticale y dans le plan transversal à la trajectoire et s est la variable longitudinale qui indique la position sur l'orbite. La fonction K est bien sur périodique avec la circonférence C : $K(s+C) = K(s)$. Dans un aimant de déviation engendrant un rayon de courbure ρ grâce à un champ magnétique B_{y0} , $K(s)$ est donné par:

$$K = \frac{1}{\rho^2} \text{ dans le plan horizontal;}$$

$$K = 0 \text{ dans le plan vertical.}$$

Dans un aimant de focalisation de gradient B' , $K(s)$ est donné par:

$$K = \frac{\epsilon B'}{p} = \frac{B'}{B_{y0}\rho} \text{ dans le plan horizontal;}$$

$$K = -\frac{\epsilon B'}{p} = -\frac{B'}{B_{y0}\rho} \text{ dans le plan vertical.}$$

On obtient ainsi les deux équations du mouvement:

$$\frac{d^2x}{ds^2} + \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{B'}{B_{y0}\rho} \right) x = 0 ;$$

$$\frac{d^2y}{ds^2} - \frac{B'}{B_{y0}\rho} y = 0 .$$

Pour résoudre l'équation de Hill (équation 1.1), deux méthodes sont généralement utilisées. La première se fonde sur le fait que $K(s)$ est une constante dans des intervalles de la variable s correspondant à un élément de machine donné. L'équation de Hill pour cet élément de machine se réduit donc à celle d'un simple oscillateur harmonique. On pourra décrire cet élément par une matrice de transfert 2×2 dans la base (u, u') où u est le déplacement transversal de la particule par rapport à l'orbite de référence et $u' = du/s$ est l'angle entre sa trajectoire et l'orbite de référence. En utilisant ces matrices, le mouvement d'une particule sous l'action d'un assemblage de n éléments sera décrit par la matrice $M = M_n \times M_{n-1} \times \dots \times M_1$. C'est entre autre la méthode utilisée par le logiciel de simulation MAD, le plus utilisé au LEP [5]. L'autre méthode consiste à utiliser la solution analytique de l'équation de Hill qui peut prendre la forme:

$$u(s) = \sqrt{\beta(s)\epsilon} \sin [\mu(s) + \psi_0] , \quad (1.2)$$

où $\sqrt{\beta(s)\epsilon}$ est l'amplitude du mouvement, $\mu(s)$ est la phase de l'oscillation et ψ_0 est une phase initiale arbitraire. On appelle **avance de phase**, la différence entre les valeurs prises par la fonction de phase μ en deux points s_1 et s_2 . Pour caractériser l'optique des faisceaux, on indique l'avance de phase dans les plans horizontal et vertical pour une maille élémentaire du réseau magnétique (c.à.d. une cellule FODO). De 1994 à 1997, une optique $(\mu_x, \mu_y) = (90^\circ, 60^\circ)$ a été utilisée, et depuis 1998, une nouvelle optique $(\mu_x, \mu_y) = (102^\circ, 90^\circ)$ est en service. L'avance de phase est reliée à la fonction β par:

$$\mu(s_2) - \mu(s_1) = \int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{\beta(s)} .$$

L'intégrale sur un tour complet est égale à $2\pi Q$, où Q est le **tune**, c'est à dire le nombre d'oscillations bêatron lors d'une révolution.

Émittance et acceptance – On définit également les fonctions

$$\alpha(s) = -\frac{1}{2} \frac{d\beta(s)}{ds} \text{ et } \gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)} .$$

Les valeurs des fonctions α , β et γ en un point s donné sont appelées paramètres de Courant-Snyder. Le signe du paramètre α indique si au point considéré la trajectoire des particules est convergente

(signe positif) ou divergente (signe négatif). En utilisant l'expression de $u(s)$ (1.2), on peut former la combinaison

$$\alpha(s)u(s) + \beta(s)u'(s) = \sqrt{\beta(s)\epsilon} \cos[\mu(s) + \psi_0] . \quad (1.3)$$

En sommant les carrés des équations 1.2 et 1.3, on obtient l'invariant de Courant-Snyder:

$$\gamma(s)u(s)^2 + 2\alpha(s)u(s)u'(s) + \beta(s)u'(s)^2 = \epsilon$$

Cet invariant, analogue à l'énergie totale d'un oscillateur harmonique, définit en chaque point s une ellipse dans l'espace des phases (u, u') . L'aire de cette ellipse est égale à

$$\frac{\pi\epsilon}{\sqrt{\beta\gamma - \alpha^2}} = \pi\epsilon ,$$

et le théorème de Liouville indique que cette aire est constante si l'on ignore pour l'instant les effets dus à l'accélération des particules, aux collisions, ou bien encore au rayonnement synchrotron. Les fonctions α , β et γ dépendent de la position s , si bien que la forme de l'ellipse varie en permanence, mais l'aire demeure constante. Une particule qui se trouve sur une ellipse à un instant donné demeurera sur cette ellipse et n'importe quelle particule dont l'amplitude des oscillations est plus faible restera à l'intérieur de cette ellipse. Un cycle autour de cette ellipse correspond à une oscillation bêatron et il se produit Q cycles de ce type au cours d'une révolution autour de l'accélérateur. Cet invariant de Courant-Snyder est utilisé pour établir deux notions: **l'acceptance** de l'accélérateur et **l'émittance** du faisceau. L'acceptance est l'aire dans l'espace des phases (u, u') associée à la plus grande ellipse que l'accélérateur peut contenir. Les particules injectées à des coordonnées d'espace des phases situées à l'intérieur de cette aire peuvent être accélérées avec succès, tandis que les autres particules finiront par être perdues contre la paroi du tube à vide. L'acceptance de l'accélérateur définit donc le nombre de particules qui peuvent être acceptées par la machine depuis les injecteurs. L'émittance du faisceau est l'aire de l'ellipse dans l'espace des phases contenant l'ensemble des particules du faisceau ou tout au moins une fraction F choisie par convention. Si l'on suppose que la forme du faisceau est gaussienne dans le plan transversal (et l'on verra que cette hypothèse est justifiée), on peut montrer [6] que l'aire de l'ellipse contenant la fraction F des particules est égale à

$$\pi\epsilon = -\frac{2\pi\sigma^2}{\beta} \ln(1 - F) .$$

Le choix de la fraction F pour définir l'émittance varie suivant les auteurs. Au LEP, le choix le plus courant est une fraction de 39 %. On a alors la relation:

$$\sigma = \sqrt{\beta\epsilon} .$$

Aucune particule n'est perdue à l'injection si l'émittance du faisceau est entièrement contenue dans l'acceptance de l'accélérateur.

Amortissement adiabatique – On a jusqu'ici négligé les effets de l'accélération sur le mouvement transversal de la particule. Considérons le cas d'une particule traversant un aimant quadripolaire, où il règne un champ magnétique $B_x(y) = B' \cdot y$ et $B_y(x) = B' \cdot x$. On se limite à l'étude du mouvement dans le plan horizontal:

$$\frac{dp_x}{dt} = (e\vec{v} \times \vec{B})_x = -evB'x .$$

Or $p_x = px'$, on a donc

$$v \frac{d(px')}{ds} = v(px'' + p'x') = -evB'x ,$$

d'où l'équation différentielle

$$x'' + \frac{p'}{p}x' + \frac{\epsilon B'}{p}x = 0 .$$

On obtient un résultat entièrement similaire pour le plan vertical. On retrouve donc une équation de Hill mais avec un terme d'amortissement supplémentaire. Si l'on suppose que la variation d'énergie s'effectue suffisamment lentement, la solution complète est de la forme:

$$x(s) = \sqrt{\frac{p_0}{p}} \sqrt{\beta(s)\epsilon_0} \sin [\mu(s) + \psi_0] .$$

L'amplitude de l'oscillation est donc amortie lorsque l'énergie du faisceau augmente de manière adiabatique. Or l'émittance du faisceau est définie par l'aire de l'espace des phases contenue à l'intérieur de la courbe invariant de Courant-Snyder et cette aire est proportionnelle au carré de l'amplitude bêatron. L'émittance est donc inversement proportionnelle à l'énergie des faisceaux. La période la plus critique sera donc l'injection, où l'émittance est la plus grande. Puis au cours de la phase d'accélération, les ellipses décrivant les oscillations bêatrons des particules dans l'espace des phases "rétrécissent" (*beam shrinkage*). Un faisceau large devient un faisceau étroit au court de l'accélération et la probabilité qu'une particule finisse par heurter le tube à vide diminue. Ce processus d'amortissement est analogue à la diminution de l'amplitude d'un oscillateur harmonique classique pour lequel la masse et la force de rappel augmente de manière continue.

Durée de vie quantique – Cet effet est toutefois concurrencé par le rayonnement synchrotron. Lorsqu'une particule émet un photon, la perte d'énergie $\Delta p/p$ va aussitôt provoquer une modification de l'amplitude de l'oscillation bêatron en tendant à accroître l'émittance. Après l'injection, il s'établit un équilibre entre amortissements et excitations quantiques, et les particules du faisceau tendent à être selon une gaussienne suivant les 4 coordonnées d'espace des phases x, x', y, y' . Ainsi même si l'émittance est petite devant l'acceptance de l'accélérateur, il y aura toujours des particules situées dans les queues gaussiennes du faisceau pour lesquelles l'ouverture du tube à vide est insuffisamment grande. Ces particules heurtent le tube à vide et les queues gaussiennes du faisceau sont sans cesse repeuplées par les excitation quantiques; il en résulte une durée vie finie du faisceau appelée durée de vie quantique; la demi-période s'écrit

$$\tau_q = \frac{\tau_d}{2} \frac{e^\xi}{\xi} \quad \text{avec} \quad \xi = \frac{1}{2n^2} ,$$

où τ_d est le temps d'amortissement et n la limite d'ouverture du tube à vide (*aperture limit*) en unité de σ_x ou σ_y . Typiquement, une ouverture autorisant des amplitudes d'oscillations d'au moins 7 écarts standards permet d'atteindre des durées de vie supérieures à 50 heures.

Résonances – Les résonances sont des phénomènes la plupart du temps non linéaires qui tendent à faire diverger l'amplitude des oscillations bêatrons et aboutissent à la perte du faisceau. L'exemple le plus simple est le cas d'un accélérateur dont le *tune* est entier. Le moindre défaut dans le guidage des faisceaux sera amplifié à chaque tour. Lorsque la particule repasse par la position s du défaut, sa phase bêatron est la même et l'effet du défaut de guidage sur l'amplitude bêatron s'amplifie et ce jusqu'à ce que l'amplitude excède la limite d'ouverture de l'accélérateur. Un second exemple est le cas d'une erreur $\Delta B'$ sur le gradient d'un quadripôle. La fonction $K(s)$ du quadripôle est alors modifiée par un terme $\Delta K(s)$ et l'équation de Hill devient

$$\frac{d^2 u}{ds^2} + (K(s) + \Delta K(s)) u = 0 .$$

On peut montrer [7] que l'erreur sur le gradient induit des modifications du *tune*

$$\Delta Q = \frac{1}{4\pi} \int \beta(s) \Delta K(s) ds$$

et de la fonction β

$$\Delta \beta = \frac{\beta(s)}{2 \sin(2\pi Q)} \int \beta(t) \Delta K(t) \cos(2|\mu(t) - \mu(s)| - 2\pi Q) dt .$$

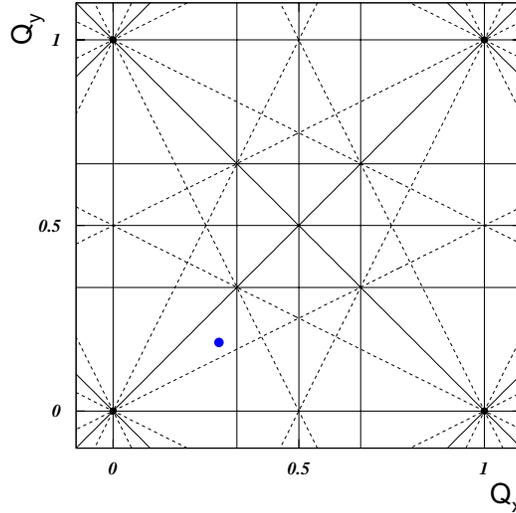


FIG. 1.5 – Diagrammes représentant dans le plan (Q_x, Q_y) quelques unes des résonances d'ordre inférieur ou égale à trois [1].

L'amplitude de la fonction β diverge lorsque le *tune* est demi-entier. Si l'on étudiait l'effet d'une erreur sur le champ d'un sextupôle, on trouverait des résonances du troisième ordre et ainsi de suite pour les aimants multipolaires d'ordre supérieur. De plus les aimants sextupolaires ou d'ordre supérieur induisent des effets non-linéaires et couplent les mouvements dans les plans horizontaux et verticaux. D'une manière générale, les résonances se produiront dès que les *tunes* Q_x et Q_y sont commensurables, c'est à dire qu'ils vérifient une relation du type

$$m Q_x + n Q_y = p,$$

où m , n et p sont entiers et $|m| + |n|$ est l'ordre de la résonance. On représente généralement ces résonances dans un plan (Q_x, Q_y) (cf. figure 1.5), afin de choisir un point de fonctionnement suffisamment éloigné des résonances les plus importantes.

Chromaticité et aimants sextupolaires – On a jusqu'à présent supposé que l'ensemble des particules avaient la même énergie. En réalité, la dispersion en énergie des particules induit des effets qu'il est nécessaire de corriger. Au passage d'un dipôle, une particule qui s'écarte de Δp de l'énergie idéale p_0 , subira une déviation différente et quittera l'orbite de référence. On définit la dispersion D dans le plan horizontal par

$$\Delta x = D \frac{\Delta p}{p_0}.$$

En l'absence de distorsion des champs électromagnétiques, la dispersion dans le plan vertical est nulle. Dans la pratique, on choisit une optique des faisceaux qui permet d'obtenir une dispersion nulle dans le plan horizontal à proximité des points d'interaction et qui maintienne la dispersion dans le plan vertical à des valeurs les plus faibles possibles. La taille transversale du faisceau est modifiée par la dispersion:

$$\sigma = \sqrt{\beta \epsilon + D^2 \langle (\Delta p / p_0)^2 \rangle}.$$

Dans le cas d'un quadripôle, les particules les moins énergiques sont plus fortement focalisés, de manière analogue aux aberrations chromatiques rencontrées en optique classique (cf. figure 1.6).

Cela entraîne des écarts ΔQ sur le *tune*. En partant de l'expression du gradient normalisé K pour un quadripôle

$$K = \frac{e B'}{p},$$

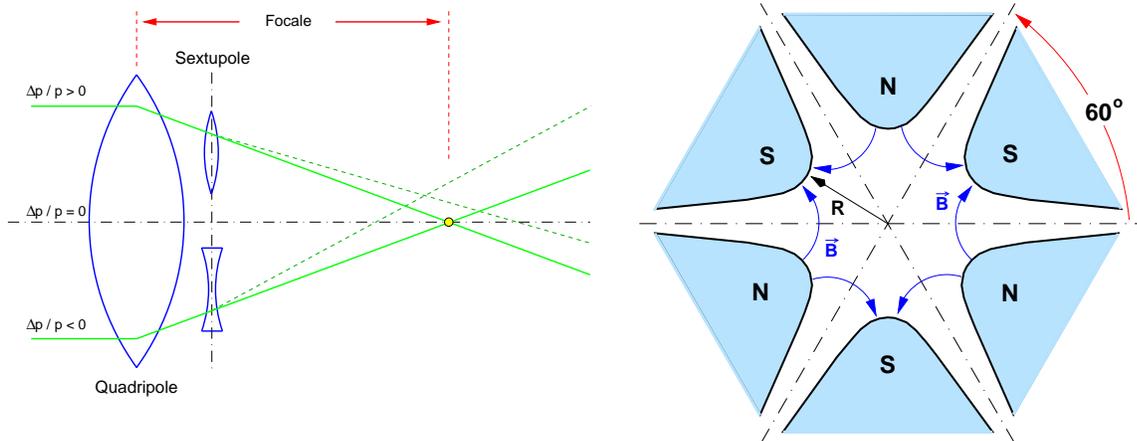


FIG. 1.6 – À gauche: Principe de la correction chromatique par un sextupôle. – À droite: schéma d'un sextupôle vu en coupe transversale [1].

on obtient

$$\Delta K = \frac{dK}{dp} \Delta p = -\frac{eB'}{p_0} \frac{\Delta p}{p_0} = -K_0 \frac{\Delta p}{p_0} .$$

La prise en compte de la dispersion en énergie $\Delta p/p_0$ des particules traversant le quadripôle est donc assimilable à une erreur ΔK sur le gradient du quadripôle. On peut donc utiliser les résultats obtenus précédemment:

$$\begin{aligned} \Delta Q &= \frac{1}{4\pi} \int \beta(s) \Delta K(s) ds \\ &= -\frac{1}{4\pi} \int \beta(s) K(s) ds \frac{\Delta p}{p_0} \\ &= Q' \frac{\Delta p}{p_0} , \end{aligned}$$

où l'on a introduit la chromaticité Q'

$$Q' = -\frac{1}{4\pi} \int \beta(s) K(s) ds ,$$

qui est du même ordre de grandeur que le *tune* (mais de signe opposé) pour des réseaux magnétiques simples, cellule FODO des arcs du LEP, par exemple. En revanche à proximité des points d'interactions, les quadripôles supraconducteurs développent des gradients très intenses (valeurs élevées de K) pour focaliser le faisceau au point d'interaction. Les faisceaux de part et d'autre du point d'interaction sont quasi-parallèles ce qui entraîne de grandes valeurs pour la fonction β . Au niveau des quadripôles supraconducteurs, la chromaticité peut donc devenir beaucoup plus grande que le *tune*. Il est indispensable de compenser cette chromaticité car elle engendrerait des variations du *tune* qui pourrait s'approcher de zones de résonance. Une déviation relative $\Delta p/p_0$ de 1 pour 1000 suffit à déclencher des instabilités bétatroniques si la chromaticité n'est pas corrigée. Elle favoriserait également un autre type d'instabilité (*head-tail instability*) où l'avant du *bunch* influence l'arrière du *bunch* et vice versa au grès des oscillations longitudinales des particules composant le *bunch*.

Les corrections chromatiques nécessitent donc un aimant dont le gradient dépend de l'énergie. Les sextupôles présentent cette caractéristique:

$$B_x \sim kx^2 , \quad B_y \sim \frac{k}{2}(x^2 - y^2) ,$$

et le gradient sur une orbite décalée de Δx est égal à

$$B'_x = 2k\Delta x = 2kD \frac{\Delta p}{p_0}.$$

Le sextupôle sera focalisant pour les particules d'énergies les plus élevées et défocalisant pour les particules de plus faibles énergies (*cf.* figure 1.6). Plus de 500 sextupôles équipent le LEP; ils peuvent développer des champs de 180 T/m² et ne posent aucun problème pour la limite supérieure en énergie des faisceaux (limite de 153 GeV pour les sextupôles défocalisants et de 216 GeV pour les sextupôles focalisants).

1.1.2 Accélération des faisceaux

Cavités accélératrices – L'accélération des particules est assurée par des cavités résonantes disposées dans les sections rectilignes de l'accélérateur. Le principe de l'accélération repose sur l'équation de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

qui relie le champ électrique aux variations temporelles du champ magnétique. En générant un champ magnétique alternatif, on peut ainsi créer un champ électrique longitudinal (parallèle à la trajectoire des particules) alternatif. Les particules seront accélérées à chaque passage dans la cavité à condition que la fréquence du champ électrique soit un multiple de la fréquence de révolution des particules. Prenons l'exemple simple, d'une cavité cylindrique de rayon R dans laquelle règne un champ magnétique B oscillant avec une fréquence angulaire ω . On se place en coordonnées cylindriques et on suppose que seule la composante B_θ du champ magnétique est non nulle. Les équations de Maxwell se réduisent alors à

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\theta)}{\partial r} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_z}{\partial r} &= \frac{\partial B_\theta}{\partial t}. \end{aligned}$$

En dérivant la première équation par rapport à t et la seconde par rapport à r , on obtient

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2}.$$

La solution peut s'écrire sous la forme

$$E_z(r, t) = E(r)e^{i\omega t},$$

où $E(r)$ doit vérifier

$$E'' + \frac{E'}{r} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 E = 0.$$

C'est une équation de Bessel d'ordre 0 dont la solution est exprimée par

$$E(r) = E_0 J_0\left(\frac{\omega r}{c}\right).$$

Le champ E doit s'annuler au niveau de la paroi conductrice de la cavité ($r = R$). L'argument de la fonction de Bessel J_0 doit donc être égal à l'un de ses zéros. Le mode de fréquence le plus bas est associé au premier 0 de la fonction de Bessel:

$$\frac{\omega R}{c} = \frac{2\pi f R}{c} = 2,405.$$

À un rayon R de 30 cm correspond par exemple une fréquence de 400 MHz. Au LEP, la fréquence utilisée est de 352,2 MHz et est parfaitement synchronisée avec la période de révolution des particules

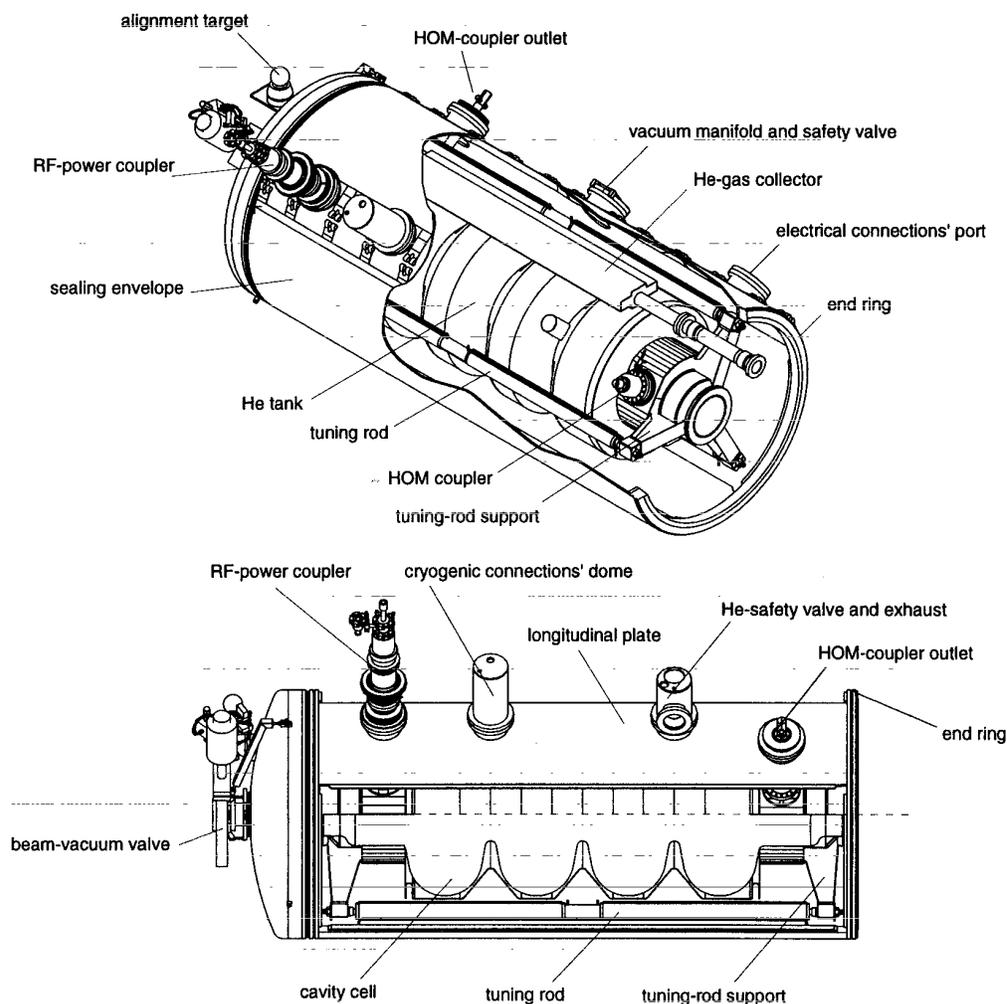


FIG. 1.7 – Schéma d'une cavité supraconductrice du LEP.

(88,92 μs): au cours d'une révolution, la tension RF oscille exactement 31 320 fois; ce nombre, noté h , est le **nombre harmonique** de l'accélérateur. C'est l'un des grands exploits du LEP d'être parvenu à synchroniser aussi précisément des cavités accélératrices parfois distantes de plusieurs kilomètres. L'immense majorité des cavités accélératrices du LEP sont supraconductrices. Elles sont composées de cuivre recouvert d'un film de niobium épais de 1,5 μm . La cavité est en fait constituée de 4 cellules accélératrices et sa longueur effective (partie soumise au champ accélérateur) est égale à 1,70 m (*cf.* figure 1.7). Le diamètre de l'iris (le rayon le plus petit de la cellule accélératrice) est de 241 mm et celui de l'équateur (le plus grand rayon de la cellule) de 755 mm. Les cellules sont maintenues à une température de 4,5 K par de l'hélium liquide. La longueur d'un module accélérateur complet (c.à.d. cryostat compris) atteint 2,55 m. A l'heure actuelle (printemps 1999), le LEP est équipé de 272 cavités de ce type. On trouve également 16 cavités en niobium de première génération (prototypes développés dès 1988 pour évaluer la faisabilité du projet de cavités supraconductrices pour LEP2) ainsi que 48 cavités classiques (*ie* non supraconductrices). En 1998, le gradient accélérateur utilisé dans les cavités Nb/Cu était de 6 MV/m. En conservant inchangé ce gradient, la tension accélératrice maximale disponible en 1999 atteindra au total 3 010 MV (*cf.* tableau 1.2). Mais les cavités ne sont pas toujours pleinement efficaces. Aussi lorsque l'on désire estimer l'énergie maximum des faisceaux autorisé par le système d'accélération pour un gradient donné, on utilise une estimation prudente de

TAB. 1.2 – Cavités accélératrices présentes en 1999 et tension totale disponible [8].

Type de cavité	Nombre de cavités	gradient (MV/m)	tension totale (MV)
Cu	48		100,0
Nb	16	5,0	136,0
Nb/Cu	272	6,0	2774,4
somme totale:			3010,4 MV
efficacité ~ 96 %:			-120,4 MV
1 klystron en moins:			-81,6 MV
tension totale effective:			2808,4 MV
soit une énergie max. des faisceaux:			96,7 GeV

l'efficacité (96 %) et l'on suppose qu'un des klystrons (les générateurs de puissance) est hors-service. La tension disponible est alors de 2808 MV et l'énergie des faisceaux peut alors atteindre 96,7 GeV. Un gradient de 6,5 MV/m permettrait d'atteindre 98,6 GeV, et la limite des 100 GeV sera franchie pour un gradient de 6,9 MV/m ce qui semble réalisable au vu des derniers tests [9].

Puissance RF – La puissance électromagnétique nécessaire à alimenter les cavités accélératrices est fournie par des klystrons installés dans des galeries longues de 212 m, parallèles aux sections rectilignes de l'accélérateur. Un klystron est un générateur haute fréquence dans lequel l'énergie engendrée par un canon à électrons est convertie en onde électromagnétique de haute fréquence (352 MHz dans le cas du LEP). Chaque klystron peut délivrer une puissance maximale de 1,3 MW et alimente simultanément 8 cavités accélératrices. La puissance HF est acheminée jusqu'aux cavités par des guides d'ondes en aluminium de section rectangulaire (584 × 292 mm). Des coupleurs électromagnétiques injectent les ondes HF dans les cavités accélératrices à travers des fenêtres en céramiques. Chaque cavité accélératrice est couplée à une cavité sphérique de stockage d'énergie où les pertes par chaleur sont très faibles. La puissance électromagnétique oscille continuellement entre les deux cavités et le couplage est ajusté de manière à ce que la puissance soit maximum dans la cavité accélératrice au moment du passage d'une *bunch*. Cela permet de limiter les pertes d'énergie par chaleur dans les cavités accélératrices classiques. Lorsque le faisceau traverse la cavité résonante, il est accéléré grâce à l'énergie du mode fondamental sans absorber l'énergie des modes d'ordre supérieur (HOM). Or les cavités supraconductrices ont une atténuation naturelle extrêmement faible et il est donc nécessaire de supprimer ces modes d'ordre supérieur. On utilise pour cela des coupleurs HOM qui extraient ces ondes de la cavité. L'énergie des HOM est alors dissipée sous forme de chaleur à l'extérieur du cryostat, à température ambiante. Le coupleur HOM est équipé d'un système de filtrage qui permet d'empêcher l'extraction de l'énergie du mode fondamental [10].

Dans le cas d'une particule idéale qui arrive à l'entrée de chacune des cavités avec la même phase ϕ_s (particule synchrone), le gain en énergie par tour est égal à

$$(\Delta E)_{RF} = eV_{RF} \sin \phi_s,$$

Mais à chaque tour, la particule lorsqu'elle est déviée perd de l'énergie par rayonnement synchrotron

$$U_0 = c_\gamma \frac{E^4}{\rho},$$

avec

$$c_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{m_e^3} = 8,85 \times 10^{-5} \text{ m/GeV}^3,$$

où r_e est le rayon classique de l'électron et m_e la masse de l'électron au repos. Ainsi, les particules seront accélérées jusqu'à l'énergie à laquelle est atteint l'équilibre entre pertes par rayonnement synchrotron et gain par les cavités RF :

$$U_0 = (\Delta E)_{RF} \Rightarrow c_\gamma \frac{E^4}{\rho} = eV_{RF} \sin \phi_s. \quad (1.4)$$

La puissance dissipée en chaleur dans les cavités RF est donnée par

$$P_d = \frac{V_{RF}^2}{lr_{sh}},$$

où l est la longueur effective de la cavité et r_{sh} l'impédance shunt par mètre de structure accélératrice. En utilisant l'égalité 1.4, on obtient

$$P_d = \left(\frac{c_\gamma}{e}\right)^2 \frac{E_b^8}{lr_{sh} \sin^2 \phi_s \rho^2}.$$

La puissance absorbée par le faisceau est

$$P_b = 2k_b I_b \frac{U_0}{e} = 2k_b I_b \frac{c_\gamma E_b^4}{e \rho},$$

où k_b est le nombre de *bunches* par faisceau et I_B le courant par *bunch*. La puissance totale nécessaire à l'accélération est égale à la somme de ces deux composantes

$$P_{tot} = P_d + P_b.$$

Dans le cas d'une cavité classique, la puissance dissipée en chaleur est le terme dominant et augmente comme la 8^e puissance de l'énergie. Grâce à une impédance shunt beaucoup plus faible, les cavités supraconductrices permettent de s'affranchir de cette dépendance, la contribution dominante étant la puissance absorbée par les faisceaux. À l'époque où fut décidée la construction du LEP, on souhaitait que l'énergie nécessaire à la production de paires W^+W^- puisse être atteinte avec uniquement des cavités classiques. On ne voulait pas miser la réussite du programme de physique sur un hypothétique succès de la technologie des cavités supraconductrices. Les dimensions de l'anneau de collision furent donc optimisées pour une énergie de 90 GeV atteinte grâce à des cavités classiques. L'optimisation du rayon ρ de l'accélérateur repose sur une minimisation des coûts dus d'une part à la construction des infrastructures (linéaire en ρ) et d'autre part à la puissance nécessaire pour accélérer les particules (quadratique en ρ dans le cas de cavités classiques). Le rayon de courbure optimum est d'environ 3,5 km, ce qui aboutit à une circonférence de 27 km, compte tenu des portions rectilignes nécessaire à l'emplacement des cavités accélératrices. Si cette minimisation avait été réalisée pour des cavités supraconductrices, le rayon de courbure aurait été environ 10 % plus faible.

Oscillations synchrotrons et *buckets* RF – Le champ électrique sinusoïdal produit par la cavité accélératrice engendre un puits de potentiel au sein duquel les particules composant un *bunch* oscillent autour de la position d'équilibre occupée par la particule synchrone. Ces oscillations synchrotrons s'effectuent autour de l'énergie de la particule synchrone mais également autour de sa phase. Le choix de la phase synchrone ϕ_s est très important pour la stabilité des oscillations. La figure 1.8 présente deux choix possibles M et N de phase synchrone. Ces deux choix correspondent au même gain en énergie lors de la traversée de la cavité. Considérons d'abord le choix M : une particule P qui arrive en avance par rapport à M subira un champ accélérateur moins intense et tendra donc à être rattrapée par la particule synchrone M ; inversement, une particule P' qui arrive en retard par rapport à M subit un champ accélérateur plus intense et tend à rattraper son retard par rapport à la particule synchrone M . La cavité accélératrice tend donc à focaliser les particules dans le plan longitudinal (c.à.d. suivant la coordonnée azimutale s), elle "resserre" le *bunch* et de même pour la dispersion en énergie. Au LEP, la taille longitudinale d'un *bunch* est d'environ 1 cm et la dispersion en énergie de l'ordre de 0,1 %. En revanche, s'il l'on choisit la particule N comme particule synchrone, une particule Q qui

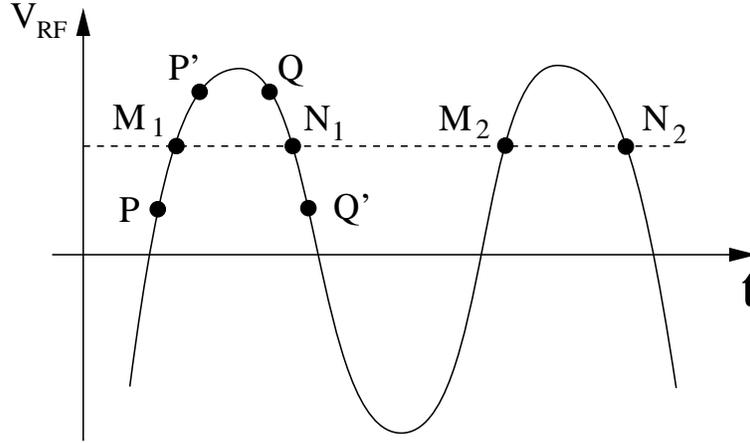


FIG. 1.8 – Tension accélératrice V_{RF} en fonction du temps. Pour obtenir la stabilité, il faut choisir la phase de la particule synchrone sur le front montant de la tension accélératrice.

arrive en avance par rapport à N subit un champ plus intense qui accroît l'écart entre N et Q et de même pour une particule Q' arrivant en retard: la situation est instable; le moindre écart par rapport à la position synchrone est aussitôt amplifié jusqu'à ce que la particule soit perdue. Pour des raisons de stabilité, on choisira donc la phase synchrone de manière à ce que la particule synchrone arrive à l'entrée des cavités lorsque le champ électrique accélérateur est sur son front ascendant. Mais même avec ce choix, on voit apparaître des zones d'instabilités: en faisant le choix de la particule synchrone M , une particule injectée très en retard par rapport à M (c.à.d. avec un retard supérieur à celui de la particule N) sera moins accélérée que la particule synchrone M et finira par être perdue. On voit donc se dessiner des régions de phase à éviter lors de l'injection des particules.

Comme dans le cas des oscillations bétatrons, les oscillations synchrotrons peuvent être représentées dans l'espace des phases. On choisit généralement pour abscisse la phase des particules par rapport au champ accélérateur et pour ordonnée l'écart en énergie par rapport à la particule synchrone. On ne le montrera pas ici mais lorsque l'on résout les équations du mouvement pour une particule asynchrone [11], le profil dans l'espace des phases $(\phi, \Delta E)$ fait apparaître des îlots de stabilité, les **buckets RF**, définis par une ligne de contour appelée séparatrice (cf. figure 1.9). Pour des écarts faibles par rapport à la position synchrone, une particule se comporte comme un oscillateur harmonique et sa trajectoire dans l'espace des phases longitudinal est une ellipse contenue à l'intérieur de la séparatrice; le contour est fermé et l'accélération est stable. Une oscillation synchrotron correspond à un cycle sur ce contour entourant le point synchrone stable et le *tune* longitudinal ou synchrotron Q_s est le nombre d'oscillations synchrotron durant une révolution autour de l'accélérateur. En revanche, des écarts plus importants par rapport à la position d'équilibre peuvent conduire à des trajectoires non fermées, situées hors de la séparatrice: la particule va diverger indéfiniment et sera perdue. Une particule injectée à l'intérieur de la séparatrice y demeure au cours de l'accélération. Les particules sont donc piégées à l'intérieur de ces îlots de stabilité. L'aire d'un *bucket* au moment de l'injection est appelé **acceptance longitudinale** ou encore **acceptance RF**. L'aire du contour dans l'espace des phases $(\phi, \Delta E)$ contenant l'ensemble des particules d'un *bunch* est appelée **émittance longitudinale**. Pour maximiser l'intensité des faisceaux, il faudra donc s'efforcer d'avoir l'acceptance RF la plus grande possible et l'émittance longitudinale la plus petite possible. Les dimensions du *bucket* RF sont donc des paramètres importants de l'accélérateur. Elles sont données par

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{bucket}} = \pm Q_x \sqrt{\frac{e V_{RF}}{\pi h E_s} [2 \cos \phi_s - (\pi - 2\phi_s) \sin \phi_s]},$$

où Q_x est le *tune* dans le plan horizontal, h le nombre harmonique et E_s l'énergie de la particule

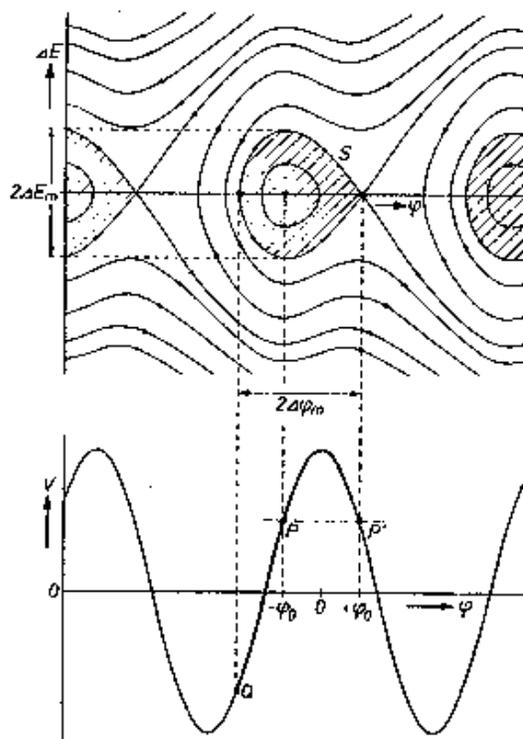


FIG. 1.9 – En haut: trajectoires dans l'espace des phases longitudinales $(\phi, \Delta E)$: seules les particules dans le bucket RF (zone hachurée à l'intérieur de la séparatrice S) sont stables. – En bas: tension accélératrice en fonction de la phase: $-\phi_0$ est la phase synchrone stable et ϕ_0 la phase synchrone instable.

synchrone et par

$$\Delta\Phi_{bucket} = \frac{\alpha h}{Q_s} \left(\frac{\Delta E}{E_s} \right)_{bucket},$$

où α est le **facteur de compaction**. Il relie les variations d'énergie aux variations d'orbite,

$$\frac{\Delta r}{r} = \alpha \frac{\Delta p}{p},$$

et doit être le plus petit possible afin que la dispersion en énergie des particules puissent s'accommoder avec la limite en ouverture du tube à vide la plus petite possible.

On dénombre autant de *buckets* qu'il y a d'oscillations RF durant une révolution autour de l'accélérateur, soit 31 320. Toutefois, le LEP ne comptant que 8 point d'interactions, 4 buckets seulement seront peuplés par les particules lors de l'injection. Cela requiert une synchronisation très précise entre les systèmes RF du LEP et son injecteur, le SPS.

1.1.3 Chaîne d'injection

Le collisionneur LEP n'est que le dernier maillon d'une chaîne de 5 accélérateurs qui se transmettent successivement les même électrons et positons (*cf.* figure 1.10). Un faisceau d'électrons, créés par un tube à électrons, est accéléré dans un accélérateur linéaire jusqu'à une énergie de 200 MeV. Ils sont alors dirigés vers une cible pour créer des positons qui sont focalisés et injectés dans un second accélérateur linéaire (LIL) de 600 MeV. Un anneau de stockage de 126 m (EPA) sert à accumuler les leptons (environ un millier d'impulsions sont regroupées en 4 *bunches*) avant de les injecter dans le PS, synchrotron de 630 m de circonférence qui les accélère à 3,5 GeV. Les *bunches* sont ensuite accélérés jusqu'à 22 GeV,

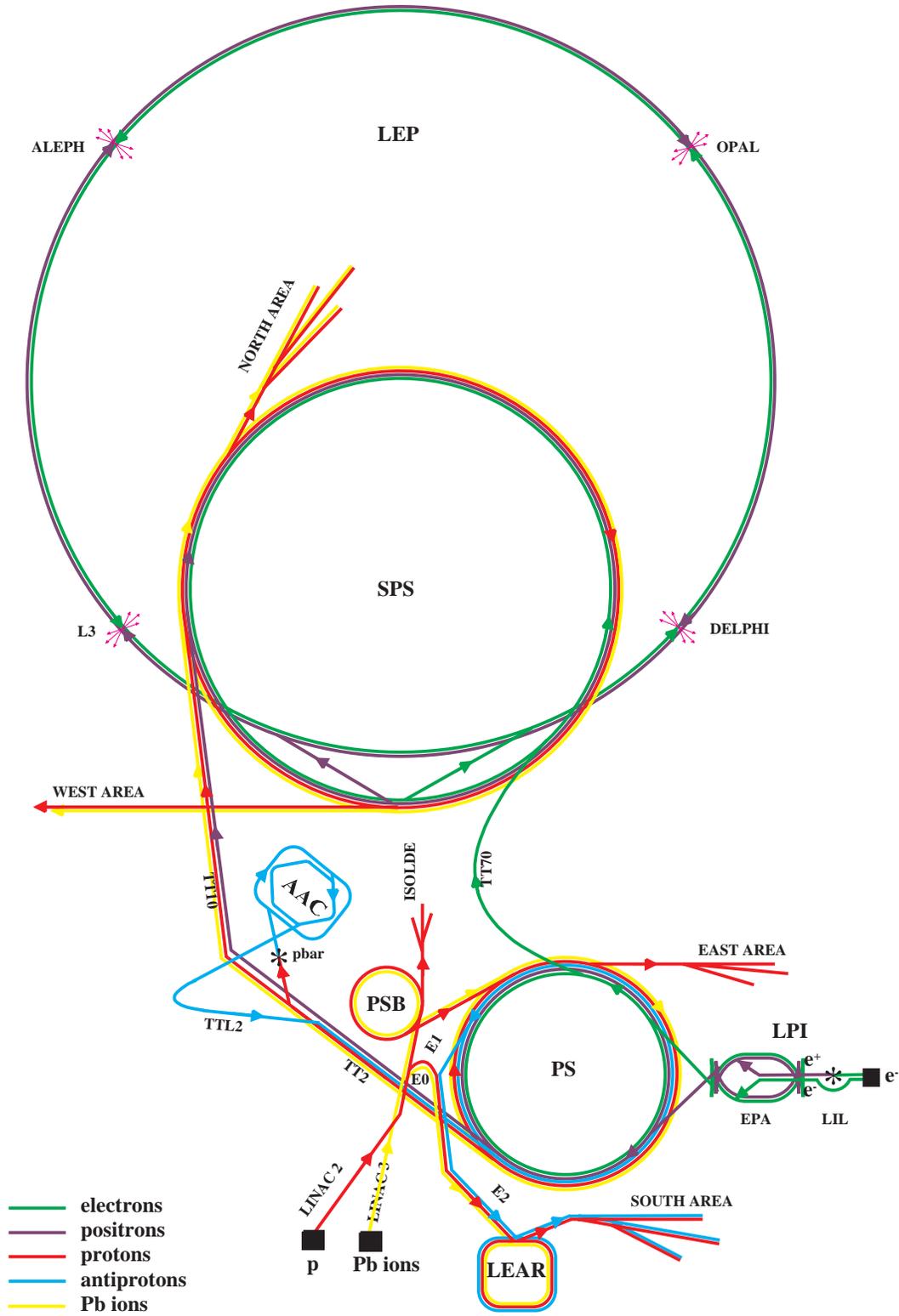


FIG. 1.10 – Chaîne d'injection du LEP

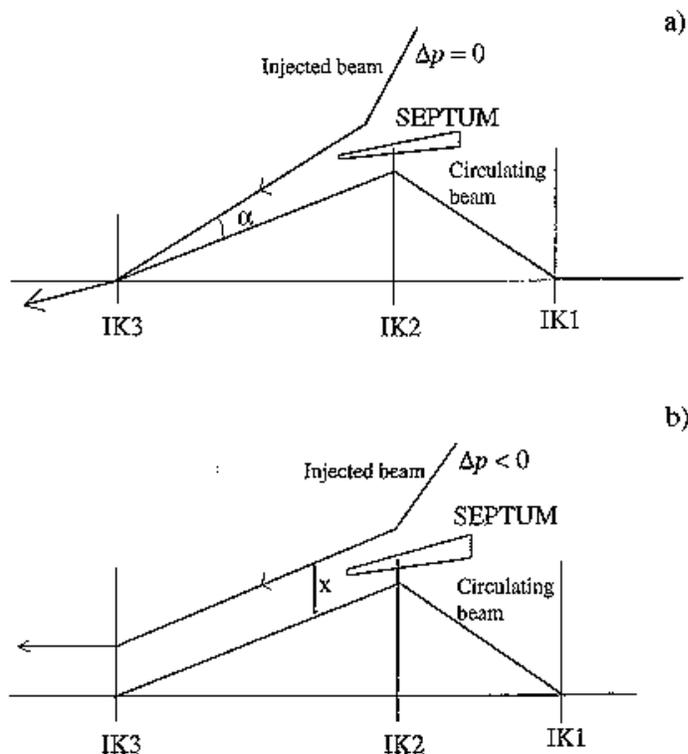


FIG. 1.11 – (a) schéma de l'injection bêta-tron. Les kickers magnétiques sont désignés par IK1, IK2 et IK3. – (b) schéma de l'injection synchrotron [12].

par un second synchrotron, le SPS (circonférence de 6,9 km), avant d'être injectés dans le LEP. Le PS et le SPS fonctionnent en mode multicycle: un supercycle est formé de 4 cycles avec leptons suivi d'un cycle avec proton. Les leptons sont ainsi accélérés durant le temps mort séparant l'injection des protons et anti-protons dans le PS ou SPS et on ne pénalise pas les programmes de physique nécessitant l'utilisation de protons ou anti-protons de haute énergie.

L'injection des leptons dans le LEP s'effectue en deux points situés dans les arcs et disposés symétriquement par rapport à la section rectiligne les séparant. L'injection a lieu dans le plan horizontal et le faisceau incident (en provenance du SPS) rejoint le LEP par l'intérieur de l'anneau. Le faisceau incident est injecté à l'aide d'un *septum* magnétique et des *kickers* magnétiques sont utilisés pour placer le faisceau déjà accumulé dans le LEP au plus près du *septum* (cf. figure 1.11). Il existe deux manières d'injecter les leptons dans le LEP: l'**injection bêta-tron** et l'**injection synchrotron**. Jusqu'en 1994, l'injection bêta-tron était utilisée: le faisceau circulant déjà dans le LEP est placé le plus près possible du *septum* grâce aux *kickers* magnétiques, et on injecte le faisceau incident de manière à minimiser l'angle les séparant. Cependant l'épaisseur du *septum* fait qu'il est impossible d'obtenir un angle nul. Les particules injectées vont donc amorcer des oscillations bêta-tron autour de la trajectoire du faisceau circulant déjà dans le LEP. La durée d'amortissement de ces oscillations est d'environ 6 000 tours. Quant à l'injection synchrotron, elle consiste à injecter le faisceau incident avec un décalage négatif en énergie Δp . On injecte le faisceau incident parallèlement au faisceau déjà circulant avec un écart x qui vérifie la relation

$$x = D \frac{\Delta p}{p},$$

où D est la dispersion dans le plan horizontal. Le faisceau injecté va alors suivre une orbite fermée identique à celle qu'aurait une particule déjà injectée (et amortie dans le plan transversal) avec un écart en énergie Δp . On peut grâce au *septum* ajuster très précisément l'angle entre le faisceau incident et le faisceau déjà circulant afin qu'il soit nul. Les particules injectées ne subiront alors pas d'oscillations

bétatrons mais uniquement des oscillations synchrotrons. Cela présente de nombreux avantages [13]:

- l'amortissement des oscillations synchrotrons est plus rapide (environ 3 000 tours) que celui des oscillations bétatrons;
- Les particules injectées n'oscillent pas dans les sections rectilignes de l'accélérateur car la dispersion y est nulle. L'injection sera donc beaucoup plus propre en ce qui concerne le bruit de fond pour les 4 expériences placées dans les sections droites;
- l'acceptance longitudinale est en générale plus importante que l'acceptance horizontale lorsqu'on les compare à leurs émittances respectives. L'injection se fera donc beaucoup plus efficacement;
- l'absence d'oscillations bétatrons devrait permettre d'injecter directement avec une optique *squeezée* [14]. L'injection classique se fait avec une optique non *tunée* (*ie* pour laquelle on n'a pas encore effectué la forte focalisation au niveau des points d'interaction) et l'optique est *squeezée* durant l'accélération ou après. Injecter directement avec une optique de physique permettrait de gagner du temps et de simplifier la procédure permettant d'aboutir au régime de physique mais l'intensité des faisceaux obtenue avec ce type d'injection semble pour l'instant inférieure;
- la durée de l'injection peut être fortement réduite par rapport à l'injection bétatron. Le *tune* longitudinal au moment de l'injection est d'environ 0,1. Une oscillation synchrotron dure donc environ 10 tours. Il est possible d'injecter des particules dans le même *bucket* après un intervalle de temps multiple impair de la demi-période synchrotron (5, 15, 25 tours...), sans pour autant perturber les particules qui viennent d'être injectées et qui ne sont pas encore amorties. Ces dernières se trouvent en effet complètement à l'opposé dans l'espace des phases longitudinal. Au lieu d'injecter dans un *bucket* une fois toutes les 3 000 tours environ (durée moyenne d'amortissement), il est donc possible d'injecter 2 fois tous les 3 000 tours: c'est l'injection dite *double-batch* [15] et qui est utilisée depuis 1995.

1.2 Bruit de fond des faisceaux et systèmes de protection

Au LEP, les bruits de fond induits par les faisceaux peuvent être regroupés en deux catégories: les photons de basse énergie (typiquement une centaine de keV) dus au rayonnement synchrotron et les électrons de haute énergie (dont l'énergie est comparable à celle des faisceaux). Ces deux types de bruit de fond affectent différemment les expériences situées dans les sections rectilignes du LEP.

Le rayonnement synchrotron entraîne une irradiation continue des détecteurs de vertex, (détecteurs au silicium très proches du tube à vide, à quelques centimètres environ) qui peut occasionner des dommages (dégradation du rapport S/B, puis le non fonctionnement de certaines voies de lecture). Le rayonnement synchrotron affecte également le bon fonctionnement des détecteurs de traces (chambres à jets, chambre à échantillonnage temporel). Les photons de basse énergie induisent une ionisation très localisée au sein des chambres qui peut entraîner des distorsions du champ électromagnétique (charges d'espace) et affectent donc la reconstruction des traces. S'il est trop intense, le rayonnement synchrotron peut également occasionner un vieillissement prématuré des fils sensibles de ces détecteurs de traces (*cf.* chapitre 3).

Le bruit de fond dû aux électrons de haute énergie est moins dangereux pour les détecteurs. Il va surtout causer des problèmes pour le système de déclenchement de l'expérience en induisant des taux de *trigger* élevés dans les détecteurs proches du faisceau. Il peut également dégrader la résolution sur la mesure de la luminosité effectuée par des calorimètres situées très à l'avant et proches du faisceau.

Nous allons maintenant décrire plus précisément les caractéristiques de ces bruits de fond, puis nous verrons les moyens de protection mis en œuvre pour en limiter les effets qui pourraient rendre impossible la prise de données par les expériences.

1.2.1 Particules hors-énergie

Les électrons et positons circulant dans le LEP peuvent perdre une fraction de leur énergie par des processus de diffusion. Ils quittent alors l'orbite idéale et parviennent parfois jusqu'aux détecteurs. Les trois principaux processus de diffusion sont l'interaction faisceau-faisceau, la diffusion sur des photons du rayonnement thermique et l'interaction gaz-faisceau [16]:

TAB. 1.3 – Contribution des processus de diffusion à la durée de vie des faisceaux à LEP1 [16].

Interaction faisceau-faisceau	25 h
Diffusion sur photon du rayonnement thermique	88 h
Interaction gaz-faisceau	430 h
<hr/>	
Durée de vie totale	19 h

Interaction faisceau-faisceau – Lorsque deux *bunches* circulant en sens opposés se rencontrent aux points d'interaction, ils subissent chacun le champ électromagnétique de l'autre. Cette interaction peut entraîner l'accroissement de l'amplitude bêatron de l'un des électrons. Ces électrons ont une énergie égale à celle du faisceau et peuvent atteindre les détecteurs si l'amplitude de leur oscillation atteint la limite d'ouverture à proximité du point d'interaction. Mais en général ces particules sont diffusées à partir du point d'interaction avec un angle très faible et elle restent au sein du tube à vide pendant au moins 100 m. Elle ne constituent donc pas un bruit de fond important pour les expériences. En revanche, c'est le processus qui contribue le plus à la limitation de la durée de vie du faisceau (*cf.* tableau 1.3). Pour limiter l'interaction faisceau-faisceau, on utilise de 6 séparateurs électrostatiques disposés symétriquement par rapport à chacun des 8 points d'interaction, à des distances de 24 m (ZL.QS2), 69 m (ZL.QS4) et 125 m (ZL.QS7) du point d'interaction (*cf.* figure 1.12). Ils permettent de séparer les faisceaux dans le plan vertical par une distance pouvant atteindre 1 cm durant les phases précédant le régime de physique (injection, accélération). Les faisceaux ne sont mis face à face que pour le commencement du régime de physique et uniquement aux points d'interaction pairs où sont placés les détecteurs. Par ailleurs, les séparateurs électrostatiques sont utilisés pour positionner très précisément les faisceaux afin d'obtenir une luminosité optimale [17].

Diffusion Compton sur des photons du rayonnement thermique – Le rayonnement du corps noir en équilibre avec les parois du tube à vide à température ambiante peut provoquer la diffusion des électrons du faisceau [18]. Ces photons du rayonnement thermique ont une énergie très faible (0,07 eV en moyenne) et par conséquent l'énergie du photon diffusé sera pratiquement égale à la perte d'énergie par l'électron. À LEP1, cette perte d'énergie était égale à 1,1 % de l'énergie du faisceau et elle atteint 2,2 % à LEP2. Cette perte d'énergie est suffisante pour rendre instable l'électron, la hauteur $(\delta E/E)_{bucket}$ du *bucket* RF étant d'environ 1 %. La diffusion Compton limite donc la durée de vie des faisceaux, avec une demi-période atteignant 88 h à LEP1. L'électron diffusé du fait de sa plus faible énergie sera plus dévié par les aimants quadripolaires que la particule synchrone, en particulier par le quadripôle à très forte focalisation (QS0) juste en amont du point d'interaction, mais la perte d'énergie de 1 à 2 % est insuffisante pour que l'électron pénètre directement dans le détecteur. En revanche, ces électrons peuvent constituer une source de bruit de fond indirecte, si l'amplitude des oscillations bêatrons induites par la modification d'énergie est suffisamment grande pour atteindre la limite d'ouverture à proximité du point d'interaction (sur une mâchoire de collimateur par exemple).

Interaction gaz-faisceau – Les électrons peuvent également interagir avec les molécules de gaz résiduel dans le tube à vide et deviendront instables si leur perte d'énergie les fait sortir du *bucket* RF. Le gaz résiduel est composé de molécules CO, CO₂, H₂ et CH₄. Dans les sections courbes, la composante en CO peut atteindre 50 % et le reste est essentiellement du H₂. En revanche dans les sections rectilignes où le rayonnement synchrotron venant heurter les parois du tube à vide est beaucoup moins intense, la composante CO tombe à moins de 10 % et la proportion de H₂ atteint quasiment 90 %. L'électron interagit avec les molécules de gaz par bremsstrahlung. Les autres processus de diffusion (diffusion cohérente ou incohérente, diffusion profondément inélastique...) sont complètement négligeables, leurs sections efficaces étant de plusieurs ordres de grandeur plus faible que la section efficace de bremsstrahlung. Cette dernière favorise les molécules de numéro atomique élevé, l'interaction se produira donc principalement entre électron et molécule CO. En première approximation, ce proces-

sus ne dépend pas de l'énergie des faisceaux mais uniquement de la pression du vide et de l'intensité des faisceaux. La pression du vide dans les arcs est en moyenne de 4×10^{-9} torr², elle diminue à 7×10^{-10} torr dans les derniers dipôles des arcs et passe à $3,5 \times 10^{-10}$ torr dans les sections droites. En revanche la qualité du vide est nettement moins bonne dans les cavités RF, avec une pression d'environ 10^{-9} torr [19]. On peut distinguer deux cas de figure pour l'interaction gaz-faisceau: La première possibilité est que l'interaction se produise dans une région où la dispersion est non négligeable, c'est à dire dans les arcs (on rappelle que la dispersion est le coefficient reliant l'écart dans le plan horizontal à la dispersion en énergie: $\Delta x = D(\Delta p/p)$). Si l'électron perd plus de 2 % de son énergie alors la brusque variation en Δp entraîne une oscillation bétatron suffisamment grande pour que l'électron soit perdu localement. Si l'électron perd moins de 1 % de son énergie, il reste dans la zone de stabilité du *bucket* RF. Ainsi, seuls les électrons ayant perdus entre 1 et 2 % de leur énergie dans les arcs peuvent constituer une source de bruit de fond. Ils parviendront à atteindre la région d'interaction et comme de le cas précédent (diffusion sur les photons du rayonnement thermique), leur perte en énergie est insuffisante pour être dévié directement dans le détecteur: ils ne peuvent constituer qu'une source indirecte de bruit de fond. La seconde possibilité est que l'interaction gaz-faisceau ait lieu dans la section rectiligne où la dispersion est nulle. La perte en énergie de l'électron peut être beaucoup plus importante sans que l'électron soit pour autant perdu immédiatement. En effet la dispersion étant quasi-nulle, la perte d'énergie n'occasionne pas d'oscillation bétatron. L'électron quitte bien sur la zone de stabilité dans le plan longitudinal (il sort du *bucket* RF), mais le *tune* synchrotron est faible au LEP (de l'ordre de 0,1) et l'électron ne sera perdu qu'au bout de plusieurs tours. Il va ainsi pouvoir continuer son chemin jusqu'au point d'interaction et si sa perte d'énergie a été supérieure à environ 20 %, le quadripôle supraconducteur va le dévier suffisamment pour qu'il pénètre directement à l'intérieur du détecteur. Ces électrons constituent (hormis le rayonnement synchrotron) la principale source de bruit de fond au LEP et sont appelés **particules "hors-impulsion" ou "hors-énergie"** (*off-momentum*). Cependant, l'interaction gaz-faisceau ne limite que très peu la durée de vie du faisceau (*cf.* tableau 1.3).

En résumé, la principale source de bruit de fond due à des particules chargées provient d'électrons ou de positons ayant perdu plus de 20 % de leur énergie lors d'une interaction par *bremsstrahlung* avec le gaz résiduel dans les sections rectilignes entourant les points d'interaction. Le taux de production de ces particules hors-énergie est proportionnelle à la pression du vide et à l'intensité des faisceaux et est indépendant de l'énergie des faisceaux. À chaque seconde, plusieurs milliers de particules hors-impulsion peuvent atteindre le détecteur. Leur distribution en énergie est très large et est centrée aux alentours de la moitié de l'énergie du faisceau.

1.2.2 Rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron est la source de bruit de fond la plus importante au LEP et la plus problématique pour les expériences. Lorsqu'une particule chargée est déviée par un champ magnétique, elle rayonne une fraction de son énergie par émission de photons tangentiellement à sa trajectoire. La puissance rayonnée est égale à

$$P_{SR} = \frac{2}{3} \frac{e^2 c \gamma^4 \beta^4}{\rho^2},$$

où e est la charge de l'électron, c la vitesse de la lumière, ρ le rayon de courbure engendré par le champ magnétique, $\beta = v/c$ la vitesse de la particule et $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. La perte d'énergie par tour est donnée par

$$U_0 = P_{SR} \times T_{rev} = \frac{2}{3} \frac{e^2 c \gamma^4 \beta^4}{\rho^2} \times \frac{2\pi R}{\beta c} \approx \frac{4\pi e^2}{3} \frac{\gamma^4 \beta^3}{\rho},$$

où l'on a assimilé le rayon de courbure ρ , au rayon de l'accélérateur R . Au LEP, où les particules sont ultra-relativistes ($\beta \approx 1$ et $\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$), on obtient

$$U_0 = c_\gamma \frac{E^4}{\rho},$$

2. 1 atmosphère = 760 torrs.

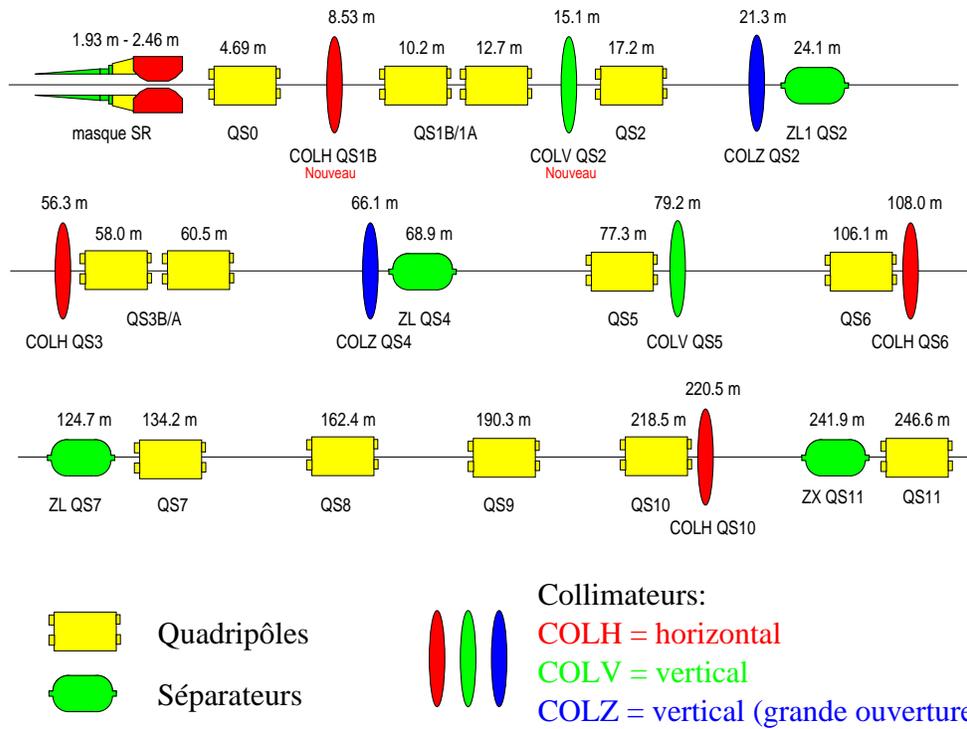


FIG. 1.12 – Carte des principaux éléments de machine situés à proximité du point d'interaction 8 (DELPHI). Seuls les quadrupôles, les séparateurs électrostatiques et les collimateurs sont représentés.

avec

$$c_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{m_e^3} = 8,85 \times 10^{-5} \text{ m/GeV}^3,$$

où r_e est le rayon classique de l'électron et m_e la masse de l'électron. Jusqu'en 1995 le LEP a fonctionné à la résonance du Z (phase LEP1), soit à une énergie de 45,6 GeV par faisceau. La perte d'énergie par tour était alors de 90 MeV. Le programme LEP2 devrait permettre d'atteindre des énergies de 100 GeV par faisceau, la perte d'énergie par tour sera alors de 2 GeV. L'intensification du rayonnement synchrotron impose des contraintes très fortes sur le projet LEP2 aussi bien pour la protection des expériences et des éléments de machine, que pour la cryogénie nécessaire à refroidir les équipements, ainsi que pour la puissance RF nécessaire pour atteindre ces énergies.

Nous allons maintenant étudier plus en détails les différents éléments de machine à l'origine du rayonnement synchrotron.

Rayonnement synchrotron induit par les dipôles – Les aimants de déviation sont la principale source de rayonnement synchrotron. Le spectre en énergie des photons synchrotrons est généralement caractérisés par l'énergie critique E_c :

$$E_c = \frac{3}{2} \frac{\hbar c \gamma^3}{\rho}.$$

En utilisant la variable sans dimension $q = E_\gamma/E_c$, le spectre en énergie du photon s'exprime indépendamment de l'énergie E_γ du photon par

$$dn/dq = \sqrt{3} \alpha \gamma I(q) \quad \text{avec} \quad I(q) = \int_q^\infty K_{5/3}(q) dq,$$

où α est la constante de structure fine et $K_{5/3}$ une fonction de Bessel modifiée du troisième type [16] [20]. Le spectre en énergie des photons synchrotrons est représentée sur la figure 1.13 pour une énergie de

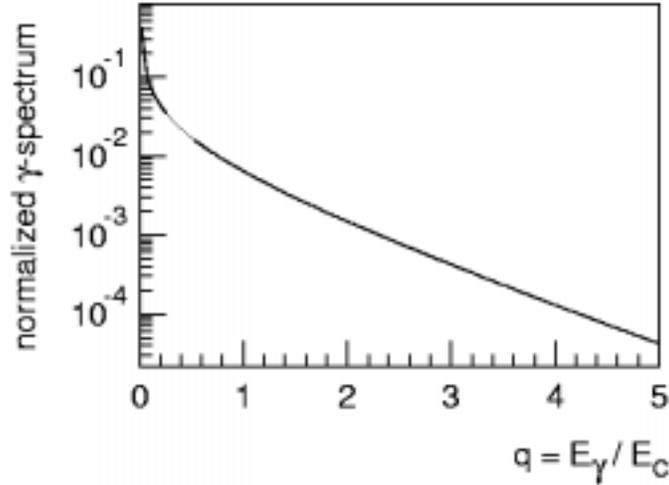


FIG. 1.13 – Nombre de photons rayonnés en fonction de son énergie E_γ exprimée en unité d'énergie critique E_c [16].

faisceau égale à 45,6 GeV. Les dipôles qui équipent les arcs de l'accélérateur engendrent des rayons de courbures de 3096 m, ce qui correspondait à LEP1 à une énergie critique de 68 keV. À LEP2³, cette énergie critique atteindra 712 keV ($E_c \sim E^3/\rho$). Afin de réduire le nombre de photons produits dans les arcs et atteignant les sections droites, le dernier dipôle utilisé avant la section droite produit un champ magnétique 10 fois plus faible. L'énergie de la plupart des photons produits par ce dipôle à LEP1 était trop faible ($E_c \sim 7$ keV) pour que ces photons puissent franchir le tube à vide. En revanche à LEP2, ces photons dont l'énergie critique atteint 72 keV posent problème. Environ 1 % de ces photons atteindront les cavités RF supraconductrices situées dans les sections droites. Il est donc nécessaire de mettre en place des protections pour arrêter ces photons, comme on le verra.

Rayonnement synchrotron induit par les quadripôles – Les quadripôles situés dans les sections droites de l'accélérateur (*cf.* figure 1.12) peuvent engendrer un bruit de fond important pour les expériences. On définit un rayon de courbure équivalent associé au quadripôle:

$$\frac{1}{\rho} = K r^* \sqrt{\epsilon_x \beta_x + \epsilon_y \beta_y},$$

où K est le gradient normalisé ($K = eB'/p$), $\sigma_r = \sqrt{\epsilon_x \beta_x + \epsilon_y \beta_y}$ est la dimension radiale (dans le plan transversal) du faisceau et r^* est l'écart de la particule par rapport à l'orbite idéale en unités de σ_r . Les formules énoncées plus haut pour la puissance rayonnée ou l'énergie critique demeurent valables pour un quadripôle en utilisant ce rayon de courbure équivalent. Les quadripôles à très fort gradient (QS0 et QS1A/B) servant à focaliser très fortement le faisceau au niveau du point d'interaction constitue la principale source de photons synchrotrons. À LEP1, l'énergie critique de ce "triplet" était de 120 keV et elle sera d'environ 800 keV à LEP2. Les autres quadripôles (QS3 à QS11) de la section rectiligne représentaient au total une énergie critique d'environ 30 keV à LEP1 qui s'élèvera à environ 200 keV à LEP2. Les photons synchrotrons sont émis avec un angle d'ouverture $\pm \gamma$ par rapport à la trajectoire des particules, où γ est le facteur de Lorentz et est de l'ordre de 10^5 au LEP. Les photons sont donc émis colinéairement à la trajectoire, et l'angle d'ouverture du cône de photons correspond uniquement à l'angle de changement de trajectoire du faisceau lors de la traversée de l'aimant. Pour un quadripôle cet angle est de l'ordre de $\sqrt{\epsilon_x}(x/\sigma_x)$ radians (de même pour la coordonnée y). Les électrons qui peuplent les queues gaussiennes du faisceau ($x/\sigma_x > 1$) rayonnent donc des photons avec un angle

3. Jusqu'à la fin de ce chapitre, on utilisera abusivement le terme LEP2, pour désigner le LEP fonctionnant à une énergie de 100 GeV par faisceau.

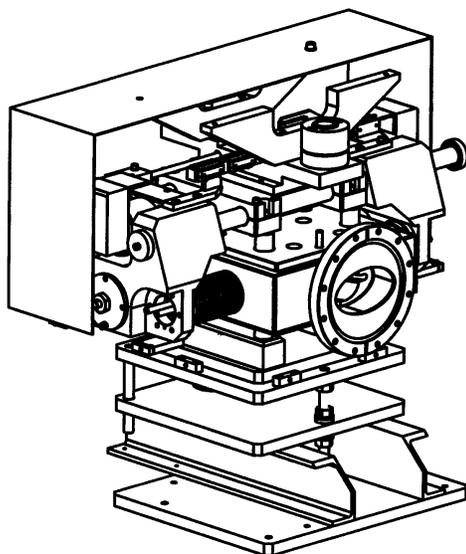


FIG. 1.14 – Schéma d'un collimateur horizontal du LEP.

non négligeable et ces derniers peuvent atteindre directement le détecteur s'ils sont émis suffisamment loin du point d'interaction (un centaine de mètres). On peut également noter que les caractéristiques du rayonnement synchrotron émis par les quadripôles ne dépendent pas uniquement de l'énergie des faisceaux: le spectre en énergie des photons dépend de la taille du faisceau et la distribution angulaire des photons est liée à l'émittance. Au LEP l'émittance verticale est beaucoup plus faible que l'émittance horizontale ($\kappa = \epsilon_y/\epsilon_x \sim 0,5 - 1,0\%$), les photons synchrotrons induits par les quadripôles seront donc distribués préférentiellement dans le plan horizontal.

Les photons synchrotrons rayonnés par les quadripôles constituent la source de bruit de fond la plus importante pour les expériences. À LEP1, le taux de photons engendrés par les derniers dipôles des arcs (dipôles à faible champs) est d'environ 10^{14} photons $s^{-1} \cdot mA^{-1}$. Ce taux est près de 50 fois plus grand pour les photons produits dans les quadripôles "d'insertion" (QS0 et QS1A/B réunis) et 7 fois plus grand pour l'ensemble des photons rayonnés par les quadripôles QS3 à QS11. Le bruit de fond dû au quadripôle sera d'autant plus problématique que certains quadripôles (QS0) sont très proches du point d'interaction et laissent peu de place pour des systèmes de protection. Il est pourtant nécessaire de réduire de plusieurs ordres de grandeurs le taux de bruit de fond dû au rayonnement synchrotron pour garantir le bon fonctionnement des quatre expériences. On s'intéresse donc maintenant aux moyens développés pour limiter le bruit de fond.

1.2.3 Systèmes de protection

Mur de blindage – À une dizaine de mètres environ du point d'interaction se dresse un mur entourant le tube à vide qui sépare le hall expérimental où est placé le détecteur du tunnel de l'accélérateur. Le mur représente un blindage de plus de 25 longueurs de radiation et permet de s'assurer que le seul bruit de fond potentiel provient du tube à vide. Il protège le détecteur contre les neutrons qui peuvent être produits par les photons synchrotron issus des dipôles des arcs. Il permet également d'éviter que les chambres à muons situées à l'extérieur du détecteur soient perturbées par le bruit de fond (particules hors-énergie entre autres). En outre, il permet "d'amortir" le faisceau lorsque ce dernier est perdu à proximité de l'expérience. Il garantit ainsi un niveau de radiation suffisamment faible dans le hall expérimental pour que les interventions humaines soient possibles même lorsque le faisceau est présent.

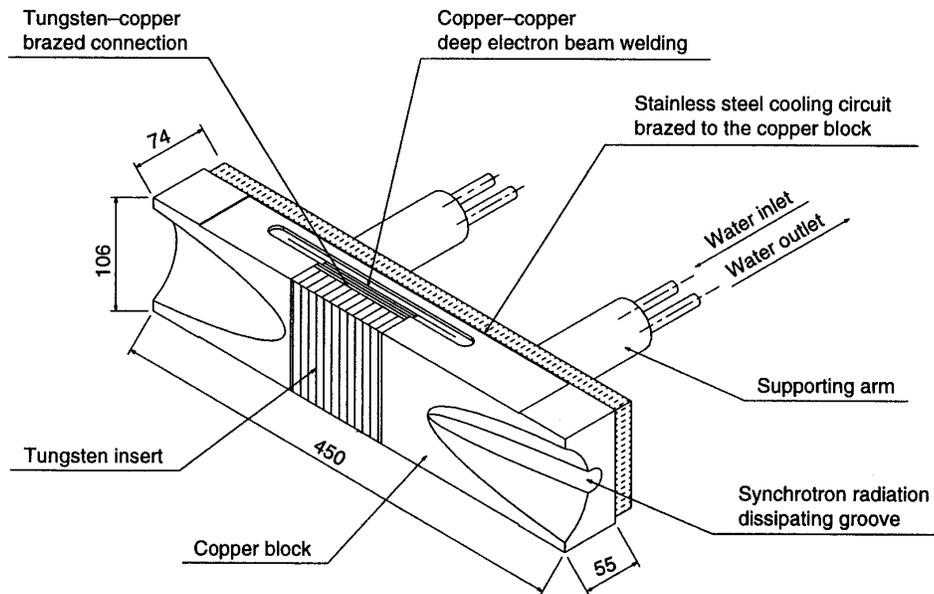


FIG. 1.15 – Mâchoire d'un collimateur.

Collimateurs – Les collimateurs sont des éléments de machine équipés de mâchoire que l'on peut ajuster afin de réduire l'acceptance de l'accélérateur en un point donné (cf. figure 1.14). Ils permettent de réduire le bruit de fond en arrêtant les particules (photon synchrotron ou particule hors-énergie) qui dévie de trajectoire idéale. Ils pourront par exemple être disposés de manière à couper les “lignes de visée” entre l'intérieur du détecteur et une source de rayonnement synchrotron (quadripôle ou dipôle). Les mâchoires, dont un schéma est représenté sur la figure 1.15, sont composées de cuivre et d'un bloc de tungstène, matériau de numéro atomique élevé, afin d'offrir la plus grande longueur de radiation possible. La position des mâchoires peut être ajustée avec un très grande précision, environ $2,5 \mu\text{m}$, grâce à des verrins électromécaniques.

Les collimateurs sont répartis en 4 catégories suivant leur usage:

- **les collimateurs limiteurs d'ouverture** (*aperture limiters*) ont pour but d'empêcher le développement d'un halo de photons ou de particules hors-énergie à grande distance autour du faisceau. Ils sont situés dans l'un des arcs de l'accélérateur (dans le 5^e octant) loin des points d'interaction et permettent d'établir une “zone d'ombre” dans laquelle d'autres collimateurs proches des points d'interaction pourront opérer sans risquer d'engendrer des bruits de fond trop intenses pour les expériences: en résumé, on cherche à supprimer une grosse partie du bruit de fond dans une région de l'accélérateur où un taux de bruit élevé ne cause pas trop de problème. Les mâchoires de ces collimateurs qui “mordent” le halo sont les seules à ne pas être équipées d'insert en tungstène car la puissance déposée par le rayonnement synchrotron serait trop élevée. Il existe au total 6 de ces collimateurs, regroupés en deux systèmes de collimation, l'un horizontal, l'autre vertical. Deux collimateurs (un pour chaque faisceau) sont placés de part et d'autre d'un collimateur primaire. La distance les séparant est optimisée en prenant en compte la longueur d'onde des oscillations bétatrons afin de maximiser la probabilité pour qu'une particule de bruit de fond ayant échappé au collimateur primaire soit arrêtée par le collimateur secondaire;
- **les collimateurs protégeant les éléments de machine du LEP** Deux collimateurs verticaux placés à 21,3 m (COLZ.QS2) et 66,1 m (COLZ.QS4) servent à protéger les séparateurs électrostatiques du rayonnement synchrotron. Ils ont une relativement grande ouverture: $\pm 45 \text{ mm}$ pour COLZ.QS2 et $\pm 40 \text{ mm}$ pour COLZ.QS4 et n'affecteront pas les conditions de bruit de fond au niveau des détecteurs. Un collimateur vertical (COLH.QS10) placé à 220 m du point d'interaction

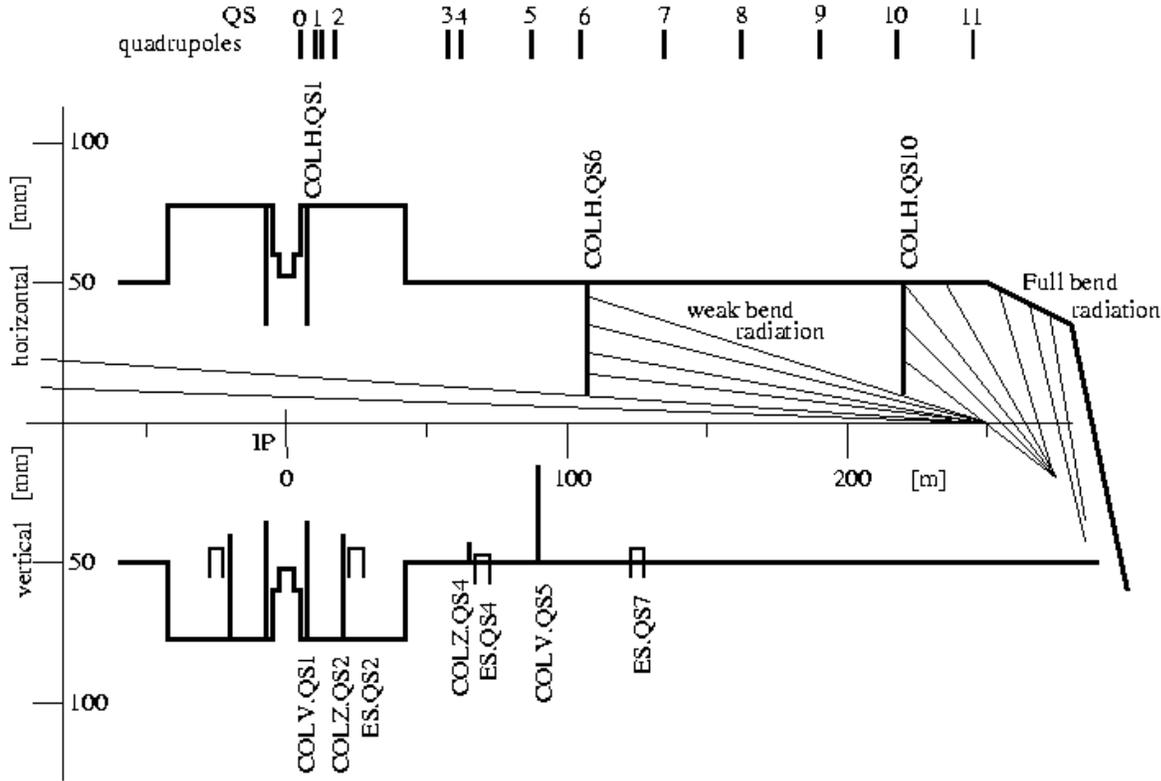


FIG. 1.16 – Disposition des quadripôles (QS), des séparateurs électrostatiques (ES) et des collimateurs (COLH, COLV et COLZ) à proximité du point d'interaction 8 (DELPHI). L'acceptance dans les plans horizontal et vertical des différents éléments de machine est indiquée en ordonnée. Par rapport à la situation actuelle (1999), le collimateur COLH.QS3 situé à 56 m est manquant et le collimateur COLV.QS1 est désormais placé à 15 m de distance du point d'interaction [16].

permet d'arrêter les photons synchrotrons en provenance des dipôles à fort champ magnétique et de supprimer partiellement ceux en provenance des dipôles les plus proches des sections rectilignes (dipôles à faible champ), comme le montre la figure 1.16, assurant ainsi la protection des cavités accélératrices situées à proximité des quadripôles QS9 et QS10.

- **les collimateurs visant à supprimer les particules hors-énergie**: ils sont situés dans les arcs adjacents aux points d'interaction et empêchent les particules hors-énergie produites dans les arcs de parvenir jusqu'à la section rectiligne de l'accélérateur. Quatre collimateurs horizontaux sont disposés dans chaque arc mais deux seulement sont utilisés, le choix de la paire dépendant de l'optique des faisceaux employée. Ils sont équipés d'une seule mâchoire positionnée à $-13\sigma_h$.
- **les collimateurs visant à supprimer le rayonnement synchrotron**: ceux sont les plus nombreux avec 6 collimateurs disposés dans les sections droites de chaque côté du point d'interaction. Trois collimateurs éloignés: COLV.QS5 à 79 m, COLH.QS6 à 108 m et COLH.QS10 à 220 m suppriment quasi complètement le rayonnement synchrotron induit par les aimants de déviation des arcs et suppriment partiellement les photons engendrés par les quadripôles lointains (QS6 à QS11). Deux collimateurs proches, COLH.QS1B à 850 m et COLV.QS2 à 15,1 m, empêchent les photons produits par les quadripôles d'atteindre directement les détecteurs. Ils sont également utiles pour résoudre le problème des photons retrodiffusés à petit angle comme nous allons le voir. Enfin un dernier collimateur horizontal COLH.QS3 situé 56 m du point d'interaction protégera le masque de tungstène (que l'on va maintenant présenter) des photons produits

par les quadripôles lointains.

Problèmes des photons retrodiffusés et masque de tungstène Nous venons de voir que le système de collimation était pleinement efficace contre les photons directs. Le seul quadripôle non protégé est le quadripôle d'insertion QS0, mais ce dernier est si proche du point d'interaction (4,70 m) que les photons ne peuvent pas être produits avec un angle suffisant pour atteindre directement le détecteur. Le bruit de fond subi par les expériences sera donc essentiellement dû à des photons diffusés. Les photons peuvent en effet être diffusés vers l'avant ou bien retrodiffusés sur des éléments de machine, essentiellement les mâchoires des collimateurs. Les collimateurs qui sont indispensables pour réduire le taux de photons directs à des niveaux suffisamment bas pour que la prise de données par les expériences puissent avoir lieu, vont donc favoriser un second type de bruit de fond dû aux photons (rétro)diffusés. Récapitulons les différentes sources de bruit de fond dû au rayonnement synchrotron :

- **(a) photons en provenance des dipôles des arcs:** les photons émis à grand angle (l'immense majorité) sont arrêtés par les collimateurs distants et ceux émis à plus petit angle devront subir ou double diffusions très improbable pour pouvoir atteindre le détecteur
- **(b) photons directs en provenance des quadripôles:** ces photons sont produits par les quadripôles les plus lointains (au delà de QS5) et se dirigent vers les détecteurs avec un angle très faible (inférieur à 0,7 mrad). Les collimateurs proches (COLH.QS1B et COLV.QS2) protègent efficacement le détecteur contre ce bruit de fond excepté dans le cas où le photon est diffusé vers l'avant par l'une des mâchoires du collimateur.
- **(c) photons retrodiffusés à grand angle:** Ces photons ont pour origine l'ensemble des quadripôles de la section rectiligne de l'accélérateur avec une proportion légèrement plus importante pour les quadripôles lointains. Ils sont ensuite retrodiffusés par les collimateurs proches, tout particulièrement COLH.QS1 situé à 8,50 m et sont donc émis vers le détecteur avec des angles relativement important, de l'ordre de 10 mrad.
- **(d) photons retrodiffusés à petit angle:** ces photons sont principalement rayonnés par les quadripôles d'insertion à très fort gradient (QS0 et QS1A/B) situés proches du point d'interaction. Les photons sont ensuite retrodiffusés par les collimateurs lointains (COLH.QS3, COLV.QS5 et COLH.QS6) situés à plus de 50 m et se dirigent vers les détecteurs avec un angle relativement faible, 2 mrad en moyenne. Cette source de bruit de fond est entièrement dominante; elle est plus d'une centaine de fois plus importante que les photons retrodiffusés à grand angle.
- **(e) photons doublement diffusés:** Ces photons sont retrodiffusés une première fois sur des collimateurs proches ou lointain puis le sont une seconde fois sur des éléments très proches du point d'interaction (collimateur COLH.QS1B par exemple). Ils peuvent atteindre le détecteur avec de très grands angles, jusqu'à 200 mrad environ.

Les bruits de fonds (a) et (b) sont complètement négligeables. Le bruit de fond le plus important est constitué par les photons retrodiffusés à petit angle (d) et son taux est presque 200 fois plus important que celui des photons retrodiffusés à grand angle (c) et pour finir le taux de bruit de fond dû aux double diffusions (e) est encore 100 fois plus faible. Pour améliorer de manière significative la protection contre le bruit de fond il faut donc s'attaquer au processus (d), c'est à dire arrêter des photons qui viennent heurter le tube à vide avec une incidence rasante au niveau du point d'interaction, ces photons étant ensuite diffusés de manière isotrope vers le détecteur. La solution qui a été adoptée consiste à placer un masque à l'intérieur du tube à vide (*cf.* figure 1.17) afin de réduire l'ouverture de ce dernier et d'arrêter ainsi les photons qui "longent" le tube, avant qu'ils n'atteignent la région longitudinale correspondant au détecteur [21]. Le masque doit être suffisamment épais pour arrêter les photons mais également les particules hors-énergie: on utilise pour cela du tungstène et l'épaisseur du masque correspond à plus de 30 longueurs de radiation. Le masque sera très efficace pour réduire le bruit de fond (d). En revanche, les photons plus éloignés de la paroi du tube à vide pourront être diffusés vers l'avant par le masque en direction du détecteur. Le processus (b) qui était complètement négligeable peut devenir très important en présence du masque qui fournit un point de diffusion idéal à proximité du détecteur pour ces particules directes. Le processus de double diffusions est également avantageux par la présence du masque mais dans une moindre mesure. Pour limiter les conséquences de cette diffusion, on place un blindage en tungstène à l'extérieur du tube à vide qui s'étend sur 50 cm

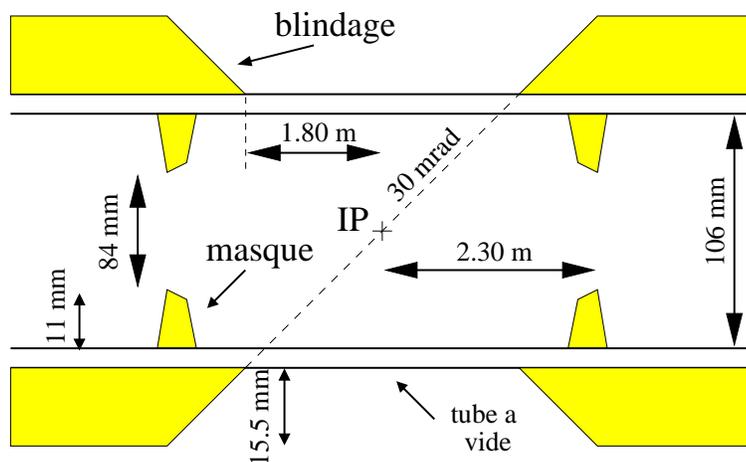


FIG. 1.17 – Disposition du masque de tungstène au sein du tube à vide.

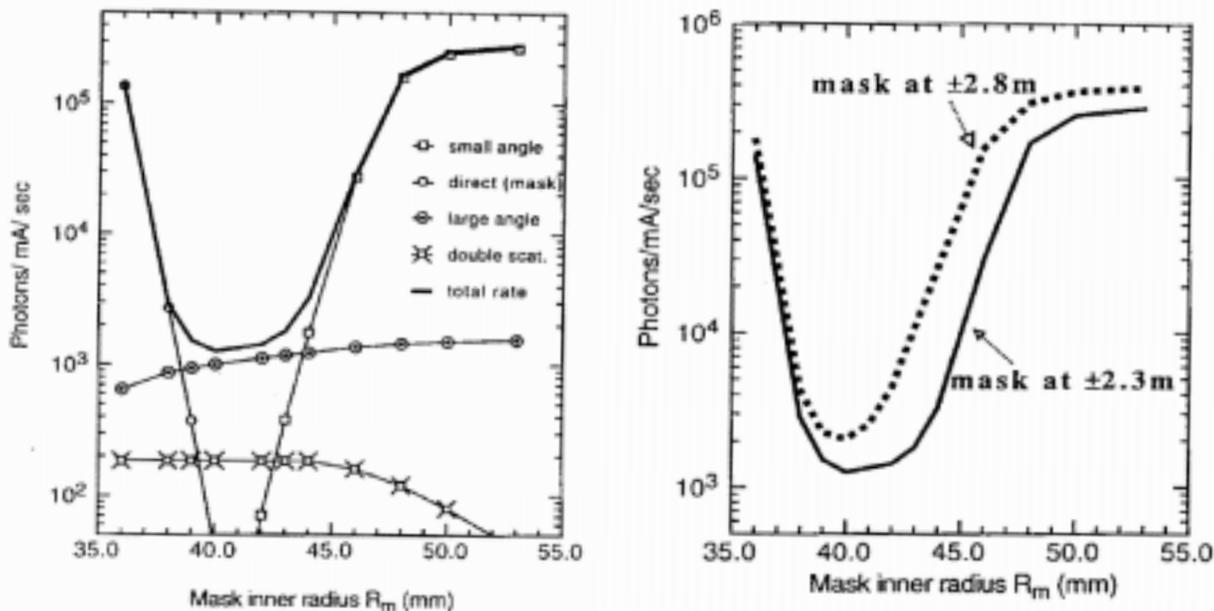


FIG. 1.18 – Optimisation des dimensions du masque de tungstène. À gauche: taux de comptage des photons en fonction du rayon interne du masque. – À droite: taux de comptage des photons en fonction du rayon interne du masque pour deux positions longitudinales.

au delà de la position du masque dans la direction longitudinale (orientée vers le point d'interaction). Cela empêche une partie des photons diffusés d'atteindre le détecteur. Par ailleurs, on va optimiser les dimensions du masque afin de trouver le meilleur compromis entre réduction du bruit de fond (d) (photons retrodiffusés à petit angle) et accroissement du bruit de fond (b) (diffusion de photons directs sur le masque). La figure 1.18 présente l'optimisation qui a été réalisée pour le choix du rayon interne et de la position longitudinale du masque. On voit clairement que pour les rayons très élevés (ce qui correspond à l'absence de masque), le bruit de fond dû à la retrodiffusion de photons à petit angle (d) domine. Lorsque son rayon interne diminue (l'ouverture du tube à vide diminue), le masque devient très efficace contre le processus (d) qui devient négligeable pour des rayons inférieurs à 42 cm. Mais lorsque le rayon continue de diminuer, les bords du masque commencent à "mordre" dans le halo de

photons directs et le bruit de fond (b) devient très important. Un bon compromis est obtenu pour des rayons de 40 à 42 cm. Les deux autres types de bruit de fond, (e) et (c), sont relativement peu affectés par la présence du masque. La figure 1.18 de droite présente le résultat de l'optimisation de la taille du rayon pour deux positions longitudinales possibles. Placé à 2,80 m du point d'interaction, le masque donne un taux de bruit de fond près de 50% plus important que lorsqu'il est placé à 2,30 m. Pour une position longitudinale de 2,80 m, le rayon optimum est de 40 mm. Un tel rayon "déborde" sur l'acceptance verticale nécessaire au faisceau (*cf.* figure 1.19) et le masque risquerait d'engendrer un bruit très important en "mordant" les queues transversales du faisceau. Pour le masque de DELPHI, le rayon choisi est de 42 mm et la position longitudinale est égale à 2,30 m. Le bruit de fond est alors réduit par un facteur 220 et est dominé par les photons retrodiffusés à grand angle sur les collimateurs proches, essentiellement COLH.QS1B. Ce bruit de fond (c) pourrait être réduit en ouvrant légèrement le collimateur COLH.QS1B, mais il laisserait alors passer plus de photons directs qui viendraient diffuser sur le masque (bruit de fond (b)). On a donc placé un collimateur spécifique pour protéger le masque: COLH.QS3, situé à 56 m du point d'interaction. Il permet d'établir un "cône d'ombre" à proximité du collimateur COLH.QS1B qui peut être ainsi légèrement rouvert sans causer d'accroissement du bruit de fond (b) déjà collimaté par COLH.QS3. En régime de physique l'ouverture des mâchoires de COLH.QS3 est de $\pm 19,2$ mm alors qu'elle est de 38,0 mm pour COLH.QS1B.

Nous venons de voir comment les moyens de protection du LEP (collimateurs et masques) permettait de réduire le bruit de fond des faisceaux à des niveaux acceptables pour les détecteurs. Le taux de photons de basse énergie atteignant les détecteur passe ainsi de $4,5 \times 10^8$ photons par croisement de faisceaux (BCO) à un taux compris entre 5 et 150 photons par BCO grâce au système de collimation [22] (pour des faisceaux de 55 GeV et de 3 mA). Mais ces systèmes de protection sont le fruit de compromis entre différentes origines du bruit de fond et ne peuvent jamais complètement le supprimer. De plus ils ne permettent pas de protéger les expériences contre les bruits accidentels, telle la perte des faisceaux, qui peuvent survenir suite à une instabilité soudaine due au *quench* d'un quadri-

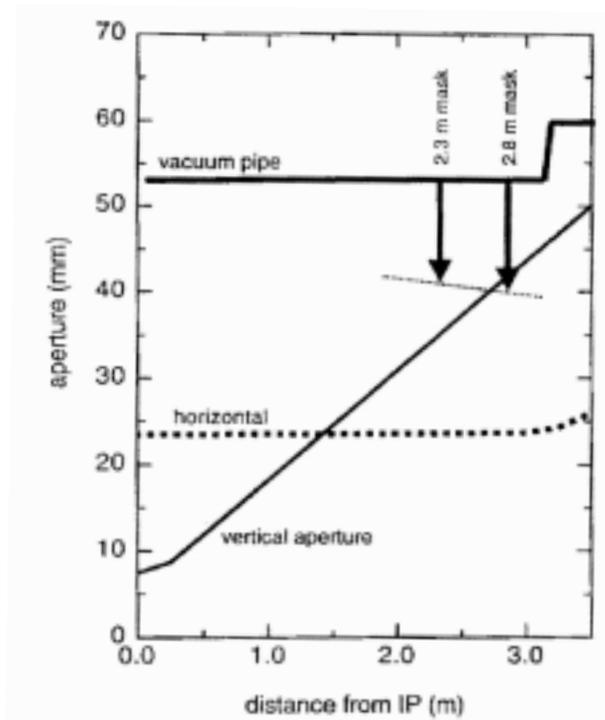


FIG. 1.19 – Acceptances horizontale (trait pointillé) et verticale (trait plein) requises pour un bon fonctionnement de l'accélérateur.

pôle supraconducteur ou encore à la disjonction (*trip*) d'une cavité RF. Chacune des expériences doit donc équiper ses détecteurs de systèmes de protection propres pour parer à ces accidents et également pour limiter les effets du vieillissement des détecteurs exposés à des niveaux intenses de radiations. Le prochain chapitre décrit brièvement le détecteur DELPHI et au chapitre 3 seront présentés les sous-détecteurs de DELPHI pouvant être affectés par le bruit de fond et les moyens mis en œuvre pour les protéger. Ces moyens n'étant pas pleinement satisfaisant un nouveau détecteur a été développé pour l'étude du bruit de fond et il fera l'objet du chapitre 4.

Bibliographie

- [1] A. S. Müller, *Impact of Nonlinear Effects on LEP High Energy Optics*, DELPHI Forum, septembre 1998.
- [2] E. D. Courant et H. S. Snyder, *Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron*, *Annals of Physics* **3** (1958) 1.
- [3] G. de Rijk, *The LEP magnet system at 100 GeV (or more)*, Proceedings of the ninth LEP performance workshop, Chamonix January 25-29, 1999, CERN-SL-99-07 DI.
- [4] Joerg Wenninger, e-mail: Jorg.Wenninger@cern.ch
- [5] H. Grote et F. C. Iselin, *The MAD Program, version 8.16, User's reference manual*, CERN-SL 90-13;
F. C. Iselin, *The MAD Program, version 8.13, Physicals methods manual*,
http://wwwslap.cern.ch/~fci/mad/mad_home.html;
H. Grote et F. C. Iselin, *The MAD Program, version 8.13, Programmer's reference manual*,
http://wwwslap.cern.ch/~fci/mad/mad_home.html;
F. C. Iselin, *The LEP model interface for MAD*, International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems, Tsukuba (Japan), 11 - 15 Nov. 1991, KEK Proceedings 92-15 (546).
- [6] D. Edwards et M. Syphers, *An introduction to the physics of high energy accelerators*, Ed. John Wiley & Sons, New-York 1993.
- [7] J. Rossbach et P. Schmüser, *Basic course on accelerators optics*, CAS: Fifth general accelerator physics course, Université de Jyväskylä, Finlande, 7-18 septembre 1992, CERN 94-01 (p76).
- [8] G. Geschonke, *Strategy for increasing the energy in 1999*, Proceedings of the ninth LEP performance workshop, Chamonix January 25-29, 1999, CERN-SL-99-07 DI.
- [9] J. Sladen, *Running the cavities at higher gradients*, Proceedings of the ninth LEP performance workshop, Chamonix January 25-29, 1999, CERN-SL-99-07 DI.
- [10] E. Haebel, *Couplers for cavities*, CERN Accelerator Course: Superconductivity in particle accelerators, Hambourg (Allemagne), 17-24 mai 1995, CERN 96-03 (p231).
- [11] W. Pirkel, *Longitudinal beam dynamics*, CAS: Fifth Advanced accelerator physics course, Rhodes (Grèce), 20 septembre - 1^{er} octobre 1993, CERN 95-06 Tome 1 (p233).
- [12] LEP Design Report, Volume III: LEP 2, CERN-AC/96-01.

-
- [13] P. Collier, *Synchrotron phase space injection into LEP*, CERN-SL-Note 95-050.
- [14] P. Collier et G. Roy *Injection and acceleration with physics optics in LEP*, 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC '96), 10-14 juin 1996, Sitges (Espagne), CERN-SL-96-20.
- [15] P. Baudrenghien et P. Collier *Double batch injection into LEP*, CERN-SL-96-21.
- [16] G. von Holtey *et al.*, *Study of Beam-Induced Particle Backgrounds at the LEP Detectors*, Nucl. Inst. Meth. **A403** (1998) 205, CERN-SL 97-40.
- [17] P. Castro, Thèse, *Luminosity and beta function measurement at the electron-positron collider ring LEP*, CERN-SL 96-079.
- [18] V.I. Telnov, *Scattering of electrons on thermal radiation photons in electron-positron storage rings*, Nucl. Inst. Meth. **A260** (1987) 304;
I. F. Cinzburg *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A219** (1984) 5.
- [19] Noël Hilleret, e-mail: `Noel.Hilleret@cern.ch`
- [20] J. Schwinger, Phys. Rev. **75** (1979) 1912.
- [21] P. Roudeau, DELPHI Collaboration, *Proposal for the upgrade of DELPHI in the forward region*, CERN/LEPC/92-13/P2;
G. von Holtey *et al.*, *Synchrotron radiation masks for LEP2*, CERN-SL 94-23.
- [22] G. von Holtey, *Estimates of particle backgrounds at the LEP detectors*, CERN/LEP-BI/88-52.

Chapitre 2

Le détecteur DELPHI

Ce chapitre présente très succinctement les différents sous-détecteurs et techniques mis en œuvre au sein de DELPHI pour reconstruire les événements issus des collisions e^+e^- [1]. Une description plus détaillée est donnée dans les chapitres ultérieurs lorsqu'un détecteur est particulièrement utile aux analyses présentées.

2.1 Les sous-détecteurs

Le détecteur DELPHI (Detector with Lepton Photon and Hadron Identification) est formé par l'assemblage de plusieurs sous-détecteurs (*cf.* figure 2.1). Dans la partie centrale ($\sim 40^\circ < \theta < 140^\circ$), les détecteurs sont disposés en couches concentriques jusqu'à des rayons proches de 5 m et dans la partie avant en plans successifs orthogonaux à l'axe du faisceau jusqu'à une distance d'environ 5 m du point d'interaction.

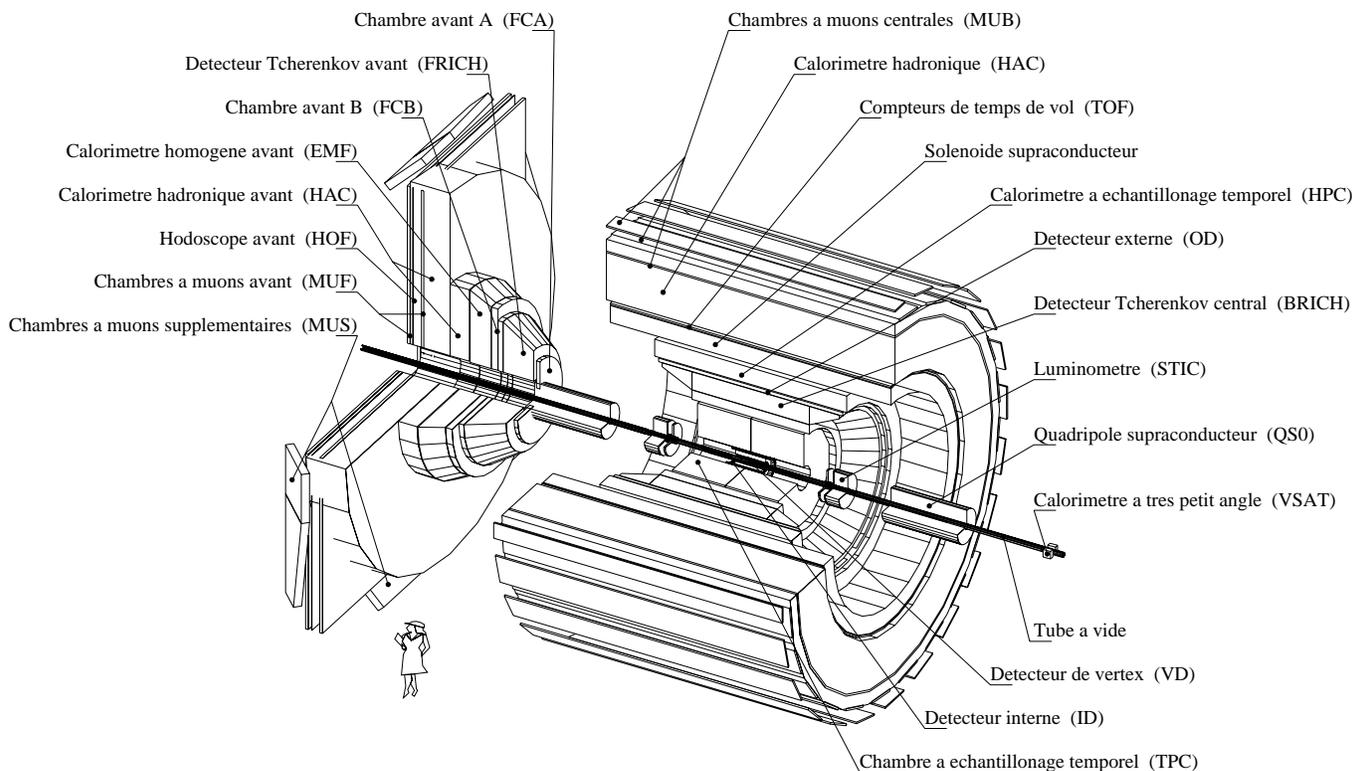
Cet appareillage assure la reconstruction tridimensionnelle des traces chargées. Les trajectoires sont courbées sous l'effet d'un champ magnétique de 1,2 T engendré par un solénoïde supraconducteur. La mesure de la flèche des trajectoires permet alors d'obtenir l'impulsion des particules. Dans la région centrale, quatre détecteurs participent à la reconstruction des traces: le détecteur de vertex (VD), le détecteur interne (ID), la chambre à échantillonnage temporel (TPC) et le détecteur externe (OD). Leurs principales caractéristiques sont récapitulées dans le tableau 2.1. Une résolution $\sigma(1/p) = 0,57 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$ est atteinte pour des muons de 45 GeV/c lorsque l'intégralité des détecteurs participent à la mesure. Dans la région avant, la reconstruction des traces est assurée par des détecteurs au silicium (VFT), par la TPC jusqu'à des angles polaires de 20° , et enfin par des tubes à dérives (FCA) et une chambre à fils (FCB) situés respectivement à 160 cm et 175 cm du point d'interaction. La résolution obtenue sur l'impulsion de muons de 45 GeV/c est égale à $\sigma(1/p) = 1,31 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$.

La mesure de l'énergie est effectuée par les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Dans la région centrale, le calorimètre électromagnétique à échantillonnage temporel (HPC) est formé de couches de plomb alternées avec des espaces remplis de gaz (Ar+CH₄). Dans la région avant, le calorimètre électromagnétique homogène (EMF) est formé de blocs de verre au plomb. Le calorimètre hadronique (HAC) est identique dans ses parties centrales et avant et constitue une épaisseur de fer de plus de 6 longueurs d'interaction. Les caractéristiques de ces trois calorimètres sont indiquées dans le tableau 2.2.

Nous allons maintenant mettre en valeur certains points forts et quelques faiblesses de DELPHI.

2.1.1 Les atouts de DELPHI

La TPC représente le premier pari réussi de DELPHI. A l'époque où fut décidée sa construction (au début des années 80), un seul détecteur de ce type avait été mis en œuvre avec succès auparavant (expérience PEP-4 à Berkeley). Le principe de base est le suivant: une particule chargée traversant la TPC ionise le gaz contenu dans les chambres. Les électrons d'ionisation dérivent vers les extrémités transversales de la TPC sous l'action d'un champ électrique E . Le champ magnétique B engendré par

FIG. 2.1 – *Le détecteur DELPHI.*

le solénoïde est parallèle au champ électrique. Cela a deux conséquences importantes pour la TPC: d'une part les forces de type $E \times B$ sont négligeables et les électrons peuvent ainsi dériver sur des distances relativement importantes; d'autre part les électrons s'enroulent autour des lignes de champ et la diffusion transverse est atténuée par un facteur 6 environ. Aux extrémités de la TPC sont disposées des chambres proportionnelles multifils, dans lesquelles l'électron amorce une avalanche sous l'effet du fort champ électrique à proximité du fil. La position transversale est lue par effet capacitif sur un damier cathodique situé en regard des fils sensibles, la position longitudinale est mesurée par le temps de dérive et l'énergie est obtenue à partir de la charge collectée sur les fils. Jusqu'à 16 points par trace peuvent être ainsi reconstruits avec une résolution d'environ $250 \mu\text{m}$ en $r\phi$ et de $800 \mu\text{m}$ en z . La résolution sur le dépôt linéique en énergie atteint 7 %. La TPC est l'élément majeur de la reconstruction des traces dans DELPHI. Depuis la prise des premières données en 1989, la TPC a toujours parfaitement fonctionné et elle constitue l'une des plus grandes réussites de DELPHI.

Le VD fait partie des détecteurs qui ont été spécialement développés au LEP. Placés au plus près du faisceau, ils mesurent très précisément les paramètres d'impact des traces chargées afin de rechercher la présence de vertex secondaires. Ils sont devenus indispensables à la recherche du boson de Higgs qui se désintègre préférentiellement en paire $b\bar{b}$. Le détecteur de vertex de DELPHI a connu de nombreuses améliorations au cours du temps. Le VD était à l'origine composé de deux couches de silicium à simple face et ne permettait une mesure spatiale qu'en $r\phi$. En 1994, lorsque la taille du tube à vide fut réduite, une troisième couche fut ajoutée et deux de ces couches furent équipées de plaquettes de silicium à double face afin de permettre la mesure simultanée des coordonnées en z et en $r\phi$. En 1996, les couches du VD furent allongées afin de couvrir des régions d'angle polaire plus étendues. Deux nouveaux détecteurs (VFT) reposant sur des minipistes de silicium pour l'un, sur des macropixels au silicium pour l'autre, ont été ajoutés pour couvrir la région très à l'avant (jusqu'à 10° en angle polaire). La résolution très fine du VD ($8 \mu\text{m}$ en $r\phi$, 10 à $25 \mu\text{m}$ en z), associée à un très bon algorithme de

TAB. 2.1 – Caractéristiques des sous-détecteurs de traces de DELPHI.

	Détecteurs de traces	Région avant
	Région centrale	
VD:	détecteur de vertex au silicium 3 couches disposées à $r = 6,3$ cm, $9,0$ cm et $10,3$ cm acceptance: $25^\circ < \theta < 155^\circ$ résolution en $r\phi$: $8 \mu\text{m}$ résolution en z : $11 \mu\text{m}/\sin\theta$ rés. param. d'impact en $r\phi$: $71/p(\sin\theta)^{3/2} \oplus 28 \mu\text{m}$ rés. param. d'impact en z : $75/p(\sin\theta)^{5/2} \oplus 39 \mu\text{m}$	VFT minipistes: 2 couches de minipistes de silicium rayon: $6,9 - 8,4$ cm position: $z = 35 - 40$ cm acceptance: $10^\circ < \theta < 18^\circ$ résolution point d'impact: $10 - 30 \mu\text{m}$
ID:	chambre à jets + 5 couches de chambres à pailles rayon: $12 - 23$ cm et $24 - 28$ cm acceptance: $15^\circ < \theta < 165^\circ$ résolution en $r\phi$: $85 \mu\text{m}$ pas de mesure en z	VFT pixels: 2 couches de macropixels de silicium rayon: $6,9 - 11,2$ cm position: $z = 20 - 30$ cm acceptance: $12,0^\circ < \theta < 25,5^\circ$ résolution point d'impact: $70 \mu\text{m}$
TPC:	chambre à échantillonnage temporel rayon: $34 - 116$ cm acceptance: $20^\circ < \theta < 160^\circ$ gaz: 80% Ar + 20% CH ₄ stabilisé à une atmosphère tension de dérive: 25000 V gradient de dérive: 187 V/cm vitesse de dérive: 7 cm/ μs tension sur les fils sensibles: 1435 V résolution en $r\phi$: $250 \mu\text{m}$ résolution en z : $800 \mu\text{m}$ résolution sur dE/dx : 7%	FCA: 6 couches de tubes à dérive position: $z = 160$ cm acceptance: $11^\circ < \theta < 32^\circ$ résolution en x : $290 \mu\text{m}$ résolution en y : $240 \mu\text{m}$
OD:	5 couches de tubes à dérive rayon: $197 - 206$ cm acceptance: $32^\circ < \theta < 148^\circ$ résolution en $r\phi$: $110 \mu\text{m}$ résolution en z : $3,5$ cm	FCB: chambre à dérive (12 plans de fils) position: $z = 275$ cm acceptance: $11^\circ < \theta < 36^\circ$ résolution en x : $150 \mu\text{m}$ résolution en y : $150 \mu\text{m}$

TAB. 2.2 – Caractéristiques des calorimètres de DELPHI.

Calorimètres	
HPC:	calorimètre électromagnétique à échantillonnage temporel rayon : 208 – 260 cm acceptance : $43^\circ < \theta < 137^\circ$ gaz : 80 % Ar + 20 % CH ₄ gradient de dérive : 106 V/cm vitesse de dérive : 5,5 cm/ μ s convertisseur : plomb épaisseur du convertisseur : $18X_0/\sin\theta$ rayon de Molière : 1,25 cm granularité en z : 3,7 mm granularité en ϕ : 1° résolution : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0,043 \oplus \frac{0,32}{\sqrt{E}}$ (E en GeV)
EMF:	calorimètre électromagnétique homogène de la région avant position : $z = 284$ cm acceptance : $8^\circ < \theta < 37^\circ$ convertisseur : verre au plomb (32 % SiO ₂ , 64 % PbO) épaisseur du convertisseur : $20X_0$ granularité : 1° résolution : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0,03 \oplus \frac{0,12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,11}{E}$ (E en GeV)
HAC:	calorimètre hadronique des régions centrale et avant position : $r = 318 - 477$ cm (région centrale), $z = 400$ cm (région avant) acceptance : $11^\circ < \theta < 169^\circ$ convertisseur : fer épaisseur du convertisseur : 110 cm soit 6,5 longueurs d'interaction granularité : $3,0^\circ \times 3,7^\circ$ (région centrale) et $2,6^\circ \times 3,7^\circ$ (région avant) résolution : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0,21 \oplus \frac{1,12}{\sqrt{E}}$ (E en GeV)

reconnaissance, permet d'afficher des performances parmi les meilleures des expériences LEP en matière d'identification des quarks beaux. La réussite de tels détecteurs au silicium est incontestable. Il suffit pour s'en convaincre d'observer tous les appareillages récents ou en cours de développement auprès de collisionneurs: quasiment aucune expérience ne songerait à se passer de cette technologie, y compris auprès de collisionneurs hadroniques (LHC, Tevatron) où les radiations à proximité du faisceau sont particulièrement intenses.

Le RICH est probablement le projet le plus original de DELPHI. Il a pour but l'identification des particules à partir de leur rayonnement Tchérénkov. Il permet la séparation entre pions, kaons et protons de basse énergie. Il contribue donc de manière importante à l'étude des désintégrations des mésons de saveurs lourdes.

La HPC constituait également un défi technologique. Elle reprend le principe de la chambre à échantillonnage temporelle en l'étendant à la calorimétrie. Le principe repose sur l'utilisation du convertisseur en plomb comme cage électrostatique servant à établir un champ de dérive. Les particules produites dans les gerbes électromagnétiques ionisent le gaz séparant les couches de plomb. Les électrons d'ionisation sont alors détectées de la même manière qu'au sein d'une TPC. La HPC permet ainsi une

reconstruction spatiale tridimensionnelle des gerbes très précise. Elle permet aussi l'étude du profil longitudinal en énergie, avantage indéniable pour l'identification des électrons.

L'identification des particules – Ce point résume en fait les atouts précédents: la mesure du dE/dx par la TPC, la mesure des paramètres d'impact par le VD, la reconstruction tridimensionnelle des gerbes dans la HPC et l'étude du rayonnement Tchérénkov dans le RICH offrent une couverture très large des différentes particules identifiables (e , π , K, p, quark b et dans une moindre mesure quark c) sur différentes gammes d'énergie. A ces détecteurs, il faut ajouter les chambres à muons. Elles sont de conception traditionnelle mais offrent d'excellentes performances. Les muons sont les particules identifiées le plus efficacement et avec la meilleure pureté. Le détecteur DELPHI apparaît donc comme l'un des plus complets pour l'identification des particules.

2.1.2 Les faiblesses de DELPHI

L'hermiticité – La géométrie des détecteurs LEP a été étudiée de manière à offrir l'acceptance la plus large possible. DELPHI a fait le choix d'extraire les câbles des détecteurs internes en les faisant circuler par la région à 40° séparant les parties centrale et avant du détecteur. Les détecteurs les plus proches du faisceau (VD, ID, TPC) ne souffrent pas de ce choix. En revanche le RICH et les calorimètres électromagnétiques présentent des zones mortes importantes. La zone d'angle polaire située entre 35° et 43° n'est couverte ni par la HPC, ni par l'EMF. Cela est très pénalisant pour l'étude de processus avec énergie manquante. Pour y remédier partiellement, des scintillateurs ont été disposés dans ces régions. A défaut de fournir une reconstruction complète de l'énergie des particules, ils offrent un veto qui permet de rejeter les événements pour lesquels l'énergie manquante est probablement due à une hermiticité insuffisante du détecteur.

Le RICH – Sa mise en œuvre a eu deux conséquences principales: la mesure du rayonnement Tchérénkov doit s'effectuer avant que les particules aient commencé à interagir. Le RICH doit donc être placé à faible rayon (entre la HPC et la TPC). Cela limite énormément la place disponible pour les autres détecteurs à l'intérieur du solénoïde. La taille de la TPC est donc relativement réduite comparée par exemple à celle de l'expérience ALEPH. Les résolutions en impulsion ne pourront pas être aussi bonnes qu'avec une très grande chambre. C'est d'ailleurs à cette fin que le détecteur externe (OD) a été mis en place entre le RICH et la HPC. Il fournit des points supplémentaires de mesure des traces à grand bras de levier. Le nombre de fils de la TPC servant à la mesure du dE/dx sera également moindre et par conséquent la résolution moins bonne. La séparation entre pions et électrons sera par exemple plus difficile. La seconde conséquence est l'augmentation de la quantité de matière en amont des calorimètres électromagnétiques, comme cela sera décrit au chapitre 6 (*cf.* figure 6.19). Dans la région centrale ($50^\circ < \theta < 130^\circ$), le RICH ajoute environ 0,5 longueur de radiation et dans la région $40^\circ < \theta < 50^\circ$ cela peut aller jusqu'à 2,5 longueurs de radiation. Les électrons ont donc une probabilité non négligeable de commencer à interagir en amont du calorimètre.

L'identification des électrons dans la région avant– Le même phénomène que pour la HPC se produit à l'avant. La quantité de matière en amont de l'EMF peut atteindre deux longueurs de radiation. De plus la reconstruction des traces est moins précises vers l'avant. Lorsqu'un électron commence à interagir avant le calorimètre il devient très difficile d'associer les dépôts calorimétriques aux bonnes traces, en particulier si la TPC n'a pas participé à la mesure. En outre, l'EMF ne permet la mesure du profil longitudinal des gerbes électromagnétiques. Ces problèmes font qu'il est plus délicat d'identifier un électron qu'un muon au sein du détecteur DELPHI.

2.2 Système de déclenchement

Le système de déclenchement de DELPHI se compose de 4 niveaux [2]. Les deux premiers (T1 et T2) sont synchronisés sur le signal de croisement des faisceaux (BCO) qui intervient toutes les $22 \mu s$. Leur déclenchement repose sur les dépôts calorimétriques et sur la détection de traces chargées. La

décision de niveau 1 intervient moins de $3,5 \mu\text{s}$ après le BCO. Elle repose sur un traitement purement électronique de signaux en provenance de détecteurs à réponse rapide (ID, TPC, OD, FCA, FCB, TOF, scintillateurs de la HPC, FEMC et chambre à muons de la région centrale). Si aucun signal ne survient (T1NO), la numérisation est interrompue dans l'attente du prochain BCO. Si la réponse de niveau 1 est positive (T1YES), la numérisation des données se poursuit et en particulier celles de détecteurs à longue dérive comme la TPC ou la HPC. Les signaux en provenance de ces détecteurs sont analysés par des modules électroniques qui effectuent une recherche sommaire d'éléments de trace. Des combinaisons entre signaux provenant de différents détecteurs peuvent être réalisées. La décision de niveau 2 prend en moyenne $39 \mu\text{s}$ et fait donc perdre un croisement de faisceau. Ces deux premiers niveaux de déclenchement sont les seuls à causer une perte d'efficacité de la prise de donnée. Le niveau 1, avec un taux de comptage de l'ordre de 1 kHz engendre un temps mort de 2% . Le niveau 2 affiche des taux de comptage plus réduits ($\sim 6 \text{ Hz}$) et provoque un temps mort de l'ordre de 1% .

Les systèmes de déclenchement de niveau 3 et 4 sont asynchrones. Le niveau 3 correspond à une analyse plus détaillée des signaux effectuée par des microprocesseurs de châssis. La décision prend environ 30 ms et permet de réduire le taux de comptage à environ 2 Hz . Enfin le niveau 4, utilise le programme complet de reconstruction des traces afin de réaliser une première sélection des événements. La décision prend environ 300 ms et le taux de comptage est réduit à l'ordre du Hz .

2.3 Reconstruction des événements

La reconstruction des événements est effectuée par le programme DELANA [3] à partir des données brutes enregistrées par chaque sous-détecteur. Lors d'une première étape les signaux bruts sont traités par chacun des sous-détecteurs, afin de reconstruire des points dans l'espace (TD) en appliquant éventuellement le résultat de calibrations. Des TD fantômes peuvent être présents lorsqu'une ambiguïté gauche-droite n'a pu être levée (chambre à jets de l'ID par exemple). Ces TD sont ensuite associés en éléments de trace (TE) lorsque cela est possible (c.à.d. si le sous-détecteur dispose de plusieurs points de mesure). Les TE peuvent tout aussi bien être des bouts de trace (comme dans la TPC), des agrégats d'énergie pour les calorimètres ou bien un point unique (comme pour le VD qui fournit juste une position mais pas une direction de la trajectoire). Les TE des différents détecteurs sont alors associés pour former des traces (TK) grâce à une procédure de χ^2 et en prenant en compte l'alignement des détecteurs. Les TK sont ensuite extrapolés vers l'intérieur et l'extérieur du détecteur afin de rechercher les TE non associés proches de la trajectoire. Les TE des calorimètres qui demeurent isolés à l'issue de cette procédure de réassociation sont considérés comme des particules neutres.

Bibliographie

- [1] P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, Nucl. Inst. Meth. **A378** (1996) 57;
DELPHI Progress Report, DELPHI 84-60 GEN 11, CERN/LEPC 84-16;
DELPHI Technical Proposal, DELPHI 83-66 GEN, CERN/LEPC 83-3.

- [2] V. Bocci *et al.*, *Architecture and performance of the DELPHI trigger system*, Nucl. Inst. Meth. **A362** (1995) 361;
V. Bocci *et al.*, *Basic concepts and architectural details of the DELPHI trigger system*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** No 4 (1995) 837;
V. Canale et G. Valenti, *The Trigger configuration for LEP200*, Note interne DELPHI 96-104 DAS 179.

- [3] Collaboration DELPHI, *DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide*, Note interne DELPHI 89-44 PROG 137.

Chapitre 3

Suivi du bruit de fond dans DELPHI

On présente dans ce chapitre les conséquences matériels que peut engendrer le bruit de fond des faisceaux sur les différents sous-détecteurs de DELPHI. On décrit également les informations sur le bruit de fond fournies par ces différents détecteurs et on montre en quoi elles peuvent être insuffisantes.

Plusieurs détecteurs au sein de DELPHI contribuent à la connaissance de l'état du faisceau [1]: Le détecteur de vertex (VD), le détecteur interne (ID), la chambre à échantillonnage temporel (TPC), le luminomètre (STIC), le calorimètre très à l'avant (VSAT) et enfin les moniteurs de radiation (RM).

3.1 Les moniteurs de radiation du LEP/TIS

Ces moniteurs de radiation ne font pas partie de DELPHI, mais ont été conçus et mis en place par la division TIS (Technical Inspection and Safety) du CERN. Ces moniteurs sont des chambres à ionisation d'air, placées proches du tube à vide, à 8 m de part et d'autre du point d'interaction. Ils ont pour but de surveiller le taux de radiation, principalement durant la phase d'injection, et de déclencher une alarme ou d'empêcher toute nouvelle injection au cas où le niveau de radiation deviendrait dangereux pour les détecteurs installés dans la zone expérimentale. La charge produite par le rayonnement d'une particule chargée traversant la chambre, est intégrée, numérisée puis convertie sous forme d'un train d'impulsion d'ondes dont la fréquence est proportionnelle à la charge. Chaque impulsion (de 100 ns de durée) représente donc une dose intégrée donnée. Quatre signaux en provenance de ces moniteurs sont disponibles en permanence, indépendamment de l'état du détecteur DELPHI.

3.2 Le détecteur de vertex (VD) et ses moniteurs de radiation

Le détecteur de vertex est à la fois sensible aux particules hors-impulsion et au rayonnement synchrotron. L'énergie déposée dans le silicium par une particule chargée au minimum d'ionisation est décrite par une distribution de Landau. La valeur moyenne du dépôt d'énergie dépend de l'épaisseur de silicium. Dans le cas du VD, l'épaisseur totale des plaquettes varie entre 290 μm et 320 μm , mais la zone sensible (déplétée) est plus réduite. Ainsi 84 keV sont déposées en moyenne par couche, avec un rapport signal/bruit généralement supérieur à 15. Le détecteur de vertex est également sensible aux photons synchrotron, qui engendrent un signal par effet photoélectrique ou par diffusion Compton. La probabilité pour qu'un photon de 100 keV (avec un angle d'incidence égal à 90°) soit détecté dans chacune des 3 couches du VD est évaluée à 1,5%. Un estimateur du bruit total engendré par le faisceau (rayonnement synchrotron et électrons hors-impulsion) est donné par le taux de comptage du détecteur de vertex. Le nombre total de dépôts reconstruits, par événement, dans la partie centrale du VD et dans le détecteur à minipistes, situé vers l'avant, est moyenné sur 10 s et est affiché sous forme de *trace-plot* dans la salle de contrôle de DELPHI. Toutefois ce signal n'est disponible que lorsque le détecteur est mis sous tension, c'est à dire uniquement lorsque le LEP est en régime de physique.

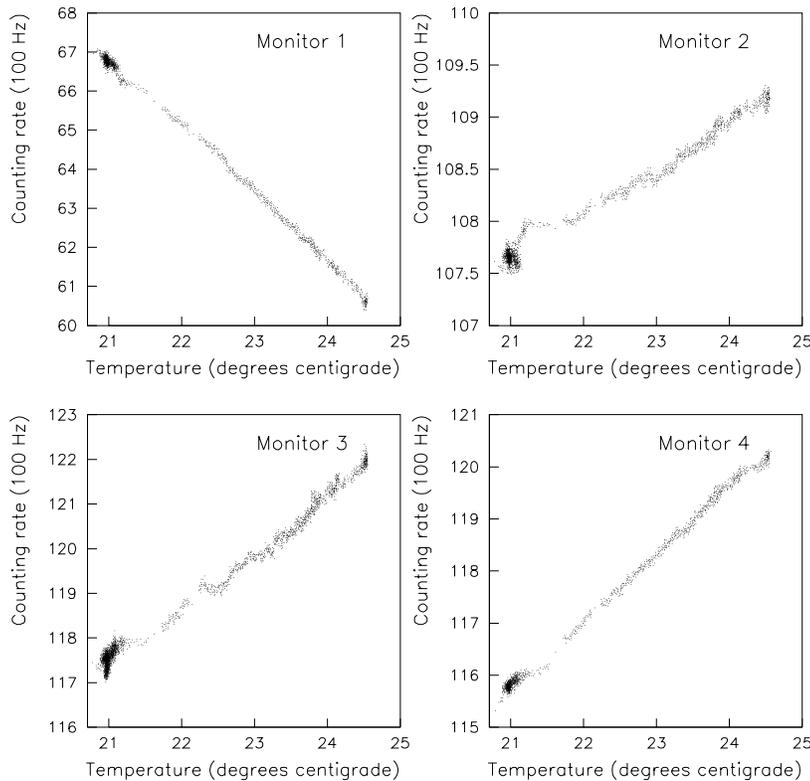


FIG. 3.1 – Dépendance du courant de fuite des cellules des moniteurs actifs de radiation du VD en fonction de la température. La dépendance est approximativement linéaire.

3.2.1 Limites de sureté du VD et du VFT

Le détecteur le plus sensible aux radiations, au sein de DELPHI, est le détecteur de vertex de par son électronique (puces de lecture placées directement aux abords des plaquettes de silicium) et de par son emplacement (le plus proche du tube à vide). Aussi, l'évolution de la dose intégrée doit elle être prudemment suivie, afin d'alerter les ingénieurs du LEP, dès que la dose reçue tend à dépasser les limites fixées permettant d'assurer la survie du détecteur de vertex jusqu'à la fin du programme LEP2 (*ie* jusqu'à la fin de l'an 2000). Des études [2] ont permis de montrer que la partie du VD la plus sensible aux radiations est l'électronique de lecture placée à même le détecteur. Lors de l'amélioration du VD en 1996, les puces les plus fragiles (MX3), placés sur la couche interne, ont été remplacée par des composants plus résistants aux radiations (radhard MX6), qui équipaient déjà la couche la plus proche du faisceau ainsi que celle externe. La dose létale pour les composants MX3 était estimée à 15 krad, tandis que les nouvelles puces MX6 sont à même de supporter une dose intégrée de 50 krad. Compte tenu de la dose accumulée jusqu'en 1998 par la partie centrale du VD – 5 krad dans le cas des estimations les plus pessimistes – une limite supérieure conservatrice de 20 krad/an est fixée pour les deux dernières années de vie du VD [3]. Le cas du VFT (détecteur de traces au silicium de la région avant) n'est pas aussi clair. Le détecteur à macropixels est beaucoup plus sensible aux radiations que le détecteur à minipistes, mais les avis divergent quant à la dose maximum que peuvent endurer les pixels. Les estimations les plus pessimistes fixent à 5 krad la dose que peut encore supporter le détecteur à pixels du VFT.

Afin de pouvoir contrôler l'évolution de la dose intégrée, un double système de moniteurs a été mis en œuvre: d'une part les moniteurs actifs qui fournissent une estimation continue de la dose reçue par le VD, et d'autre part les moniteurs passifs placés directement sur les zones les plus sensibles du VD mais qui ne délivrent leurs informations qu'à chaque arrêt de maintenance annuel de DELPHI.

3.2.2 Moniteurs actifs

Ces moniteurs sont formés par 4 cellules photo-sensibles à faible illumination, chacune de $5,5 \times 1,4 \text{ cm}^2$, placées à un rayon $r = 9,5 \text{ cm}$ du tube à vide sur un anneau de plastique, lui même fixé sur la barre de support de l'ID, à $z = 1,455 \text{ m}$ du point d'interaction du côté C de DELPHI. Jusqu'en 1994, les moniteurs étaient montés sur l'anneau de support des lasers de la TPC à $z = 1,955 \text{ m}$ du point d'interaction. La charge induite par une particule traversant un de ces moniteurs est convertie en train d'impulsions d'onde, de la même manière que pour les moniteurs du TIS. Ces signaux, délivrés en permanence quelque soit l'état du système d'acquisition central de DELPHI, sont calibrés et corrigés pour prendre en compte leurs températures. En effet, le courant de fuite des cellules dépend de la température et la valeur des piédestaux varie donc en fonction de la température qui est mesurée à l'aide de sondes placées sur l'anneau de support du détecteur. La figure 3.1 présente le courant de fuite (après conversion en train d'impulsions) en fonction de la température durant une période sans faisceaux dans le LEP. Une fois calibrés, ces signaux permettent d'obtenir une mesure de la dose intégrée en rad/h. L'évolution de la dose intégrée au cours des années 94, 95 est représentée sur la figure 3.2.

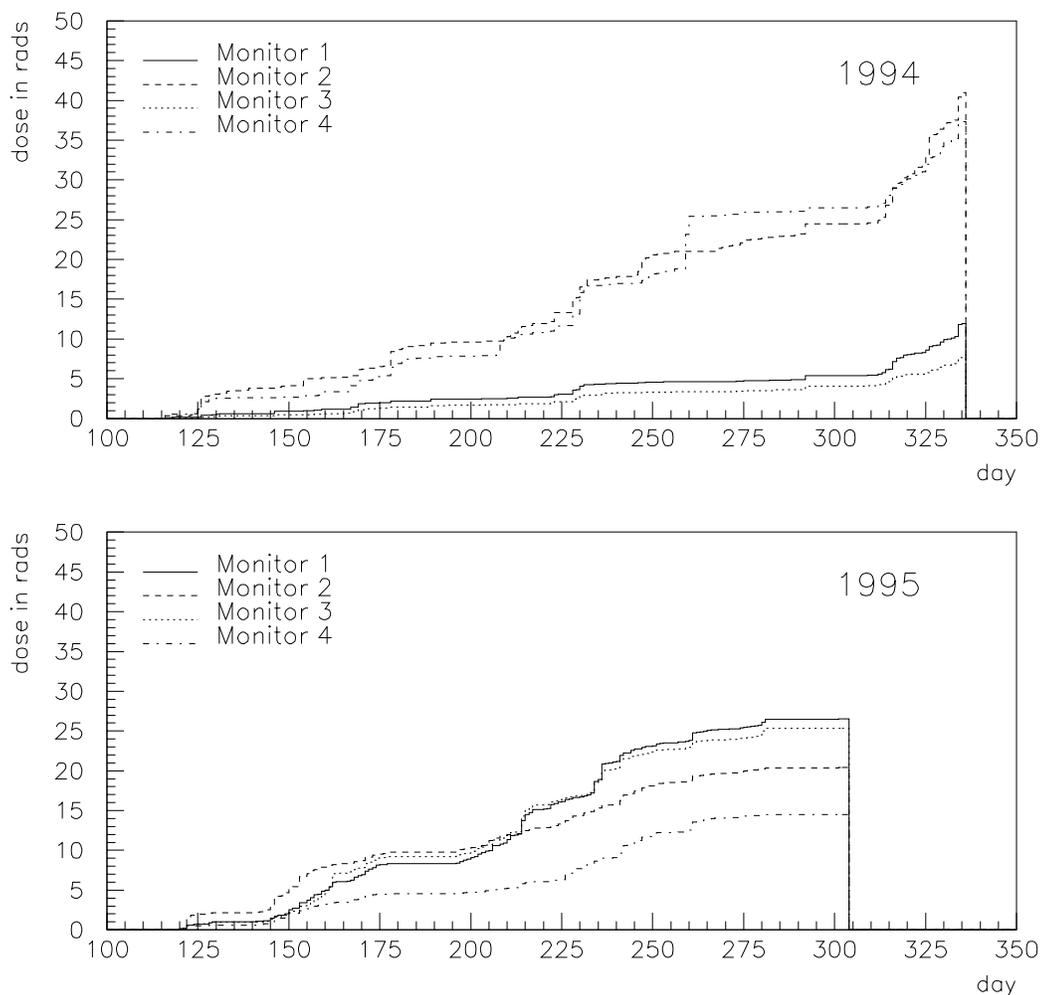


FIG. 3.2 – Dose intégrée mesurée par les moniteurs actifs de radiation du VD en 1994 et 1995. Les moniteurs 1,2,3 et 4 sont situés respectivement au dessus du tube à vide, vers l'extérieur de l'anneau de collision, au dessous du tube à vide et vers l'intérieur de l'anneau de collision.

3.2.3 Moniteurs passifs

Afin de mesurer les radiations au plus près des parties sensibles du VD, des films badges TLD (Thermo Luminescence Devices) et RPL (Radio Photo Luminescent) sont fixés sur les répéteurs du VD, à $r = 6$ cm et 10 cm du faisceau et à $z = \pm 20$ cm du point d'interaction. A la fin de chaque année, l'analyse de ces films révèle la dose réellement enregistrée par le VD.

3.2.4 Suivi du bruit de fond par les moniteurs de radiation

Tout au long de la prise de données, les moniteurs actifs permettent de suivre l'évolution de la dose intégrée et d'avertir les ingénieurs du LEP lorsque le niveau de radiation devient critique. Mais seule une partie de la dose totale reçue par le VD est mesurée par les moniteurs du fait de leur position. Les doses intégrées durant les années 94 à 98 sont récapitulées dans le tableau 3.1. Deux moniteurs sont hors service depuis 1996. On ne constate pas d'accroissement systématique du niveau de radiation depuis le début de la montée en énergie en 96. L'année 97 a été particulièrement difficile mais la situation est redevenue calme en 98.

Année	haut	intérieur	bas	extérieur
1994	12,4	41,5	7,8	37,8
1995	26,7	20,5	25,4	14,6
1996	20,0	6,2	–	–
1997	57,2	33,1	–	–
1998	23,1	22,2	–	–

TAB. 3.1 – Doses intégrées (en rad) mesurées par les quatre moniteurs actifs du VD.

L'analyse des badges (moniteurs passifs) en 1994 a révélé des doses beaucoup plus élevées, entre 0,1 krad et 0,9 krad. Les doses enregistrées par le VD sont donc entre 10 et 20 fois plus élevées que celles mesurées par les moniteurs actifs en 1994. En 1995 les moniteurs actifs ont été rapprochés du VD et ce facteur est désormais plus proche de 10. Depuis 1995, la dose annuelle mesurée par les badges n'a jamais excédé 0,5 krad. Le VD n'a donc rien à redouter des deux années à venir. Il faudrait une augmentation du niveau de radiation d'environ un facteur 40 pour commencer à ressentir les effets du vieillissement. Cette bonne santé du VD est confirmée par le rapport signal sur bruit qui est resté stable depuis le démarrage de DELPHI. L'avenir est plus incertain dans le cas du VFT qui pourrait commencer à poser des problèmes si la dose venait à excéder 2,5 krad/an. Les moniteurs actifs seront ainsi utilisés pour suivre attentivement l'évolution du niveau de radiation au cours des deux prochaines années, en veillant à ce qu'un seuil d'alerte d'environ 200 rad/an (sur les moniteurs actifs) ne soit pas dépassé. À cette fin, DELPHI est équipé d'un système d'arrêt d'urgence des faisceaux (*beam dump*) qui se déclenche lorsque le niveau de radiation mesuré par les moniteurs actifs excède 5 à 10 rad pendant plusieurs minutes. Cet arrêt automatique des faisceaux demeure relativement rare, moins d'une dizaine de fois par an [4].

3.3 La chambre à échantillonnage temporel (TPC)

La chambre à échantillonnage temporel est sensible à n'importe quelle particule chargée ionisante traversant ses chambres, entre autre les électrons hors-impulsion. La TPC est également capable de détecter les photons, qui peuvent se convertir en amont de la TPC, ou bien interagir avec le gaz de la chambre par effet photoélectrique ou par diffusion Compton. Une carte simulée des conversions de photons et de créations de photo-électrons dans DELPHI est présentée sur la figure 3.3. Un échantillon de 20000 photons, avec des énergies uniformément réparties entre 0 et 40 GeV et de distribution angulaire uniforme, est engendré puis passé à travers la simulation complète de DELPHI. Chaque point représente le premier point mesuré d'une trace chargée issue d'un photon. Les parois du VD, de l'ID et de la TPC, contre lesquelles se convertissent les photons, sont clairement distinguées. Les bandes horizontales à l'intérieur de la TPC, correspondent à des photo-électrons. La structure discontinue de ces bandes correspond aux 16 rangées de damiers de la TPC qui fournissent la position en $r\phi$. La TPC est en théorie sensible à des dépôts d'énergie inférieure au keV, mais seuls les photons d'énergie supérieure à environ 20 keV peuvent franchir le tube à vide.

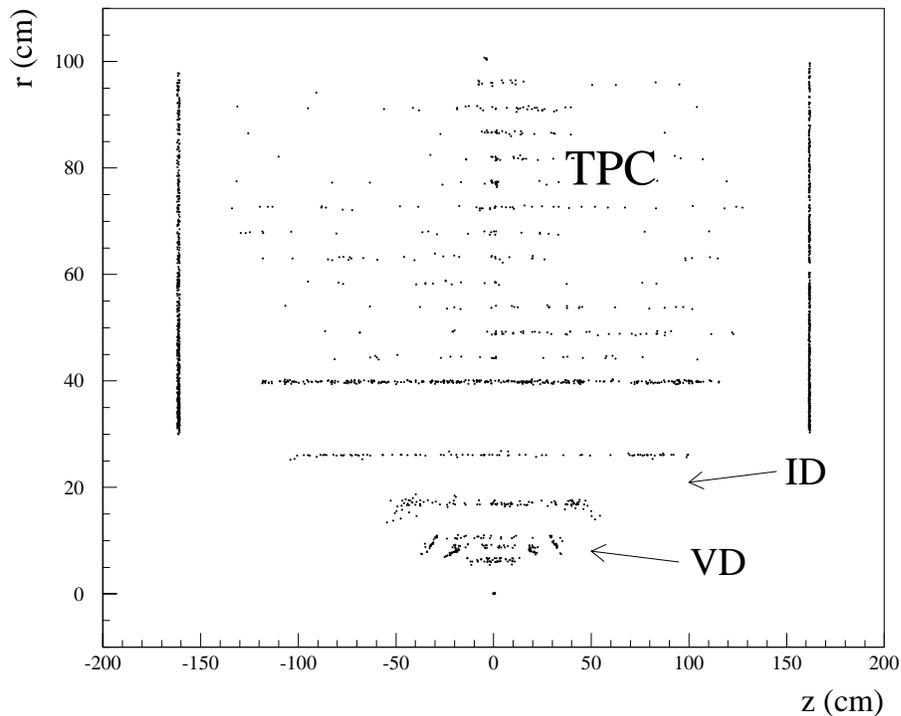


FIG. 3.3 – *Origine des photons convertis et des photo-électrons dans DELPHI. La conversion de photons s'effectue sur les zones à forte densité de matériau: support des couches du VD, parois de l'ID et de la TPC. Les photo-électrons produits à l'intérieur de la TPC apparaissent avec une structure discontinue reproduisant les 16 rangées de pavés de lecture de la TPC.*

3.3.1 Suivi du bruit de fond

Les taux de comptage sur les fils sensibles de la TPC sont contrôlés en permanence. Les signaux lus sur les 192 fils d'un secteur sont envoyés par paires sur 96 discriminateurs, qui comparent la somme des amplitudes à un seuil fixé. Le OU logique de ces 96 voies procure un taux de comptage du nombre de coups par secteur, au-dessus d'un certain seuil. Ainsi 12 signaux, correspondant aux 12 secteurs de la TPC, permettent de suivre l'évolution du bruit dans DELPHI (particules hors-impulsion et photons synchrotron) dès que la TPC est mise sous tension. Ces signaux sont affichés dans la salle de contrôle

de DELPHI sous forme de *trace-plot* [5], les 6 signaux issus d'un même côté de la TPC étant sommés en un seul. Le maximum de ces 12 signaux sert également à définir un estimateur du bruit de fond, appelé *background TPC*, dont la normalisation correspond à une norme fixée par le LEP et ses 4 expériences ALEPH, DELPHI, OPAL et L3. Cette échelle décrit les conséquences du bruit pour la prise de données par les expériences, et n'est pas obligatoirement linéaire.

Niveau	Conditions de bruit
0-1	Bonnes
1-3	Acceptable
3-5	Fort bruit, mais pas de risque de disjonction
5-10	Risque de disjonction des hautes tensions
10	Maximum autorisé

Chaque expérience envoie à la salle de contrôle du LEP, au moins deux estimateurs de ce type, l'un correspondant généralement à un taux de photons synchrotron (*background 1*), l'autre à un taux de particule hors-impulsion (*background 2*). Ces informations sont utilisées par les ingénieurs de la machine, lors des phases d'ajustement des faisceaux précédents les régimes de physique. La connaissance de ces niveaux de bruit dans chaque expérience est accessible à tous, par une page télétexte du réseau interne du CERN, dont un exemple est affiché sur la figure 3.4. Jusqu'en 1996, le *background TPC* était envoyé au LEP comme valeur de *background 1*.

```

111 CERN SL
LEP Run 5041 data of:16-08-98 15:45:42
-**- STABLE BEAMS **-
E = 94.501 GeV/c Beam In Coast 1.0 hr.
Beams          e+          e-
I(t)    uA      2427.5      2385.9
tau(t)  h       5.94       5.05

LUMINOSITIES      L3      ALEPH      OPAL      DELPHI
L(t) cm-2*s-1    55.36    59.33    52.98    52.95
/L(t) nb-1      231.84  218.65  209.95  207.63
Bkg 1           0.90    1.01    1.51    4.79
Bkg 2           0.78    1.71    0.52    2.49

COMMENTS 16-08-98 14:49
COLLIMATORS AT PHYSICS SETTINGS

```

FIG. 3.4 – Page télétexte diffusée sur le réseau interne du CERN sur laquelle sont distribuées des informations générales concernant le LEP et ses 4 expériences: régime de fonctionnement du LEP (ici “faisceaux stables”), énergie, intensité et durée de vie des faisceaux, luminosités instantanées et intégrées mesurées par les expériences LEP, niveaux de bruit de fond subis par les expériences.

3.3.2 Vieillessement des chambres à fils et systèmes de protection

Comme décrit précédemment, les électrons produits lors de la traversée d'une particule chargée ionisante, dérivent vers les chambres multifils, où ils sont fortement accélérés entre la grille cathodique et les fils d'anode, et engendrent des avalanches d'électrons secondaires. Si le flux de particules ionisantes ou de photons entrant dans la TPC devient trop important, les migrations d'ions et d'électrons vers les fils peuvent conduire à la formation d'impuretés sur ces fils, et dans les cas extrêmes, le courant collecté sur un fil sensible peut devenir si intense qu'il provoque la rupture du fil. Ainsi, lorsque le flux de particules reste à un niveau élevé pendant une longue période, à cause de faisceaux trop bruyants, le vieillissement des fils de la TPC se trouve accéléré. Lorsqu'un ion positif atteint un fil de cathode, il capture un électron et l'atome formé est souvent dans un état excité. Si l'énergie d'excitation est plus grande que la différence entre l'énergie du niveau de Fermi pour un électron à la surface de la cathode et l'énergie d'un électron au repos infiniment éloigné, alors un électron secondaire peut être émis. Lorsque ce phénomène s'intensifie, cela donne lieu à des courants d'obscurité (*dark currents*) au sein de la TPC. Toutefois ce processus est limité par l'utilisation du quencher (CH_4), dont les molécules se déséxcitent rapidement, sans produire d'électrons supplémentaires.

Une autre forme de vieillissement est due à des impuretés dans le gaz, ou à des particules venant des parois de la chambre qui recouvrent progressivement les fils sensibles et les fils cathodiques d'une couche isolante (cf figure 3.5). Dans le cas des fils sensibles, cette couche isolante perturbe le champ électrique engendré par le fil. Le gain devient alors non-uniforme, dégradant fortement la résolution sur la mesure du dépôt d'énergie linéique. Dans le cas des fils cathodiques, la couche isolante peut avoir des conséquences bien plus dramatiques. Une partie des ions CH_4^+ n'est plus absorbée par le fil et vient se fixer à la surface de cette couche isolante. Le film isolant étant généralement très fin, il se développe un champ dipolaire électrique très intense engendré par les ions CH_4^+ d'un côté de la couche isolante et par la charge induite sur la cathode de l'autre côté. La force de ce champ ne cesse de croître au fur et à mesure que les ions s'accumulent, jusqu'à atteindre un seuil critique (de l'ordre de 10^7 V/cm) au delà duquel des électrons sont arrachés à la cathode. Ces électrons traversent plus aisément que les ions CH_4^+ la couche isolante, une partie est absorbée par les ions CH_4^+ , mais ceux restant ionisent le gaz. Les ions CH_4^+ fraîchement formés, plus nombreux que ceux qui viennent d'être neutraliser, dérivent vers les fils cathodiques: Ce processus, connu sous le nom d'effet Malter, est auto-alimenté et peut conduire à la mort de la chambre à fils. En fait l'évolution est progressive au cours de la formation de la couche isolante. Du bruit est d'abord constaté lors des prises de données. Mais ces courants disparaissent dès qu'il n'y a plus de faisceau dans la machine. Par la suite ce bruit persiste même en l'absence de particules ionisantes entrant dans la TPC et ne disparaît que lorsque les tensions sur les fils sont abaissées. La dernière étape est le franchissement du seuil critique associé à l'effet Malter, qui conduit à la mort de la chambre. Il est difficile de définir à partir de quelle quantité de charge accumulée sur les fils, le risque de vieillissement devient important, car cette valeur dépend de nombreux facteurs: qualité du gaz, matériaux utilisés, type de bruit de fond rencontré (niveau de bruit moyen mais permanent, ou bien niveau très élevé mais occasionnel)... Toutefois, une limite inférieure sur la charge totale pouvant être supportée par les fils, est généralement estimée à $0,001 \text{ C/mm}$ de fil [7].

Pour éviter ces problèmes, plusieurs mesures préventives ont été mises en place [8]:

- La montée à 1435 V des tensions (valeur normale de fonctionnement en prise de données) appliquées aux fils sensibles de la TPC ne s'opère que lorsque les faisceaux sont stabilisés. Ainsi le gain reste faible tant que le bruit dans le LEP est élevé. La décision de monter les tensions de la TPC n'est prise que lorsque le LEP annonce le mode *faisceaux stables*. Une légère modification de la procédure a eu lieu en 1998 et sera décrite au paragraphe 4.7.1.1.
- Les circuits des modules d'alimentation à haute tension (CAEN) sont équipés de composants qui font immédiatement disjoncter l'alimentation lorsque le courant total d'un secteur dépasse $4 \mu\text{A}$. Les tensions appliquées aux fils de la TPC, passent alors brusquement (en environ $1 \mu\text{s}$) de 1435 V à 0 V.
- Le programme Big Brother, chargé de l'acquisition centrale des données dans DELPHI, évalue en permanence le courant reçu sur les fils de la TPC, par le biais de l'estimateur *bkg1*. Deux états

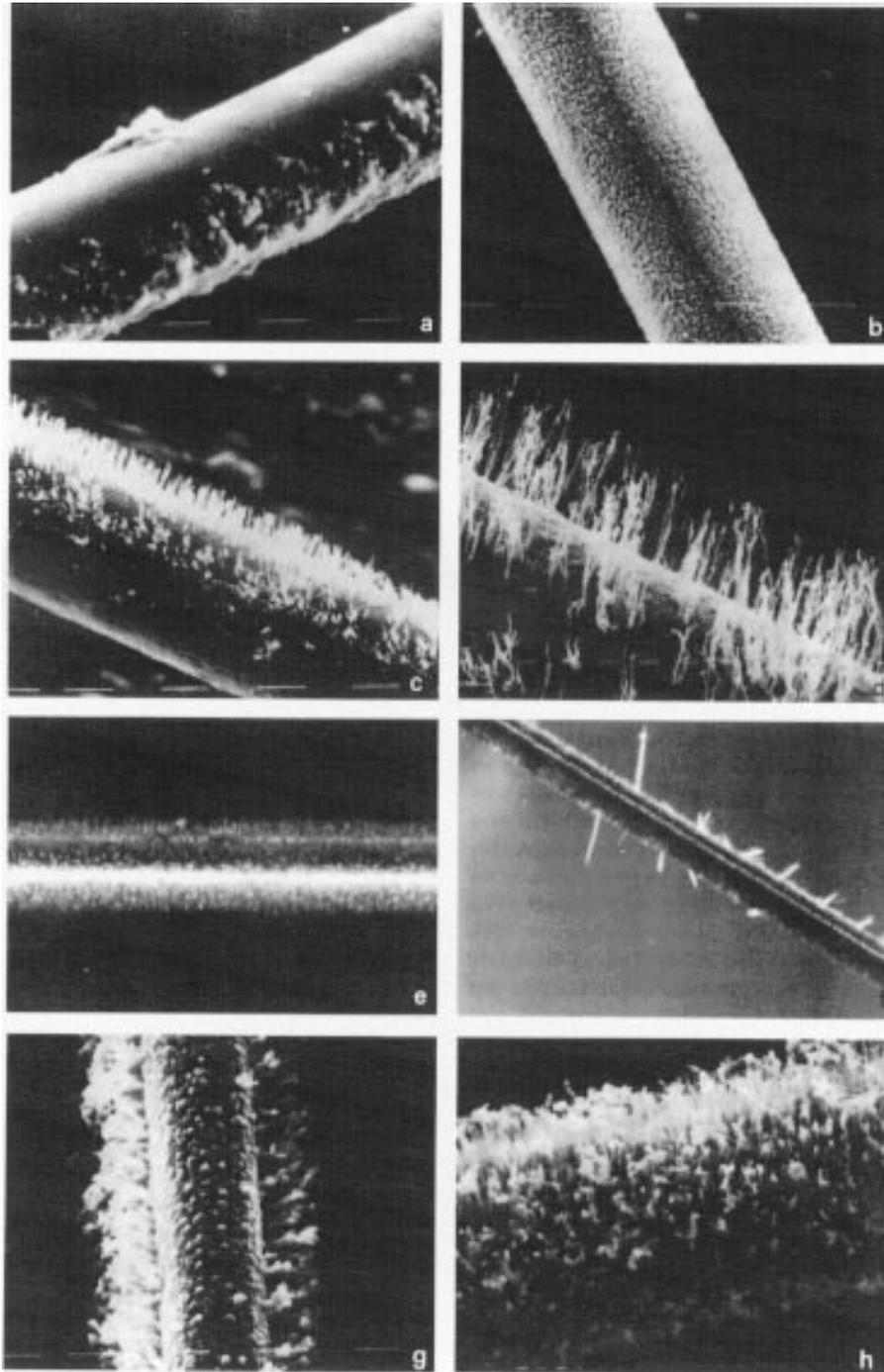


FIG. 3.5 – Exemple de dépôt sur des fils d'anode après une exposition prolongée à d'intenses radiations (extrait de [6]).

sont définis:

- **BKG_HIGH_SHORT** est activé lorsque $bkg1$ est supérieur à 7,5 pendant plus de 120 s consécutives. Ce niveau de bruit de fond correspond très approximativement à un courant de 15 nA sur les fils du secteur de TPC le plus affecté.
- **BKG_HIGH_LONG** est similaire, mais pour une durée de 300 s.

L'état **BKG_HIGH_SHORT** cause l'arrêt de l'acquisition des données, qui risque d'être de mauvaise qualité. L'état **BKG_HIGH_LONG** provoque, en plus, l'abaissement des tensions de la TPC à une valeur d'attente de 1150 V. Le gain est alors réduit par un facteur 20, et le bruit de fond élevé ne représente plus un problème. Dès que les conditions de bruit le permettent, la tension est remontée. Ces critères sont susceptibles d'évoluer au cours du temps. Ainsi avant septembre 98, le niveau minimum pour déclencher un état **BKG_HIGH** était de 5,0 au lieu de 7,5 et les durées étaient égales à 40 s et 120 s. L'année 98 a été particulièrement difficile en terme de bruit de fond. Un assouplissement des critères a été décidé afin de limiter la baisse d'efficacité de la prise de données. Toutefois, cette définition des conditions de bruit de fond n'est pas pleinement satisfaisante. En effet aucune différence n'est faite entre un bruit de fond très intense et un niveau de bruit plus modéré, tout juste supérieur à 7,5. Or c'est la charge totale collectée sur les fils de la TPC qui détermine son vieillissement. Un nouveau critère a donc été introduit à l'aide d'une pseudo-charge définie par $Q \sim \int bkg1 \cdot \delta t$; si $bkg1$ est supérieur à 7,5 pendant plus de 120 s et si

$$Q \sim \int bkg1 \cdot \delta t > 7,5 \times 600 \text{ s}$$

alors **BKG_HIGH_LONG** est activé: l'acquisition est arrêtée et les tensions de la TPC abaissées à 1150 V. Un critère **BKG_HIGH_SHORT** entièrement similaire, avec des temps inférieurs de 20 s, est utilisé uniquement pour arrêter *proprement* l'acquisition des données, avant que les tensions de la TPC ne soit abaissées. Ce cumul de l'estimation du bruit de fond au cours du temps, permet de reconstruire une pseudo-charge reçue par la TPC. Aussi bien des pics de bruit de fond brefs mais intenses ($bkg1 > 75$ pendant 1 min), que du bruit modéré mais constant ($bkg1 > 5$ pendant un 1/4 h) provoqueront l'arrêt de l'acquisition. Le seul type de bruit de fond qui échappent, à dessein, à ce système de protection sont les bruits accidentels, brefs (moins de 120 s) et très intenses, comme dans le cas de la perte des faisceaux. Un second système de protection entre alors en jeu, au niveau même des modules d'alimentation.

Année	\sqrt{s} (GeV)	Luminosité intégrée (pb^{-1})	Durée avec détecteur sous tension (heures)
1998	189	154,7	1636
	91	2,50	177
1997	183	53,33	808
	136	2,91	51
	130	3,03	61
	91	1,18	220
1996	172	10,04	238
	161	9,95	327
	91	0,42	70
1995	130/140	5,96	187
	91	33,49	1265
1994	91	46,83	1813
1993	91	22,71	892
1989-1992	91	40,50	1600*

TAB. 3.2 – Récapitulatif des périodes durant lesquelles, la TPC de DELPHI était sous tension. Ces données sont extraites de la DELPHI Run Database, pour les périodes postérieures à 1992. (*) Pour la période 89-92, la durée est estimée en appliquant à la luminosité intégrée, le facteur moyen entre luminosité et durée de la prise de donnée, mesuré pour la période 93-95 au pic du Z.

A partir de ces systèmes de protection, il est possible de fixer une limite supérieure sur la charge déjà accumulée par les fils. Depuis le début des prises de données en 1989, la TPC est restée sous tension pendant un peu plus de 10 000 heures (9345 h en régime de physique), comme le montre le récapitulatif du tableau 3.2. En supposant le pire cas, c'est à dire un niveau de bruit permanent au maximum toléré ($bkg1=5$ avant le changement de fin 98) qui engendre donc un courant tout juste inférieur à 10 nA, alors la charge accumulée par les fils atteint 0,4 Coulomb par secteur. En supposant la charge uniformément répartie entre les 192 fils d'un secteur, alors la charge accumulée atteint $4 \cdot 10^{-6}$ C/mm de fil, soit 250 fois moins que la limite de sécurité. Il faudrait que la nature s'acharne systématiquement sur un seul et même fil pour commencer à approcher les limites de sécurité! Le système de protection apparaît donc comme bien adapté pour préserver la TPC jusqu'en l'an 2000. (Tous les chiffres cités dans ce dernier paragraphe, sont très approximatifs et servent uniquement à se donner une idée des ordres de grandeurs.)

3.3.3 Études de la machine

En temps normal, la TPC est aussi bien sensible aux particules hors-impulsion qu'aux photons synchrotron. Il est parfois intéressant d'isoler les photons pour étudier certains comportements de la machine. Pour ce faire un système de déclenchement spécifique est mis en place. Un photon, en interagissant dans la TPC, engendre une très forte ionisation, très localisée dans l'espace. Ainsi, un signal est considéré comme photon, si uniquement quelques fils voisins sont touchés simultanément, avec un amplitude saturée du signal sur les fils. Cette ionisation doit également être isolée d'éventuelles traces proches. Un exemple de résultats obtenus par la TPC durant une phase d'étude de la machine [9], réalisée en 1994, est présenté sur la figure 3.6. Durant cette étude, à une énergie de 45 GeV par faisceau, l'ouverture du collimateur horizontal COLH.QS1B, situé à 8,53 m du point d'interaction, a variée de 22,5 mm à 60,0 mm, en passant par sa valeur typique en régime de physique soit 35 mm. Un *trigger* aléatoire, d'une fréquence proche de 6 Hz, a été utilisé. Une très forte augmentation du taux de comptage des photons est constatée, lorsque les mâchoires des collimateurs sont reserrées en dessous de 30 mm. Cela est causé par les bords du faisceau qui commencent à toucher les mâchoires et également à une augmentation de photons retrodiffusés contre le collimateur. Plus les mâchoires sont fermées, plus grande est la probabilité que les photons arrivant du point d'interaction heurtent ces mâchoires et repartent en sens inverse en direction du point d'interaction. Néanmoins, la TPC ne permet pas de distinguer ces photons retrodiffusés des photons directs. En effet la mesure sur le temps d'arrivée d'un signal repose sur une origine des temps synchronisée avec le croisement des faisceaux. Il n'est pas possible de distinguer le retard dû à la dérive des électrons dans les chambres (qui peut atteindre près de 20 μ s) du retard dû à la retrodiffusion des photons. Un autre exemple d'étude des collimateurs, réalisée en 1995 [10], est présenté sur la figure 3.7. Durant cette étude, à une énergie de 65 GeV par faisceau, l'ouverture du collimateur COLH.QS1B a une nouvelle fois été variée. Un *scan* en émittance horizontale a également été réalisé, ϵ_x variant de 30 nm à 50 nm. Là encore, une forte augmentation du taux de photons est constatée pour des ouvertures de collimateurs inférieures à 30 mm, alors qu'est environ constant lorsqu'on augmente l'ouverture au delà de 30 mm.

3.4 Le détecteur interne (ID)

Les deux sous-détecteurs formant l'ID (chambre à jets et chambre à pailles) peuvent être utiles à l'étude du bruit induit par les faisceaux. En mode normal l'ID engendre deux types de signaux:

- Le premier contrôle le taux d'électrons hors-énergie et d'interactions gaz-faisceau, détectés par les 5 couches cylindriques des chambres à pailles, constituant les couches de *trigger* (TL) de l'ID. Ce signal est directement extrait des signaux de *trigger* de l'ID et n'est donc présent que lorsque DELPHI est en prise de donnée. Il est par conséquent soumis à tous les temps morts de l'acquisition de DELPHI. De plus, les critères de déclenchement utilisés par l'ID durant les prises de données normales, ne sont pas sensibles aux photons. Au moins 4 coups doivent être reconstruits sur 4 couches différentes et doivent pointer vers le vertex. Les photons ne déposent qu'à un seul impact isolé et ne déclenchent donc pas l'acquisition.

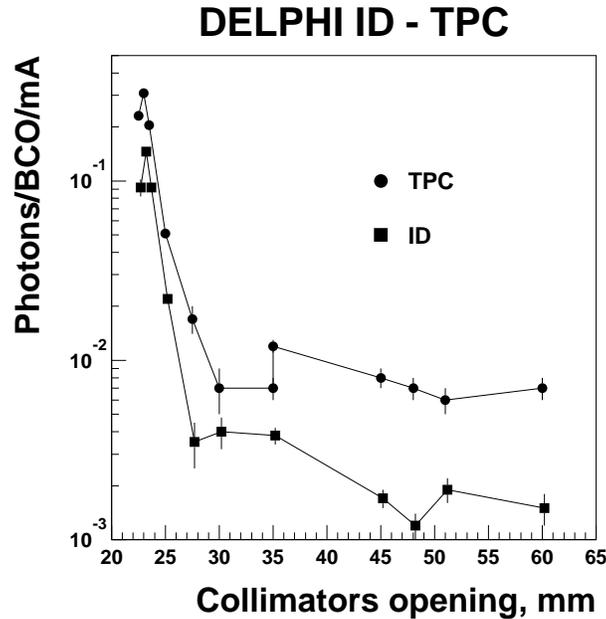


FIG. 3.6 – Taux de comptage des photons dans l'ID et la TPC, en fonction de l'ouverture du collimateur horizontal COLH.QS1B situé à 8,53 m du point d'interaction. Le taux est donné en nombre de photons détectés par croisement de faisceaux (BCO), et normalisé à l'intensité totale des faisceaux.

- Le second signal provient de la mesure des courants sur les hautes-tensions de l'ID. Les plans d'anode des 24 secteurs de la chambre à jets sont alimentés par 24 canaux de haute tension distincts, et les 5 plans de la chambre à pailles par 5 autres canaux. Les courants lus sur chacun de ces canaux sont regroupés en 4 signaux correspondant à 4 quadrants (haut, bas, intérieur, extérieur) dans le plan $r\phi$. Ces signaux sont directement proportionnels au flux entrant de particules ionisantes, entièrement dominé par les photons synchrotron, les électrons hors-énergie et les interactions gaz-faisceau. Ces signaux sont disponibles aussitôt que l'ID est mis sous tension, c'est à dire au début du régime de physique du LEP, et sont suivis en permanence sous forme de *trace-plot* dans la salle de contrôle de DELPHI.

En temps normal, l'ID fournit donc juste une estimation du taux global de bruit de fond dans DELPHI, sans isoler la part due au rayonnement synchrotron. Néanmoins, lors de périodes d'essai de la machine (*machine development*), les fichiers de configuration du *trigger* de l'ID peuvent être modifiés afin d'étudier plus en détails ces photons. Jusqu'en 1994, seules les couches de *trigger* de l'ID étaient utilisées pour ces études, les chambres à jets étant trop bruyantes pour détecter le signal d'un seul photon. Les couches de *trigger* sont sensibles à des photons d'énergie comprise entre 15 keV et 150 keV. Les photons de moins de 10 keV ne franchissent pas le tube à vide et ceux de moins de 15 keV sont arrêtés par le VD ou la paroi interne de l'ID. L'efficacité de détection de ces photons est estimée à 1,2%, avec une acceptation géométrique de 30% pour des photons produits au point d'interaction. Un impact est défini comme candidat photon, si un seul fil ou au plus deux fils voisins sont touchés au sein d'une même couche et aucun autre fil voisin n'est touché parmi les 4 autres couches.

Durant l'arrêt de maintenance 94-95, DELPHI s'est vu équipé d'un nouveau détecteur interne plus long. Les 5 chambres à fils cylindriques de 100 cm de long des couches de *trigger* ont été remplacées par 5 couches de chambres à pailles, composées chacune de 192 pailles de 210 cm de long. La technique pour identifier les photons isolés n'a pas changé, mais la quantité de matériaux de conversion constituant les chambres a été fortement réduite, si bien que l'efficacité de conversion et de détection, qui n'a pas

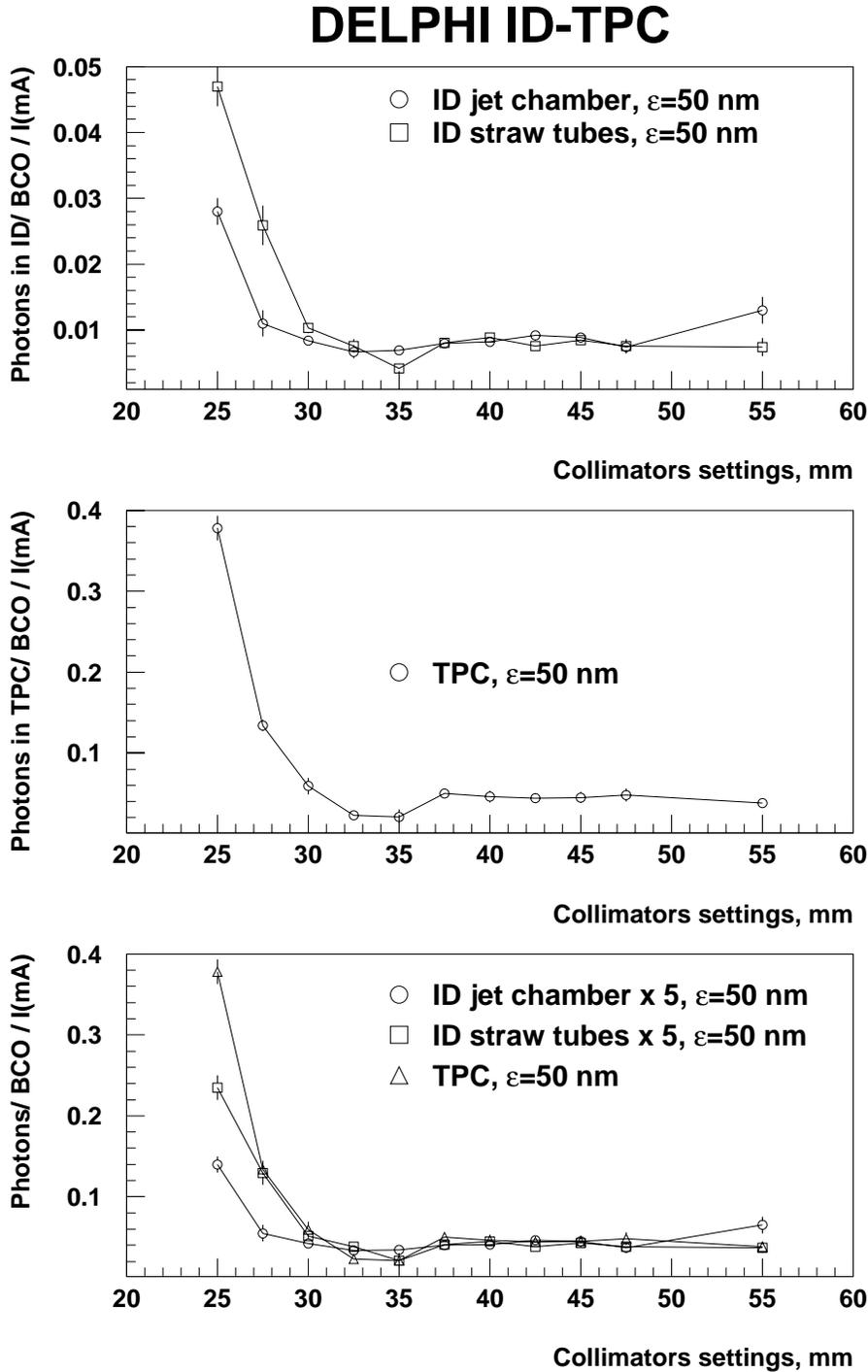


FIG. 3.7 – Taux de comptage des photons dans l'ID et la TPC, en fonction de l'ouverture du collimateur horizontal COLH.QS1B situé à 8,53 m du point d'interaction. Le taux est donné en nombre de photons détectés par croisement de faisceaux, et normalisé à l'intensité totale des faisceaux. L'emittance horizontale durant cette étude est égale à 50 nm.

DELPHI ID

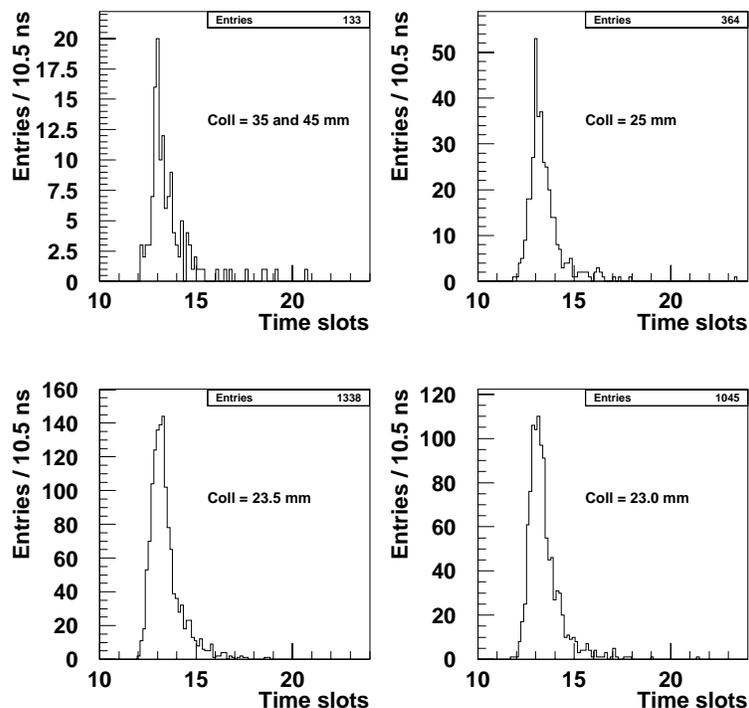


FIG. 3.8 – Spectre temporel des photons détectés par les couches de trigger de l’ID, pour différentes ouvertures du collimateur COLH.QS1B situé à 8,53 m du point d’interaction. Une unité de temps correspond à 75 ns.

encore été évaluée précisément, est beaucoup plus faible. La chambre à jets a également été allongée. La nouvelle architecture est complètement similaire à l’ancienne, avec une longueur de fils sensibles qui passe de 80 cm à 120 cm. En outre, un grand soin a été apporté dans la réduction du bruit électronique de la chambre. Le blindage a été amélioré et des préamplis plus performants ont été placés plus proche encore de l’extrémité des fils. Désormais, la chambre à jets peut également être employée lors de phase de développement de la machine, pour étudier le rayonnement synchrotron. La probabilité de conversion puis de détection d’un photon par la chambre est estimée à 0,5%. Un photon est identifié grâce aux critères suivants: impact unique sur un fil et au plus deux fils touchés dans un même secteur. Si les deux fils ne sont pas contigus, les temps d’arrivées des signaux sur ces fils doivent être espacés de plus de 45 ns afin de réduire le bruit. Enfin, au plus 6 fils doivent être touchés sur l’ensemble de la chambre à jet.

L’électronique d’acquisition de l’ID est optimisée pour fournir une information précise en temps. Aucune mesure du dépôt en énergie est prévue. Pour les couches *trigger*, la résolution sur le temps d’arrivée des photon par rapport au temps de croisement des faisceaux (BCO) est de l’ordre de 10 ns, mais ce temps d’arrivée est “délavé” par le temps de dérive qui peut atteindre 130 ns. Dans le cas de la chambre à jet, la résolution en temps est de l’ordre de 2 ns, et le temps de dérive maximum de 2 μ s.

Un exemple de résultats obtenus par l’ancien détecteur ID durant la phase d’étude de la machine en 1994 [9] est présenté sur les figures 3.8 et 3.6. Les distributions en temps de la figure 3.8 montre l’impossibilité de distinguer les photons directs de ceux retrodiffusés par le collimateur à 8,53 m qui arrivent 57 ns plus tard. Le taux de comptage des photons dans l’ID (Fig 3.6) suit une évolution similaire à celui mesuré par la TPC. Un autre exemple d’étude de collimateurs réalisée en 1995 [10], avec le nouvel ID, est présenté sur la figure 3.7. La chambre à jet a pu être utilisé pour mesurer le temps d’arrivée des photons. Cependant l’excellente résolution de 2 ns n’est pas suffisante pour parfaitement

distinguer les photons directs de ceux retrodiffusés, du fait du temps de dérive dans la chambre. Seul un saut dans la distribution continue en temps permet de mettre en évidence les photons retardés. Là encore, les taux de comptage des photons de l'ID et de la TPC suivent des évolutions parallèles. Le nombre de photons mesurés par la TPC est environ 5 fois plus important que pour l'ID du fait du volume fiduciel plus important de la TPC.

Comme toute chambre à fils, l'ID est soumis au phénomène de vieillissement. Une protection similaire à celle de la TPC, est mise en oeuvre pour le protéger de bruits de fond trop intenses.

- Une disjonction lente des alimentations: un processeur dans le module d'alimentation Lecroy contrôle en permanence les courants. Si le courant dans un secteur de la chambre à jets dépasse $5 \mu\text{A}$, ou $10 \mu\text{A}$ dans une demi-couche des chambres à pailles, alors la tension de cette partie de détecteur est coupée.
- Un disjonction rapide des alimentations, lorsque certains composants du circuit d'alimentation détectent un pic de courant (défini en $\mu\text{A}/\text{msec}$!). Cette protection, très rapide est utile contre une irradiation brève mais très intense (faisceau perdu dans DELPHI par exemple), qui pourrait causer des dégâts immédiats, comme autre la rupture d'un fil sensible.

3.5 Le luminomètre (STIC)

Le STIC est un calorimètre alternant des couches de plomb et de scintillateur et est donc sensible aussi bien aux particules chargées qu'aux photons. En outre, deux plans de scintillateurs plastiques placés devant le calorimètre permettent de détecter le pied de la gerbe électromagnétique et constituent un système de veto, autorisant la discrimination entre photon et particules chargées, pour les particules en provenance du point d'interaction. En temps normal, trois types de *trigger* sont utilisés par le STIC:

- **Trigger Bhabha:** Comme son nom l'indique, ce critère de déclenchement est utilisé pour sélectionner les événements Bhabha nécessaires au calcul de la luminosité. Deux gerbes de directions opposées sont requises dans les deux bras du STIC. Un premier seuil sur l'énergie de chacune des gerbes, fixé à $E > 0,16 E_{\text{faisceau}}$ sélectionne les événements qui serviront à la détermination *off-line* de la luminosité. Un second seuil, plus restrictif ($E > 0,40 E_{\text{faisceau}}$), est utilisé pour l'estimation *on-line* de la luminosité.
- **Trigger neutre:** Ce critère de déclenchement est employé pour sélectionner les événements constitués d'un unique photon, en particulier les retours radiatifs au Z, avec une désintégration du Z en neutrinos. Une gerbe d'énergie $E > 0,16 E_{\text{faisceau}}$ est requise. Elle doit être détectée à un rayon supérieur à 11 cm et inférieur à 35 cm par rapport à l'axe du faisceau. Le STIC étant placé à environ 2,20 m du point d'interaction, cela correspond à une acceptation angulaire limitée à $2,6^\circ < \theta < 9,0^\circ$. La contamination par les électrons est réduite en exigeant qu'au maximum une seule couche de scintillateur veto soit touchée; le secteur de scintillateur en face de la gerbe ainsi que les deux secteurs contigus sont utilisés. L'efficacité de détection des photons a été évaluée à partir d'événements de diffusion Compton et d'événements Bhabha radiatifs. La contamination par les électrons est estimée à partir d'événements Bhabha non-radiatifs. Les résultats sont présentés sur la figure 3.9a. L'efficacité de détection des photons dépend fortement de l'angle polaire et atteint un maximum légèrement supérieur à 50%, la principale limite venant de la conversion des photons en paires d'électrons avant le STIC. A bas angle, les conversions sont principalement dues au tube à vide et à grand angle aux enceintes des lasers de la TPC. Le rejet des électrons est améliorée par une analyse plus fine [12], effectuée *off-line*, qui utilise la valeur de l'énergie déposée dans les scintillateurs vetos. Les performances obtenues après cette analyse *off-line* sont représentées sur la figure 3.9b.
- **Trigger single arm:** Ce critère de déclenchement est similaire au *trigger neutre*, c'est à dire une énergie minimum de $0,16 E_{\text{faisceau}}$ et un rayon minimum de 11 cm. Toutefois, aucun veto n'est appliqué pour rejeter les électrons. Les événements sélectionnés sont donc majoritairement des particules hors-impulsion. Ce critère de déclenchement est entre autre utilisé pour estimer le taux de coïncidences fortuites, qui faussent la mesure de la luminosité en simulant des événements Bhabha. Le taux de comptage engendré par ce critère de déclenchement est si élevé, qu'il cause des temps morts trop importants pour DELPHI. On procède donc à un "rééchellonnement"

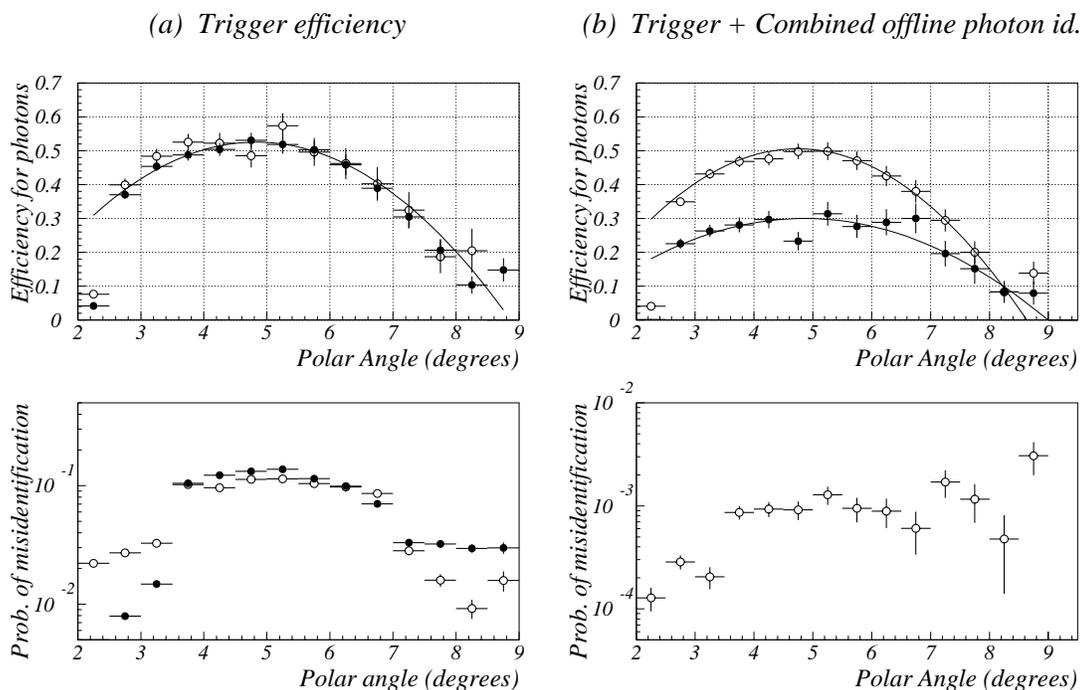


FIG. 3.9 – (a) A gauche, sur la figure du haut, est tracée l'efficacité du trigger neutre pour des photons provenant de diffusion Compton ou d'événements Bhabha radiatifs, en fonction de l'angle polaire du photon. La probabilité d'identifier par erreur un électron comme étant un photon est représentée sur la figure du bas en fonction de l'angle polaire de l'électron. Les cercles vides correspondent aux données de 1996, les pleins aux données de 1997. (b) A droite est représenté l'efficacité de détection des photons (haut) et la contamination par les électrons (bas), après une analyse détaillée effectuée off-line. Les cercles vides (pleins) correspondent aux critères d'identification les moins (plus) restrictifs.

(*prescaling*) : on ne retient par exemple qu'un seul événement tous les 100 déclenchement; cela permet de garder un taux de comptage bas et de conserver une estimation du taux de comptage total.

Quelle sensibilité au bruit induit par les faisceaux caractérise ces critères de déclenchement? Aucun des trois *triggers* n'est sensible aux photons synchrotron du fait des coupures élevées en énergie ($0,16 E_{\text{faisceau}}$ ou $0,40 E_{\text{faisceau}}$). Le *trigger neutre* ne devrait en principe sélectionner que les événements radiatifs, mais il est en fait fortement contaminé par les particules hors-impulsion. Ces électrons ou positons peuvent en effet pénétrer par l'arrière du calorimètre ce qui explique qu'ils ne déposent pas d'énergie dans les deux couches veto de scintillateurs et ne sont donc pas rejetés. Dans le plan horizontal les particules hors-impulsion sont concentrées à bas rayon et sont donc rejetées par la coupure à 11 cm. Ce n'est toutefois pas le cas des particules hors-impulsion dans le plan vertical. Le rejet de ces particules s'effectue *off-line* [11] en déterminant la direction de la gerbe, et par conséquent son origine, grâce aux deux couches de silicium placées à l'intérieur du calorimètre [13]. Le taux de *trigger neutre* ne reflète donc que partiellement le taux de particules hors-impulsion. Le *trigger Bhabha* est peu sensible aux particules hors-impulsion à cause de la coïncidence requise entre les deux bras du STIC. Le *trigger single arm* est quant à lui complètement dominé par les particules hors-impulsion. Ce taux de comptage est affiché dans la salle de contrôle de DELPHI sous forme de deux *trace-plots* correspondant aux côté A et C du STIC permettant ainsi de suivre l'évolution de ce bruit de fond.

Outre la mesure de l'énergie et de la discrimination e^-/γ , le STIC peut fournir une information temporelle. La résolution en temps dans la partie calorimétrique du STIC étant plutôt mauvaise (à cause du temps de mise forme égal à $1,2 \mu\text{s}$), on utilise les couches de scintillateurs du veto afin d'obtenir le temps d'arrivée des particules. Cette mesure n'est cependant pas toujours disponible dans le cas du

trigger neutre qui peut sélectionner des particules sans impacts associés dans les scintillateurs veto.

Aussi, durant les périodes d'étude de la machine, des critères de déclenchement spécifiques peuvent être employés. Par exemple, durant l'étude d'août 94, à une énergie de 45 GeV par faisceau, le taux de comptage des photons synchrotron dans le STIC a été mesuré pour différentes ouvertures du collimateur COLH.QS1B. Afin de disposer systématiquement d'une information en temps, seuls les photons laissant un dépôt dans la seconde couche de scintillateur du veto sont retenus. Cette exigence réduit l'efficacité de détection des photons mais permet d'obtenir le temps de vol des photons et par conséquent leur origine. Les événements avec une activité dans la première couche de scintillateur sont rejetés afin de supprimer la contribution due aux particules chargées. Le minimum d'énergie requis dans le scintillateur est fixé à 350 keV. Les taux de comptage des photons directs et retardés sont représentés sur la figure 3.10 en fonction de l'ouverture du premier collimateur horizontal COLH.QS1B. Comme dans le cas de la TPC ou de l'ID, une forte augmentation est constatée lorsque l'ouverture des mâchoires descend en dessous de 30 mm. Le temps d'arrivée des photons montre qu'aussi bien les photons directs que les photons retardés de 50 ns par rapport au BCO sont plus nombreux lorsque l'ouverture du collimateur diminue. Le faisceau touche donc plus les mâchoires lorsqu'on les resserre (photons directs), mais également, les photons arrivant du faisceaux opposé heurtent les mâchoires et sont retrodiffusés (photon indirects). L'aller et retour entre le point d'interaction et le collimateur est de 17 m soit 57 ns.

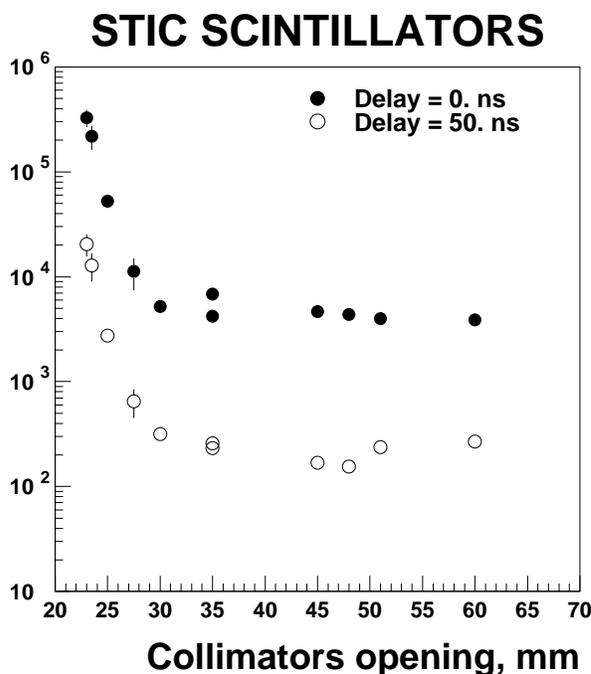


FIG. 3.10 – Nombres de photons détectés par le STIC intégrés sur une période de 2 minutes pour différentes ouvertures du collimateur COLH.QS1B. Les points noirs correspondent aux photons directs (retard inférieur à 25 ns par rapport au BCO). Les points blancs correspondent aux photons avec un retard compris entre 35 et 65 ns par rapport au BCO.

Lors des phases de développement de la machine, le STIC est également utilisé pour étudier les particules hors-impulsion. L'énergie de ces particules a été mesurée en fonction de l'ouverture du collimateur COLH.QS1B, en novembre 95, à une énergie de 65 GeV par faisceau. Le *trigger neutre* est peu efficace pour sélectionner les particules hors-impulsion du fait du veto imposé par les scintillateurs. Cette anti-coïncidence entre compteurs du scintillateur et activité dans le calorimètre est donc supprimée, et n'importe quelle gerbe de plus de 10 GeV est sélectionnée. Le rapport entre le nombre d'événements avec une gerbe d'énergie comprise entre 10 et 25 GeV et ceux avec une énergie comprise entre 25 et 45 GeV est tracé sur la figure 3.11 en fonction de l'ouverture du collimateur COLH.QS1B.

On constate que plus les mâchoires sont fermées, plus l'énergie des particules hors-impulsion détectées par le STIC diminue. Une autre mesure avec une émittance différente permet de montrer qu'une émittance plus grande accroît l'énergie moyenne des particules hors-impulsion [10].

Ces exemples montrent que le STIC est bien adapté à l'étude détaillée du bruit de fond. Il est sensible aussi bien aux photons synchrotron qu'aux particules hors-impulsion et est capable de les distinguer. Il fournit une information en temps et en énergie. Toutefois la tâche première du STIC est la mesure de la luminosité et les critères de déclenchement utilisés le rendent aveugle à la plupart des bruits de fond (rayonnement synchrotron et particules hors-impulsion à bas rayon arrivant par la face avant du calorimètre). De plus, le STIC n'est pas actif en permanence. Les tensions de sa partie calorimètre sont montées lors de la phase d'ajustement de la machine (*adjust*), précédent le régime de physique, afin d'être prêt à mesurer la luminosité dès que la physique commencera. La tension des scintillateurs veto est activée lorsque le LEP annonce la *stabilité des faisceau*. La partie silicium du STIC est en revanche sous tension en permanence. Les alimentations sont en principe équipées de système de protection contre les surcourants, mais jamais aucune disjonction n'a été observée. Le vieillissement du calorimètre fait l'objet d'un contrôle attentif. Une dégradation de la réponse du calorimètre a été observée mais est encore mal comprise. Elle ne semble pas attribuable au bruit de fond, car les parties proches du faisceau ne sont pas plus affectées que celles plus éloignées.

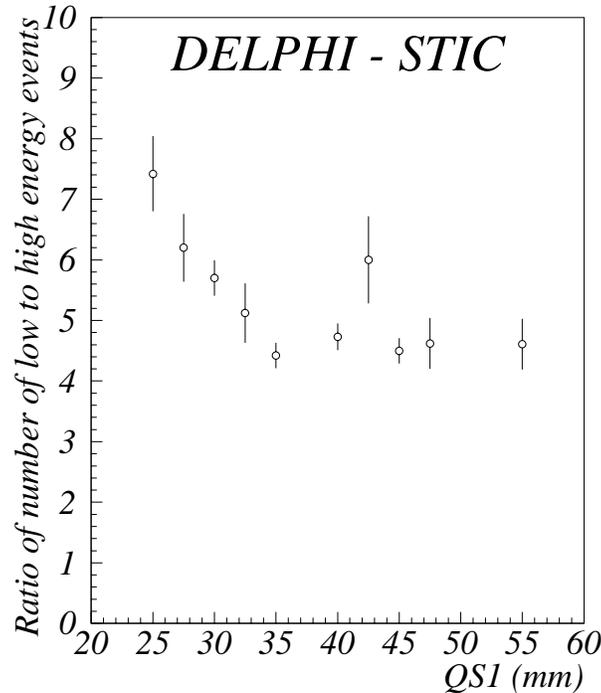


FIG. 3.11 – Rapport entre le nombre d'événements avec une gerbe d'énergie comprise entre 10 et 25 GeV et ceux avec une gerbe d'énergie comprise entre 25 et 45 GeV, en fonction de l'ouverture du collimateur COLH.QS1B.

3.6 Le calorimètre très à l'avant (VSAT)

Le VSAT est un détecteur parfaitement adapté à l'étude du bruit de fond. Par sa conception très résistante, inspirée des moniteurs de taux d'interaction du LEP [14], il est à même de supporter, sans dommage, le bruit engendré lors des différents régimes du LEP. Les quatre modules du VSAT sont composés d'une alternance de couches d'absorbeur en tungstène de deux longueurs de radiation chacune et de 12 plans de silicium FAD (Full Area silicon Detector). La position très proche du faisceau rend le

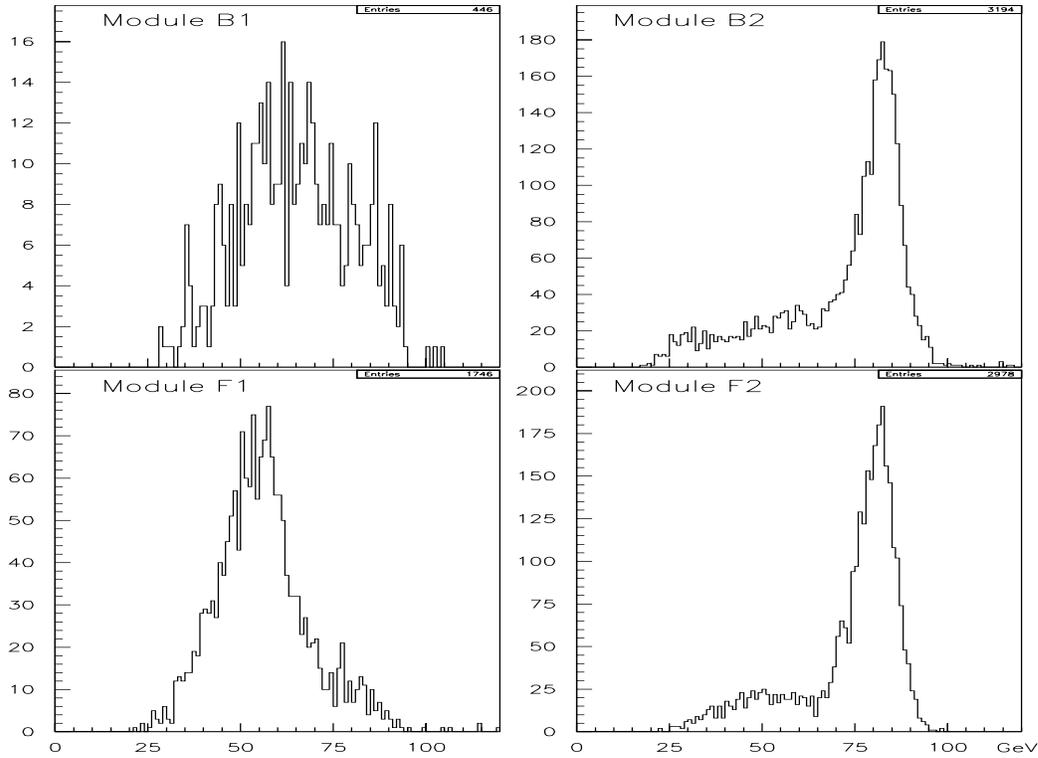


FIG. 3.12 – *Distribution en énergie des événements déposant plus de 20 GeV dans l'un des modules du VSAT et rien dans le module diagonalement opposé. L'énergie du faisceau est égale à 91,5 GeV. On voit clairement que les événements sont plus nombreux pour les modules situés vers l'extérieur de l'anneau de collision (B2 et F2) que pour ceux situés vers l'intérieur (B1 et F1).*

VSAT particulièrement sensible aux différents bruits de fond. Situés à 7,70 m du point d'interaction et à 64 mm seulement du faisceau, les modules peuvent détecter les photons synchrotron avant qu'aucun autre matériau ne les arrêtent, excepté le tube à vide. Le *cut-off* en énergie dû au tube à vide, est estimé à 20 keV. Ainsi le signal mesuré sur le premier plan de silicium du VSAT, situé à 2 longueurs de radiation, peut être utilisé pour estimer un taux de rayonnement synchrotron. La proximité du faisceau rend également le VSAT sensible aux particules hors-impulsion très nombreuses à bas rayon. L'énergie déposée dans les 12 couches de silicium, une fois sommée et envoyée à un discriminateur, fournit un taux de comptage de particules hors-impulsion.

De manière similaire au STIC, trois types de *trigger* sont utilisés par le VSAT en fonctionnement normal:

- **Trigger Bhabha:** Ce critère de déclenchement sélectionne les événements de diffusion élastique des électrons sur les positons, en demandant une coïncidence entre deux dépôts d'énergie supérieure à 20 GeV, mesurés dans deux modules opposés (c.à.d. symétriques par rapport au point d'interaction). Le taux de comptage de ce *trigger* est utilisé pour fournir une estimation *on-line* de la luminosité.
- **Trigger Bhabha accidentel:** Ce critère de déclenchement sert à estimer le taux de coïncidences fortuites imitant un événement Bhabha. On requiert une coïncidence entre deux dépôts d'énergie supérieure à 20 GeV dans un module et dans le module opposé 4 croisements de faisceaux plus tard (88 μ s). L'électronique du VSAT est en effet capable d'étiqueter les différents paquets du faisceau. On demande donc que ce soit un électron issu du même paquet, après une révolution complète autour de l'accélérateur, qui dépose de l'énergie dans le VSAT. Le taux de coïncidence fortuite sera retranché du taux de comptage des Bhabha afin d'obtenir une mesure de la luminosité

indépendante du bruit.

- Trigger single electron:** Ce critère de déclenchement sélectionne n'importe quel événement ayant déposé au moins 20 GeV dans un module. La majorité des événements correspond à des particules hors-impulsion. A une énergie de 45 GeV par faisceau, le taux de comptage du *trigger single electron* est 20 fois plus important que celui du *trigger Bhabha*. Lors de la montée en énergie à 65 GeV, ce rapport passe à 30. En 1997, le bruit causé par des faisceaux d'énergie 91,5 GeV, s'intensifie encore, et le rapport tourne aux alentours de 100. La situation s'améliorera toutefois en fin d'année, avec une baisse de ce rapport, aux environs de 60-70, du à un changement d'optique des faisceaux qui sera étudié au prochain chapitre. Le taux de comptage de ce *trigger* reflète donc complètement le bruit causé par les particules hors-impulsion que subi DELPHI. Ce taux est très élevé et risque d'induire des temps morts trop important, il est donc "rééchellonné". Toutefois une forte asymétrie est constatée entre les modules situés vers l'intérieur de l'anneau de collision et ceux situés vers l'extérieur. Cet effet est dû à l'origine des particules hors-impulsion, qui sont produites principalement au niveau des arcs précédents les portions droites de l'accélérateur, de chaque côté du point d'interaction. L'asymétrie est visible sur la figure 3.12 représentant la distribution en énergie des particules hors-impulsion dans chacun des modules du VSAT. Deux facteurs de "rééchellonnage" distincts sont donc utilisés pour les modules intérieurs et extérieurs. Les deux taux de comptage correspondant aux modules du côté A et du côté C sont affichés en permanence dans la salle de contrôle de DELPHI sous forme de *trace-plot*. C'est également ce taux de comptage qui est utilisé pour définir la valeur du *background 2* (souvent notée *bkg2*) de DELPHI. Chacune des expériences fournit à la salle de contrôle du LEP une estimation du bruit de fond dû aux particules chargées, en utilisant la même échelle commune que pour le *background 1* (bruit de fond dû aux photons synchrotron), à savoir qu'une prise de donnée n'est possible que si l'estimateur de bruit reste en dessous de 5. Le *background 2* de DELPHI est diffusé sur la page 101 du télétexte CERN (cf. figure 3.4) et est également tracé en fonction du temps, en permanence, sur l'un des écrans de la salle de contrôle du LEP à Prévessin (PCR).

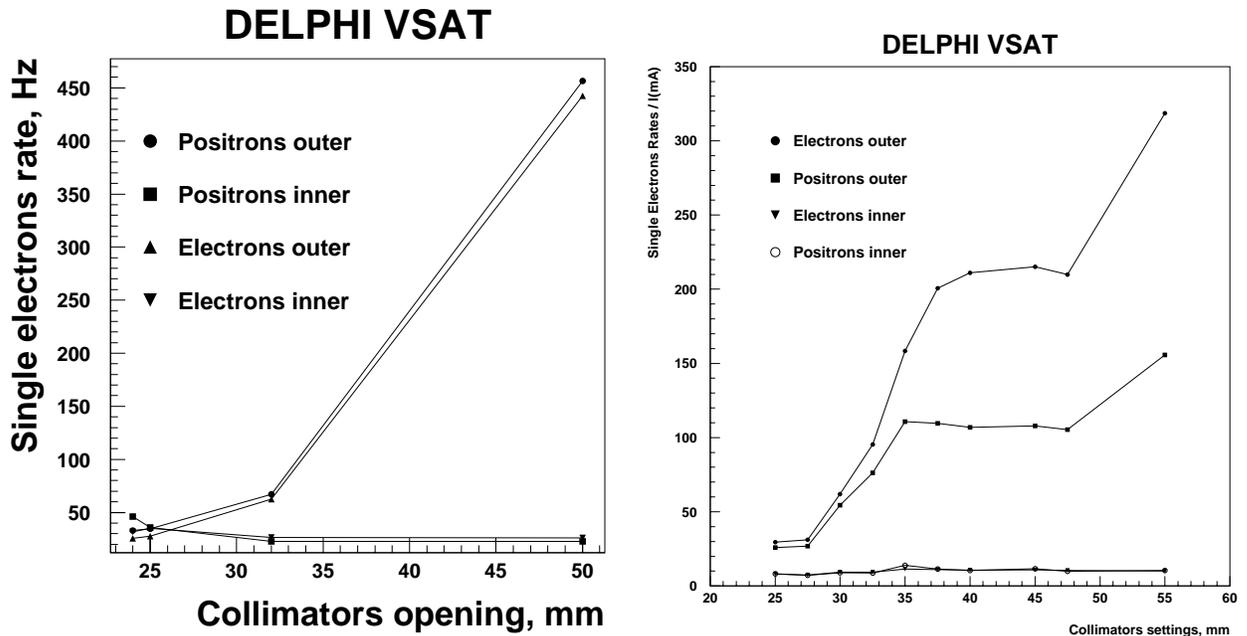


FIG. 3.13 – Taux de comptage des particules hors-énergie détectés par chacun des 4 modules du VSAT, en fonction de l'ouverture du collimateur horizontal situé à 8,50 m du point d'interaction. A droite la mesure effectuée lors de l'étude d'août 94, à une énergie de 45 GeV par faisceau, à gauche lors de l'étude de novembre 95, à une énergie de 65 GeV par faisceau.

Le VSAT est également utilisé lors de périodes de développement de la machine afin d'optimiser les paramètres définissant l'orbite des faisceaux, ainsi que l'ouverture des mâchoires des collimateurs. La figure 3.13 représente le taux de comptage des particules hors-impulsion en fonction de l'ouverture du collimateur horizontal le plus proche du point d'interaction.

Pour les deux énergies étudiées (45 et 65 GeV), le comportement du VSAT est le même. Une augmentation du taux de particules hors-impulsion est constatée dans les modules extérieurs, dès que l'ouverture des mâchoires dépasse 25-30 mm. Les modules situés vers l'intérieur de l'anneau de collision sont quant à eux, peu affectés par l'ouverture du collimateur. Les particules hors-impulsion sont majoritairement produites au niveau des arcs et ont tendance à quitter le faisceau vers l'extérieur de l'anneau. Lorsqu'on ouvre les mâchoires des collimateurs, de moins en moins de ces particules sont arrêtées et elles s'échappent du tube en étant parfois détectées par les modules externes du VSAT.

On voit donc apparaître un premier compromis dans le réglage des mâchoires du collimateur horizontal le plus proche. Plus on resserre ces mâchoires, plus les particules hors-impulsion qui commencent à quitter le faisceau sont arrêtées. Mais plus les mâchoires sont proches, plus grande est la probabilité qu'un photon synchrotron soit réfléchi vers la zone d'interaction en cognant contre l'une des mâchoires. Ceci expliquant l'augmentation du taux de photons synchrotron observé par la TPC, l'ID ou encore les scintillateurs du STIC lorsqu'on ferme le collimateur COLH.QS1. Si l'on continue de fermer le collimateur en deçà de 27-28 mm, les bords du faisceau commencent à toucher les mâchoires et engendrent un taux de photons très important. En 1998, le meilleur compromis est une ouverture de 37 mm pour le collimateur COLH.QS1B.

Bibliographie

- [1] G. Jarlskog, M. Jonker, “*Background and Luminosity Monitoring in DELPHI*”, DELPHI 89-59 MIG 3.
- [2] H. Dijkstra *et al.*, *Radiation hardness of Si strip detectors with integrated coupling capacitors*, Proceedings of IEEE Nuclear Science Symposium, IEEE trans. nucl. sci. 36 (1989) 591-592.
- [3] Paula Collins, communication privée, *e-mail: Paula.Collins@cern.ch*
- [4] P. Collins *et al.*, “*The DELPHI Beam Dump*”, DELPHI 95-170 LEDI 4.
- [5] S. J. Alvsvaag *et al.*, “*The system for online monitoring of LEP beam background and luminosity at the DELPHI interaction point*”, DELPHI 93-3 DAS 137.
- [6] Workshop on radiation damage to wire chambers, Lawrence Berkeley Laboratory (1986) LBL-21170.
- [7] J. Kadyk, *Wire chamber aging*, Nucl. Instr. and Methods, A300 (1991) 436-479.
- [8] Ph. Charpentier *et al.*, “*Background Measurements in the DELPHI Experiment*”, DELPHI 92-147 PHYS 240.
- [9] A. C. Benvenuti *et al.*, “*DELPHI Measurements of Synchrotron Radiation Background*”, DELPHI 95-178 LEDI 5.
- [10] A. C. Benvenuti *et al.*, “*DELPHI Background Measurements at 65 GeV*”, DELPHI 96-13 LEDI 6.
- [11] E. Falk, V. Hedberg, P. Ferrari, C. Matteuzzi, “*Photon Analysis with STIC*”, DELPHI 98-147 PHYS 791.
- [12] P. Ferrari, V. Hedberg, “*Photon and Electron identification in the very forward region of DELPHI*”, DELPHI 98-49 CAL 141.
- [13] E. Falk, V. Hedberg, I. Gouz, “*Performance of the STIC Silicon Detectors at LEP2*”, DELPHI 98-43 CAL 140.
- [14] J. Y. Hemert, F. Lemeilleur, G. von Holtey “*An interaction rate monitor for LEP*”, CERN/LEP-BI/86-5.

Chapitre 4

Les moniteurs au silicium de la TPC

4.1 Objectifs

Le rayonnement synchrotron, principale source de bruit induit par les faisceaux, ne cesse de s'intensifier avec la montée en énergie du LEP. Les photons rayonnés par les aimants dipolaires à la fin des arcs et par les aimants quadripolaires dans les sections droites peuvent sérieusement perturber la prise de données des expériences LEP. Comme indiqué dans le chapitre précédent, la montée des tensions des chambres à fils TPC et ID ne s'effectue qu'après l'annonce, par les opérateurs du LEP, du régime de physique. Cette procédure est destinée à prévenir d'éventuels dommages aux détecteurs, que pourraient causer un bruit de fond trop intense. Or, jusqu'en 1996, il n'existe pas, au sein de DELPHI, de détecteur sensibles au rayonnement synchrotron, qui soit actif avant que les faisceaux du LEP ne soient stabilisés. On ne dispose donc d'aucune information quant au taux de bruit de fond dû aux photons, au moment de monter les tensions. C'est donc "en aveugle" que la décision est prise d'activer les détecteurs. Or, il arrive que les faisceaux ne soient pas encore parfaitement "propres" et quelques pics de bruit de fond peuvent survenir. Le système de protection de la TPC ou de l'ID se déclenche alors, et les tensions de la chambre sont automatiquement abaissées à une valeur d'attente ou pire disjonctent. De précieuses minutes sont ainsi fréquemment perdues en début de *fill*¹ lorsque la luminosité est maximale. Il a donc été décidé de mettre au point un détecteur, de coût raisonnable, apte à fournir une information précise et rapide sur le niveau de bruit au sein de la TPC. Il permettra ainsi d'améliorer l'efficacité de la prise de donnée de DELPHI, en évitant les disjonctions des alimentations des chambres à fils.

Le second objectif de ce projet est de fournir une information détaillée sur les caractéristiques et l'origine du bruit induit par les faisceaux qui puisse s'avérer utile aux ingénieurs du LEP. Comme nous l'avons vu, de tous les détecteurs de DELPHI contribuant à la connaissance de l'état du faisceau (VD, ID, TPC, STIC et VSAT), aucun ne peut fournir simultanément des mesures précises et rapides de l'énergie et du temps de vol des photons synchrotron. En outre, les détecteurs VD, ID, TPC et STIC sont complètement dépendant du système central d'acquisition de données de DELPHI, et leurs tensions ne sont montées qu'après l'annonce par le LEP de la stabilité des faisceaux. DELPHI est donc aveugle au rayonnement synchrotron durant toute la période précédent le régime de physique du LEP.

Le cahier des charges de ce projet impose donc la mise au point d'un système à réponse rapide, capable de mesurer précisément et en permanence, le taux, l'énergie et le temps d'arrivée des photons dans les régions proches de la TPC et ce indépendamment de l'acquisition centrale de DELPHI. En outre, des simulations réalisées dès 1983 [1] ont montré que la diffusion des photons synchrotron par le tube à vide s'effectue de manière isotrope. Il n'est donc pas primordial d'avoir une couverture complète de l'angle solide. Des modules de tailles réduites peuvent suffire, en se réservant toutefois la possibilité de détecter une asymétrie avant/arrière, les faisceaux d'électrons et de positons n'étant pas forcément symétriques. La solution retenue est un détecteur composé de 8 modules, à base de plaquettes de silicium, connecté à une électronique rapide aux normes Fastbus et Camac.

1. On appellera *fill* un remplissage du LEP, c'est à dire la période allant de l'injection des faisceaux jusqu'à l'arrêt (*beam dump*) ou la perte accidentelle des faisceaux.

4.2 Architecture du détecteur

L'emplacement des modules au sein de DELPHI a été dictée par des considérations de place disponible. L'agencement des différents détecteurs est représenté sur la figure 4.1. La chambre avant FCA est juxtaposée à la TPC, à une distance $z = 160$ cm du point d'interaction, ne laissant aucune place disponible entre les deux. Vient ensuite le détecteur Tchérienkov avant (RIF), qui s'approche à 2 cm de la chambre FCA. Un détecteur de bruit de fond exploitant cet espace aurait été possible (similaire au détecteur SAMBA de l'expérience ALEPH) mais aurait été beaucoup plus coûteux. De plus cet espace pouvait être mis plus à profit pour un détecteur améliorant la reconstruction des traces vers l'avant (projet FCA* [2]). En revanche, la paroi interne du détecteur Tchérienkov avant est située à un rayon de 45 cm, offrant ainsi un espace disponible entre la chambre avant FCA et le calorimètre du STIC. C'est dans cette région qu'est fixé l'anneau de support des lasers de la TPC.

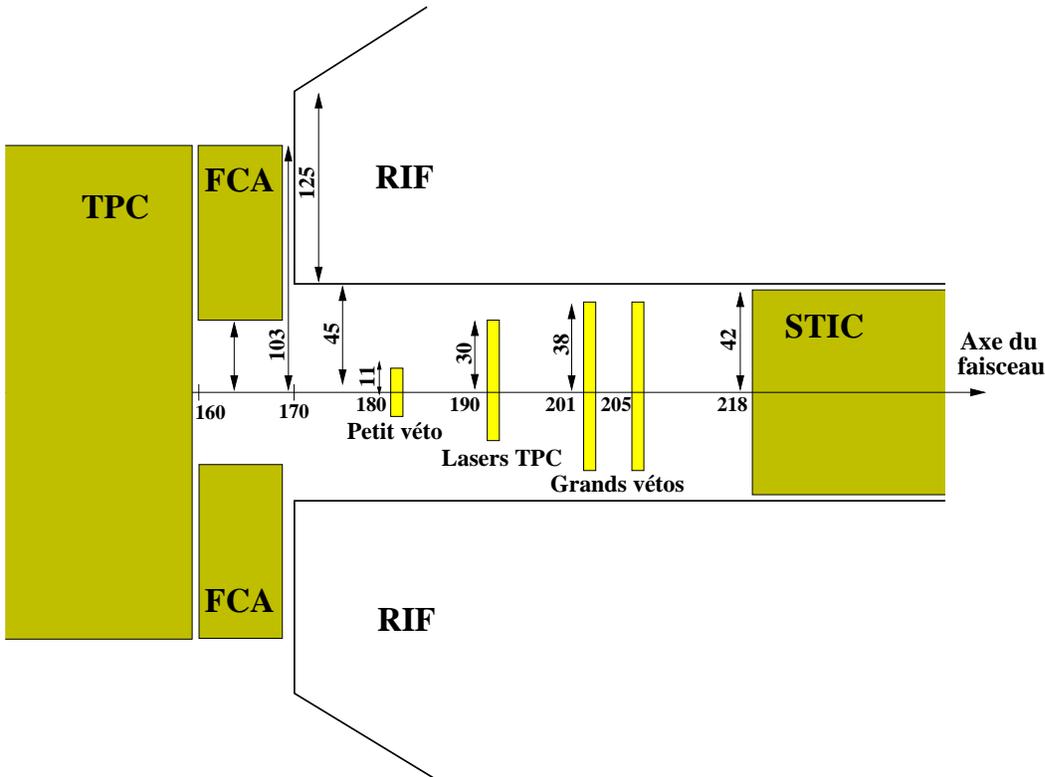


FIG. 4.1 – Schéma simplifié de l'agencement des détecteurs à proximité des parois transversales de la TPC. Les longueurs sont données en cm. Les largeurs (suivant l'axe du faisceau) des véto du STIC et de l'anneau de support des lasers de la TPC ne sont pas à l'échelle.

Les 8 moniteurs au silicium de la TPC ont été installés sur cet anneau, dans l'espace restant entre les enceintes des lasers, comme indiqué sur la figure 4.2. Quatre modules sont disposés de chaque côté de la TPC; deux sont disposés à peu près horizontalement, l'un vers l'intérieur de l'anneau de collision, l'autre vers l'extérieur; les deux autres sont situés à environ 30° de la verticale.

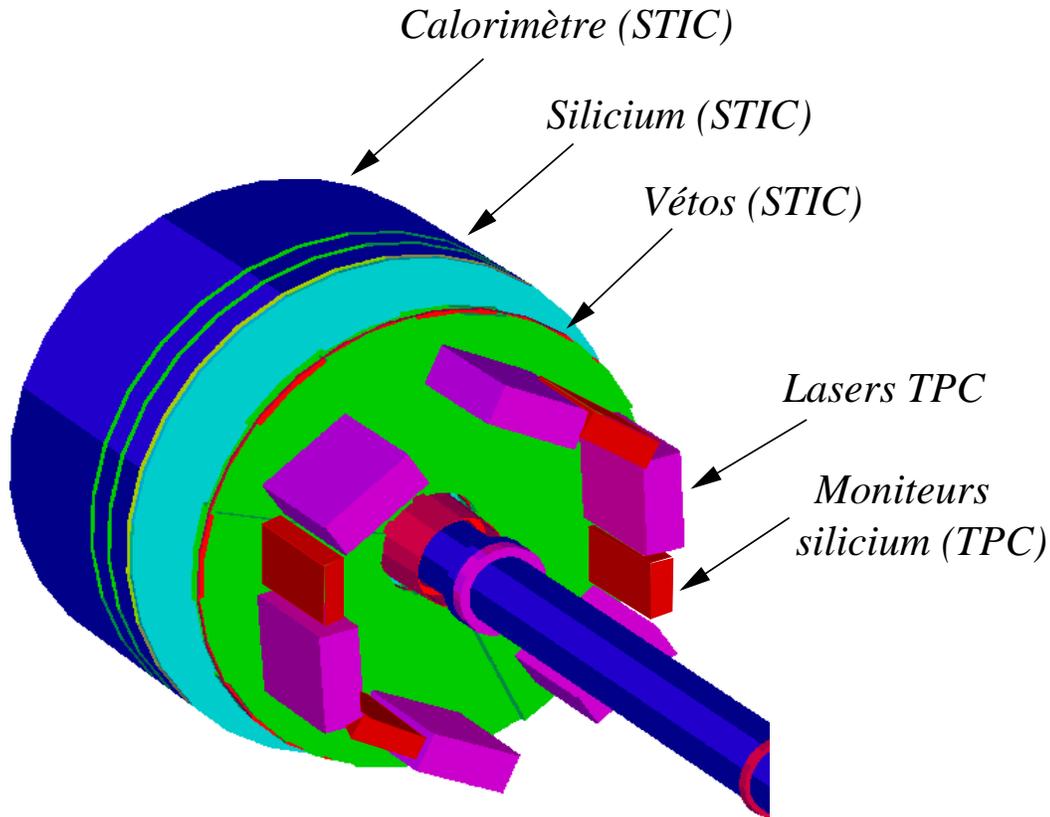


FIG. 4.2 – Disposition des moniteurs au silicium entre les enceintes des lasers de la TPC.

Chaque module, décrit sur la figure 4.3, est composé d'une plaquette de silicium, de $40 \times 50 \text{ mm}^2$ de surface, de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de capacité égale à 40 pF . Ces plaques de silicium, à base de jonctions PN, proviennent de la cible active de l'expérience NA14 de photo-production du charme au CERN [3]. Chaque plaquette est divisée en 24 pistes, de $2 \times 40 \text{ mm}^2$ de surface. Une tension de -50 V est appliquée à la plaque afin d'augmenter la zone de déplétion. Les courants de fuite sont de l'ordre de 10 nA . Les signaux lus sur les 24 pistes d'une plaquette sont envoyés deux par deux, à 12 préamplis de charge (PAC), situés à l'intérieur du module. Le choix de lire les pistes par paire se justifie par des considérations de coût et de place disponible au sein d'un module. La contrepartie est une dégradation d'environ 60 % de la résolution en énergie obtenue pour une piste. Les préamplificateurs de charge ont été conçus à Saclay, leurs excellentes caractéristiques sont rappelées dans la table 4.1.

gain (charge déposée)	36 mV/MeV
gain (entrée test)	25 mV/MeV
impédance de l'entrée test	50Ω
impédance de sortie	50Ω
temps de montée	25 ns
constante de temps	$50 \mu\text{s}$

TAB. 4.1 – Caractéristiques des préamplificateurs de charge.

Une particule en traversant les plaquettes de silicium, crée des porteurs de charges à l'origine d'un courant. Les préamplis de charge vont intégrer le courant lu sur une piste et le transformer en une tension proportionnelle à la charge. Le gain définit le rapport entre la charge déposée sur une piste et la tension du signal à la sortie du préampli. Une autre caractéristique importante du préampli est le

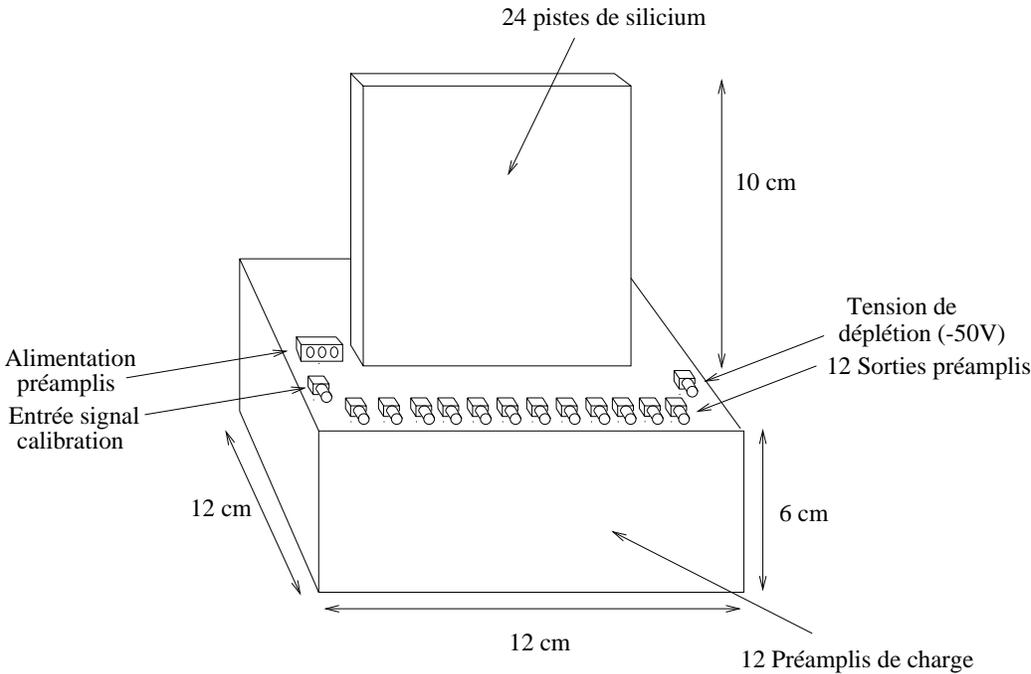


FIG. 4.3 – Vue de l'un des modules constituant les moniteurs au silicium de la TPC.

temps de montée du signal. En effet on désire mesurer précisément le temps de vol des particules, c'est à dire le temps d'arrivée du signal. Les fluctuations dues aux bruits seront d'autant plus faible que le signal monte vite, et la mesure du temps de vol n'en sera que plus précise. Les préamplis ont donc été conçus avec un très faible temps de montée de 25 ns. Les signaux préamplifiés sont ensuite transmis par des câbles d'environ 25 m, jusqu'aux baraquas situées à proximité du détecteur au fond du puits, où est installée l'électronique d'acquisition.

4.3 Électronique d'acquisition

La logique d'acquisition, résumée sur le schéma de la figure 4.4 est la suivante: Les signaux en provenance des préamplis de charge sont envoyés dans des modules *gammamad*, à la norme Camac, cumulant les fonctions de shapers, d'amplificateurs et de discriminateurs à fraction constante (DFC) (Figure 4.5). Les caractéristiques de ces modules développés à Saclay sont rappelées dans la table 4.2.

Le shaper, comme son nom l'indique, sert à mettre en forme le signal en l'épurant des bruits éventuels au moyen de filtres. Le signal est ensuite amplifié, avant d'être envoyé à un ADC pour la mesure en énergie. Le temps de mise en forme, égal à 96 ns, définit le temps entre le début de la montée et l'amplitude maximale du signal à la sortie du shaper. Le signal est amplifié par un facteur d'environ 7 par rapport aux préamplis, correspondant à un gain de 250 mV/MeV. L'amplitude maximale du signal pouvant être délivré à l'ADC est de 250 mV, soit une gamme dynamique égale à 1 MeV (c.à.d. l'énergie maximale pouvant être déposée sur les pistes de silicium sans qu'il n'y ait saturation du signal). Le discriminateur à fraction constante (DFC) est indispensable à la mesure des temps de vol des particules détectées. Le DFC convertit les pics d'amplitude supérieure à un seuil donné en un signal numérique. Néanmoins la mise sous forme numérique du signal ne doit pas dépendre du temps de montée du signal. Le DFC délivre donc son signal numérique non pas au moment où le signal analogique franchit un seuil fixé à l'avance, mais à l'instant où le signal atteint une fraction de son amplitude maximale. Les impulsions rapides engendrées par le DFC sont relayées vers un TDC afin de mesurer le temps de vol des particules. Les signaux du DFC sont également envoyés vers un module dit de *T-gestion*, qui gère le déclenchement de l'acquisition. Ce module met en coïncidence un signal en provenance du

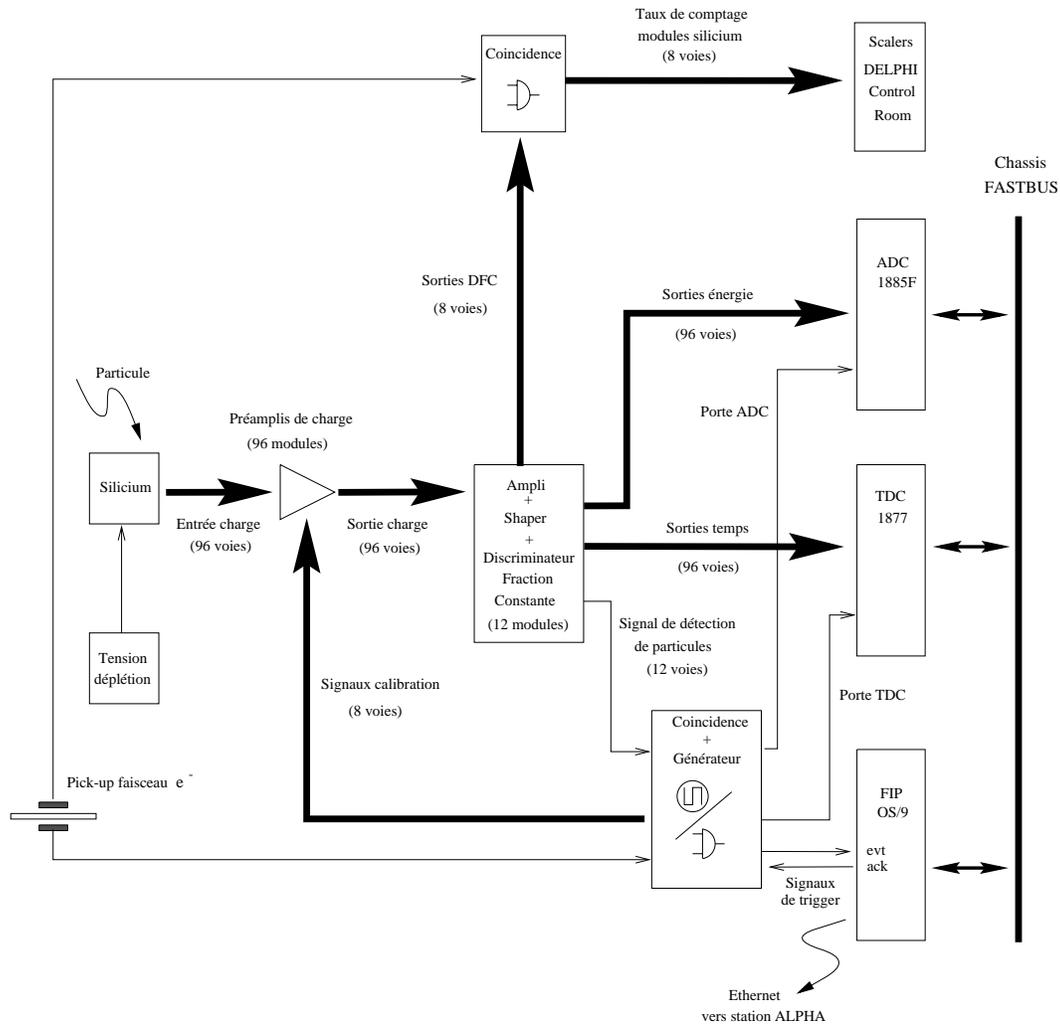


FIG. 4.4 – Chaîne d'acquisition des moniteurs au silicium.

Paramètres ampli/shaper	
gain	250 mV/MeV
temps de mise en forme	96 ns
gamme dynamique en énergie	1 MeV
impédance en sortie	50 ohms
Paramètres DFC	
fraction constante	30 %
retard fraction constante	30 ns
gamme dynamique en temps	2 μ s

TAB. 4.2 – Caractéristiques des modules gammarad combinant les fonctions de shapers, amplificateurs et discriminateurs à fraction constante.

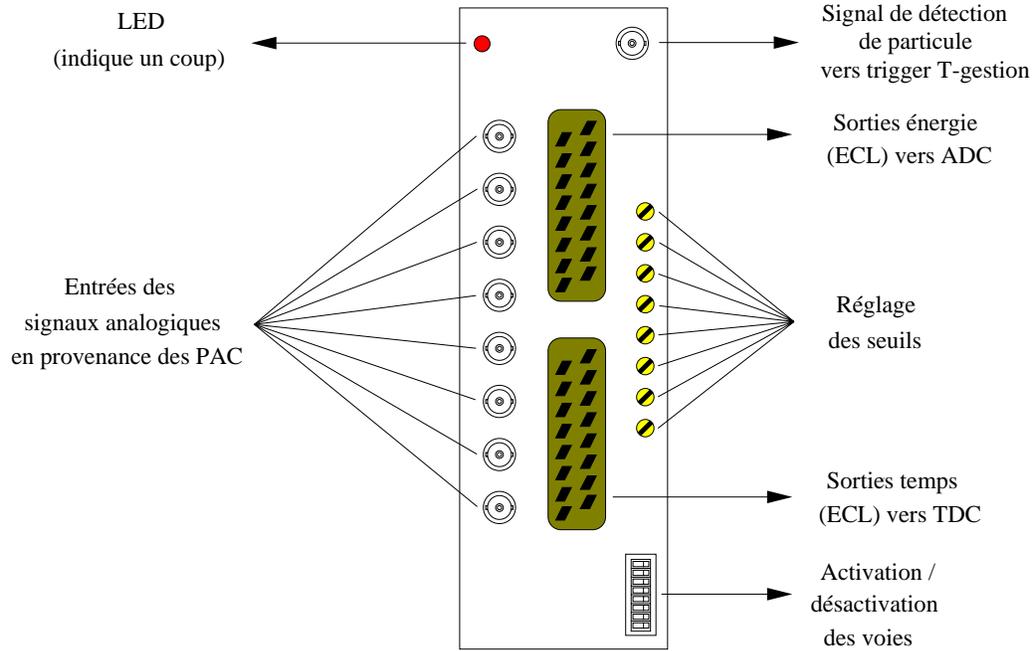


FIG. 4.5 – Façade avant d'un module gammarad

DFC, indiquant une activité dans les moniteurs au silicium, avec une porte en temps reliée au temps de croisement des faisceaux (BCO pour Beam Cross Over). En jouant sur le retard de cette porte par rapport au BCO, il est possible de sélectionner uniquement des particules directes (porte centrée sur le BCO), ou bien uniquement les particules retardées (ouverture de la porte après le croisement des faisceaux). Le choix de la synchronisation utilisée sera détaillé et justifié plus loin. Lorsqu'une coïncidence est observée, les signaux en provenance des modules *gammarad* sont envoyés vers un ADC et un TDC installés dans un châssis Fastbus.

La mesure de l'énergie est effectuée à l'aide d'un ADC commercial (LECROY 1885F [5]) comportant 96 voies. Le signal arrivant à l'ADC est mis en coïncidence avec une porte de 450 ns. Durant cet intervalle de temps, le signal est intégré, en chargeant une capacité. Ensuite la capacité est déchargée à un taux constant. Le temps de décharge, mesuré par un nombre de pulsations durant cet intervalle, permet de déterminer la charge totale arrivant à l'ADC qui est directement proportionnelle à l'énergie déposée sur les plaquettes de silicium. Le temps de numérisation de l'ADC, assez élevé (275 μ s), correspond à 13 croisements de faisceaux perdus et est donc l'un des principaux responsables des temps morts de l'acquisition.

La mesure des temps de vols est obtenue grâce à un TDC (Time to Digital Converter) développé par LECROY (modèle 1877 [5]) et comportant 96 voies. Le TDC convertit un intervalle de temps en un nombre codé sur 16 bits. La plus petite division en temps (*least count*) est de 500 ps et la pleine échelle correspond donc à 32,768 μ s. Le constructeur garantit un piédestal inférieur à 6 canaux, soit 3 ns. En outre le temps de numérisation est très rapide, 210 ns plus environ 70 ns par coups reçus sur une voie. Le TDC fonctionne en *common stop*, c'est à dire que le temps est mesuré entre un signal arrivant sur l'une des voies (ce temps peut être différent pour chacune des 96 voies) et un signal commun aux 96 voies. Les signaux *start* envoyés sur les voies d'entrée du TDC sont ceux en provenance des DFC, qui signalent de l'activité sur les pistes de silicium. Le signal *common stop* correspond à la fin de porte engendrée par le module de *T-gestion*, qui gère les coïncidences avec le faisceau. Prenons, par exemple, le cas d'une porte de coïncidence large de 2 μ s, qui s'ouvre 1 μ s avant le croisement des faisceaux. Les coups reçus sur le silicium $\pm 1 \mu$ s par rapport au BCO seront sélectionnés. Supposons qu'une particule

retardée de 300 ns par rapport au BCO soit détectée. Le TDC mesurera l'intervalle de temps entre le temps d'arrivée de la particule, et la fin de la porte (1 μ s après le BCO), c'est à dire 700 ns.

Le FIP (Fastbus Intersegment Processor [6]) est un module Fastbus qui repose sur le microprocesseur 32 bits Motorola MC68020, cadencé à 16,67 MHz. Le FIP est le maître Fastbus du châssis dans lequel il est inséré, et peut se comporter en esclave pour le segment "câble". Dans une architecture Fastbus à plusieurs niveaux, le FIP est utilisé comme point de rencontre entre deux niveaux. Prenons le cas de la TPC, les FIP CP (Crate Processor) gèrent l'acquisition des digitiseurs aux côtés desquels ils sont installés. Ils sont maîtres du châssis dans lequel ils sont installés, mais en revanche ils se comportent en esclave vis à vis des LES (Local Event Supervisor) qui gère le niveau Fastbus supérieur. Deux LES sont utilisés pour deux moitiés de la TPC. A un niveau encore supérieur, le GES (Global Event Supervisor) domine tous les LES de DELPHI. Dans le cas des moniteurs au silicium de la TPC, le but est d'avoir une acquisition complètement indépendante du reste de DELPHI. Un seul niveau Fastbus est donc suffisant et la structure GES/LES/CP n'est pas nécessaire. Le FIP des moniteurs au silicium remplit plusieurs rôles. Tout d'abord, il sert d'intermédiaire entre les modules Fastbus (ADC et TDC) et le module de T-gestion qui gère le déclenchement de l'acquisition. Lorsque le module de T-gestion détecte une coïncidence entre des coups sur les pistes de silicium et la porte en temps, liée au croisement des faisceaux, il envoie un signal appelé *event* au FIP. Le programme d'acquisition tournant sur le FIP, lorsqu'il reçoit ce signal, donne l'arbitrage du bus au FIP qui donne l'ordre à l'ADC et au TDC de numériser les données. Tant que le signal *event* est actif, le déclenchement sur de nouveaux événements est inhibé. Le FIP interroge alors continûment l'ADC, pour savoir si la numérisation de l'ADC (la plus lente de l'acquisition) est terminée. Dès qu'il obtient une réponse positive, il lit les données en provenance de l'ADC et du TDC et les stocke sur disque. Il envoie alors un signal appelé *acknowledge* qui indique que les modules Fastbus sont de nouveaux prêts à traiter des événements. Le signal *event* est alors remis à son niveau inactif. Ce système est en fait conçu pour plusieurs FIP opérant sur un même niveau Fastbus. Le FIP arbitrant tout le niveau attend que tous les FIP du niveaux aient envoyé leur signal *acknowledge* pour désactiver le signal *event*.

Le second rôle du FIP des moniteurs au silicium est de permettre de communiquer avec le cluster *en-ligne* de DELPHI. Le FIP est associé à un module LAN connecté au bus du processeur 68020. Le LAN gère les communications entre le FIP et le cluster *en-ligne* de DELPHI à travers un réseau Ethernet. Le cluster *en-ligne* est composé depuis 1997 de stations de travail ALPHA/VMS. Ainsi les données lues par le programme d'acquisition tournant sur le FIP, sont écrites directement sur l'un des disques des deux stations de travail ALPHA/VMS dédiées à la TPC.

Taux de comptage – Parallèlement à ce système de numérisation des données, est installé un système de coïncidences permettant d'obtenir une estimation rapide et fiable du taux de bruit de fond. En effet, la partie numérisation de l'électronique d'acquisition souffre de longs temps morts (de l'ordre de la ms), dus à l'ADC et à l'exécution des instructions Fastbus par le FIP. Elle est de plus soumise à d'éventuels problèmes Fastbus. Chaque module *gammarad* reçoit en entrée 8 signaux en provenance des pistes de silicium. Le discriminateur à fraction constante génère une impulsion rapide lorsque le signal atteint 30% de son maximum d'amplitude. Le module *gammarad* est équipé d'une voie de sortie correspondant au OU logique des 8 sorties du DFC. Un signal en sortie sur cette voie indique donc s'il y a eu de l'activité sur au moins l'une des 8 voies d'un moniteur au silicium. Or chaque module de silicium produit 12 signaux (associés aux 24 pistes lues 2 par 2). Ainsi certains modules *gammarad*, dits *purs*, reçoivent 8 signaux en provenance d'un même module de silicium, tandis que d'autres, dits *mixtes*, combinent 4 signaux en provenance d'un premier module de silicium et 4 autres d'un second module de silicium. Seuls les 8 modules *gammarad purs* seront utilisés pour la détermination du taux de comptage. Chaque signal est mis en coïncidence avec une porte en temps reliée au temps de croisement des faisceaux. Les sorties des coïncidences sont envoyées sur 8 *scalers*, qui vont donc compter le taux d'événements en temps avec le faisceau détectés par les 8 moniteurs au silicium. Ce système de coïncidence bénéficie de temps morts très réduits (quelques centaines de ns seulement) uniquement dus aux préamplis de charge et aux modules *gammarad*. Il est complètement indépendant de la partie Fastbus de l'acquisition, et permet d'obtenir des taux de comptage fiables, sans risque

de saturation. Le contenu de ces 8 compteurs est transmis par câble jusqu'à la salle de contrôle de DELPHI en surface.

4.4 Synchronisation

Nous venons de voir que le module de T-gestion permet la mise en coïncidence d'un signal sur les pistes de silicium avec une porte en temps reliée au temps de croisement des faisceaux. Jusqu'à la fin de l'année 96, une porte large de $1,930 \pm 0,021 \mu\text{s}$ était ouverte $650 \pm 4 \text{ ns}$ avant le croisement des faisceaux. Pour ce faire on utilise le signal BCO précédent que l'on retarde de $21,58 \mu\text{s}$. Le temps entre deux BCO étant de $22,23 \mu\text{s}$, on obtient une avance de $0,65 \mu\text{s}$ sur le BCO suivant. Cette porte, générée par le module de T-gestion, est utilisée pour sélectionner les événements qui seront numérisés, avant d'être écrits sur disque. Une porte similaire, employant le même retard et large de $2,00 \mu\text{s}$ est générée par un module NIM et est utilisée pour sélectionner les événements envoyés aux compteurs et tous les événements détectés pendant la porte de coïncidence sont retenus qu'ils soit directs ou retardés. En revanche, l'acquisition des données numérisées est *mono-hit*. En effet, la même porte d'intégration (de 450 ns) doit être utilisée pour les 96 voies d'entrée de l'ADC. Ainsi, seul le premier événement reçu durant la porte de coïncidence est retenu. L'acquisition est ensuite inhibée et aucun des coups détectés entre le premier événement et la fin de la porte de coïncidence ne sera retenu pour être numérisé. On aura ainsi tendance à ne sélectionner que les particules directes: en 1996, 99,9% des événements numérisés correspondaient à des particules directes. La statistique était alors trop faible pour étudier l'origine des particules retardées lors d'un *fill* donné. Seul le cumul des données enregistrées pendant plusieurs *fills* permettait cette étude. Il a donc été décidé pour l'année 97, d'utiliser deux retards distincts pour les compteurs et pour les données numérisées. La synchronisation des compteurs reste inchangée et permet de disposer d'un taux de comptage qui estime le niveau de bruit de fond dans les régions proches de la TPC. La synchronisation utilisé pour la numérisation des données est modifié, afin de sélectionner uniquement les particules retardées. Un retard de $22,30 \mu\text{s}$ par rapport au BCO précédent est utilisé. Les particules sont donc sélectionnées dans l'intervalle $[+70 \text{ ns}, +2000 \text{ ns}]$ par rapport au BCO. Cette solution permet de préserver l'estimation du bruit de fond total près de la TPC, et rend possible l'étude détaillée, *fill* par *fill*, de l'origine du bruit de fond.

4.5 Système d'acquisition, contrôle des données

Système d'acquisition – Le programme d'acquisition principal fonctionne sur le FIP, sous système d'exploitation OS9. Son principe a été décrit précédemment. Il est écrit en langage C et fait principalement appel à des procédures Fastbus. Il lit les données en provenance de l'ADC et du TDC, et pour chaque événement, il écrit sur disque le numéro d'événement, la liste des voies touchées, l'énergie et le temps de vol associé à chaque coup, ainsi que le temps auquel a été pris l'événement. Le disque utilisé appartient à l'une des deux stations de travail ALPHA/VMS, réservées à la TPC, et est accessible depuis le FIP par NFS (Network File System [7]). L'acquisition fonctionne en permanence quel que soit le régime de fonctionnement du LEP et indépendamment de l'état de l'acquisition centrale de DELPHI. Une procédure automatique (fonctionnant sur la station ALPHA) surveille en permanence l'état de l'acquisition. L'état de la prise de données sur le FIP, la valeur des compteurs, la connexion TCP/IP entre la station ALPHA et le FIP ainsi que la connexion entre le disque NFS et le FIP sont contrôlés en continu. Les problèmes sont notifiés à l'utilisateur sous forme de messages EMU [8]. Ces messages d'alerte répondent à une norme commune à tout DELPHI. Dans le cas des moniteurs au silicium, les messages ne sont envoyés qu'à la station ALPHA de la TPC. La fenêtre des messages EMU de la TPC est représentée sur la figure 4.6. Dans la plupart des cas, le problème est automatiquement résolu, sans qu'une intervention de l'utilisateur soit nécessaire. Les communications sont automatiquement réinitialisées en cas de blocage, une nouvelle acquisition est redémarrée lorsque la précédente a échoué. Toutefois, il arrive que certains problèmes ne soit pas identifiés, et le programme de surveillance automatique renonce après deux réinitialisation. Une intervention de l'utilisateur est alors nécessaire.

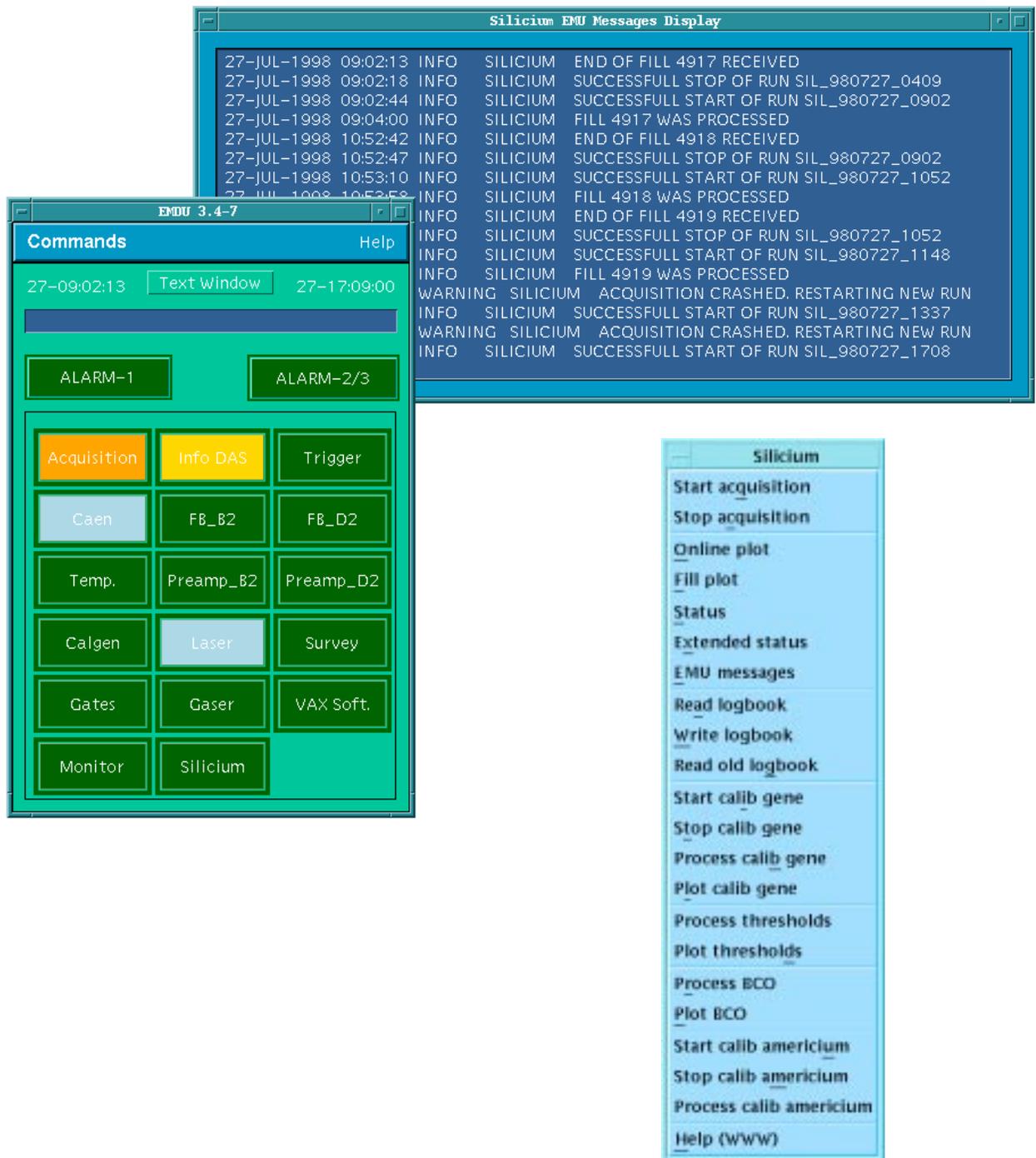


FIG. 4.6 – Dans la fenêtre la plus à gauche sont indiqués l'arrivée de nouveaux messages EMU. Les différentes cases correspondent à diverses fonctionnalités de la TPC: Acquisition, tensions, alimentation des châssis Fastbus et des préamplis, température, lasers, gaz... La dernière case en bas à droite est attribuée aux moniteurs au silicium. La gravité des messages est traduite par un code de couleur commun à tout DELPHI. Le détail des messages reçus est obtenu en cliquant sur l'une des cases. La fenêtre la plus haute de la figure présente des exemples de messages concernant les moniteurs au silicium. La dernière fenêtre de la figure (en bas à droite) est le menu qui permet d'exécuter différentes commandes relatives aux moniteurs au silicium.

A la fin d'un *fill* du LEP, un signal est envoyé au programme de surveillance. Il interrompt alors l'acquisition en cours et en démarre une nouvelle. L'ensemble des données accumulées durant le *fill* est alors traité en appliquant le résultat des différents étalonnages. Les données sont alors prêtes pour l'analyse *off-line*.

Parallèlement à ce système de surveillance, une seconde procédure fonctionne sur la station ALPHA et est chargée de collecter des informations utiles pour l'analyse *off-line* des données. Le numéro de *fill* et de *run* en cours, le régime de fonctionnement du LEP, les courants mesurés dans chaque *bunch*, les bruits de fond mesurés par la TPC et le VSAT. Ces informations sont obtenues en se déclarant client des services correspondants, gérés le système d'information de DELPHI: DIM [9].

L'utilisateur peut contrôler les différentes fonctions des moniteurs au silicium grâce au système de menu déjà utilisé pour les autres applications de la TPC. La figure 4.6 en présente les différentes fonctionnalités. L'utilisateur peut démarrer ou interrompre une acquisition, obtenir un rapport bref ou détaillé sur l'état actuel des moniteurs au silicium. Les différentes calibrations peuvent être réalisées; elles seront détaillées dans la prochaine section. Enfin, l'utilisateur peut produire les différents histogrammes permettant de contrôler les données.

Estimation en-ligne du bruit de fond – Le taux de comptage des *scalers* permet d'obtenir une estimation immédiate du bruit de fond à proximité de la TPC. Le nombre de coups enregistrés par chacun des 8 modules de silicium est intégré sur 10 s. Ces 8 valeurs sont affichées en permanence dans la salle de contrôle de DELPHI. Sur cet écran sont donnés les taux de comptage de différents détecteurs (VD, ID, TPC, VSAT, STIC) ainsi que les taux de trigger. Un exemple est présenté sur la figure 4.7.

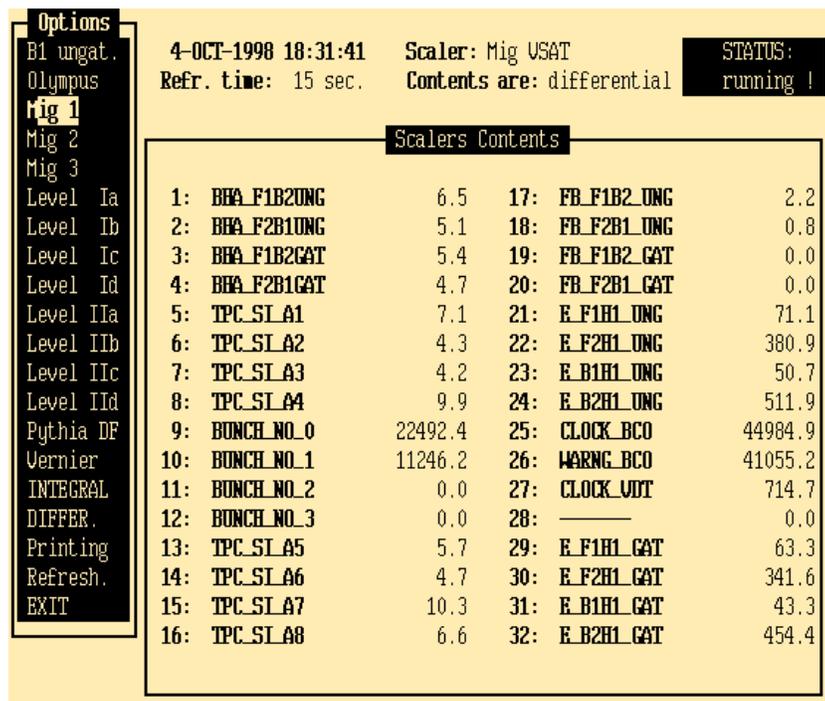


FIG. 4.7 – Exemple de page de contrôle regroupant des informations sur le taux de bruit de fond et de trigger. Les lignes 5 à 8 et 13 à 16 indique les taux de comptage des 8 moniteurs au silicium de la TPC. Les autres informations sont relatives au VSAT (taux de comptage des triggers Bhabha, Bhabha fortuits, et single electron mis en anti-coïncidence ou non avec les temps morts de l'acquisition centrale de DELPHI).

Jusqu'en 1997, le contenu des 8 compteurs était écrit dans la base de données de DELPHI [10], lorsque le LEP était en régime de physique. La base de données *en-ligne* de DELPHI collecte de nombreuses informations concernant l'état des différents détecteurs. Ces renseignements sont ensuite utilisés lors du traitement *off-line* des données. Depuis 1998, les valeurs des 8 compteurs au silicium sont également écrites lors des phases d'ajustements des faisceaux précédant la physique. La valeur des compteurs est en outre utilisée pour définir deux estimateurs *en-ligne* du bruit de fond qui suivent la normalisation définie par le LEP (cf. paragraphe 3.3.1) :

- Le premier estimateur Si_{max} est le maximum des 8 taux de comptage correspondant aux 8 moniteurs au silicium. Cet estimateur est très sensible aux pics très brefs de bruit de fond. Il suffit de quelques voies touchées avec une grande fréquence sur un seul module, pour que cet estimateur atteigne des niveaux très élevés
- Le second estimateur Si_{moy} est la moyenne des 8 taux de comptage. Il est beaucoup plus stable et est moins sensible aux asymétries.

Ces deux estimateurs sont calculés par un logiciel fonctionnant en permanence sur la station ALPHA de la TPC. Ce programme lit les 8 taux de comptage des compteurs et leur applique les corrections obtenues lors des calibrations. Le maximum et la moyenne sont ensuite calculés puis normalisés afin de répondre à l'échelle standard des bruits de fond des expériences LEP. Le programme rend ces deux estimateurs accessibles au reste de DELPHI en se déclarant *serveur* de DIM. N'importe quelle application peut alors accéder à ce nouveau service de DIM. La valeur des deux estimateurs est réactualisée toutes les 10 s, est écrite dans la base de données de DELPHI (DDB) [10] et est également tracée en fonction du temps sur un écran de contrôle du DAS.

Contrôle de la qualité des données – Le contrôle des données est effectué quotidiennement. A la fin de chaque *fill* est produit un fichier contenant les histogrammes de contrôle. Une des options du menu silicium permet également de produire les mêmes histogrammes pour les données du *fill* en cours, ou bien sur une période particulière. Un exemple de fichier de contrôle est présenté sur les figures 4.8 et 4.9. Les deux premiers histogrammes en haut à gauche de la figure 4.8 correspondent à la multiplicité de l'événement, c'est à dire le nombre de pistes silicium touchées dans les 4 modules disposés de chaque côté de la TPC. Les deux histogrammes suivants (en haut à droite) représentent les taux de comptage de chacune des 96 voies. C'est sur ce diagramme que l'on peut contrôler le bon fonctionnement de chacune des voies ou détecter des canaux bruyants. Les deux histogrammes en bas à gauche montrent l'évolution au cours du temps des taux de comptage des modules situés du côté A (électron) ou C (positon) de DELPHI. C'est sur cette figure que l'on peut observer les différents régimes du LEP. On peut également y trouver le temps auquel une pic de bruit de fond a pu se produire. Toutefois, il ne faut pas oublier que cet histogramme est réalisé avec les données numérisées qui correspondent donc à des particules retardées (cf. paragraphe 4.4). Ce taux de comptage est donc beaucoup plus faible que celui des compteurs, qui sont également sensibles aux particules directes beaucoup plus nombreuses. De plus les données numérisées sont soumises à de long temps morts, et la saturation est très vite atteinte. Il faut donc se servir de l'allure de la distribution uniquement afin de comprendre l'évolution du faisceau, un taux de comptage plus fidèle étant obtenu en lisant la valeur des compteurs écrite dans la base de données de DELPHI. Les deux derniers histogrammes en bas à droite de la figure 4.8 contiennent les distributions en énergie des particules détectées côté A ou C. Les histogrammes de la figure 4.9 représentent la distribution des temps vols des particules détectées, par rapport au temps de croisement des faisceaux, ainsi que l'énergie et les temps de vol en fonction du temps auquel a été enregistré l'événement. Ces distributions sont surtout utiles à l'analyse, plus qu'au contrôle de la qualité des données. Elles seront donc expliquées plus en détails dans la partie consacrée aux résultats obtenus (paragraphe 4.7).

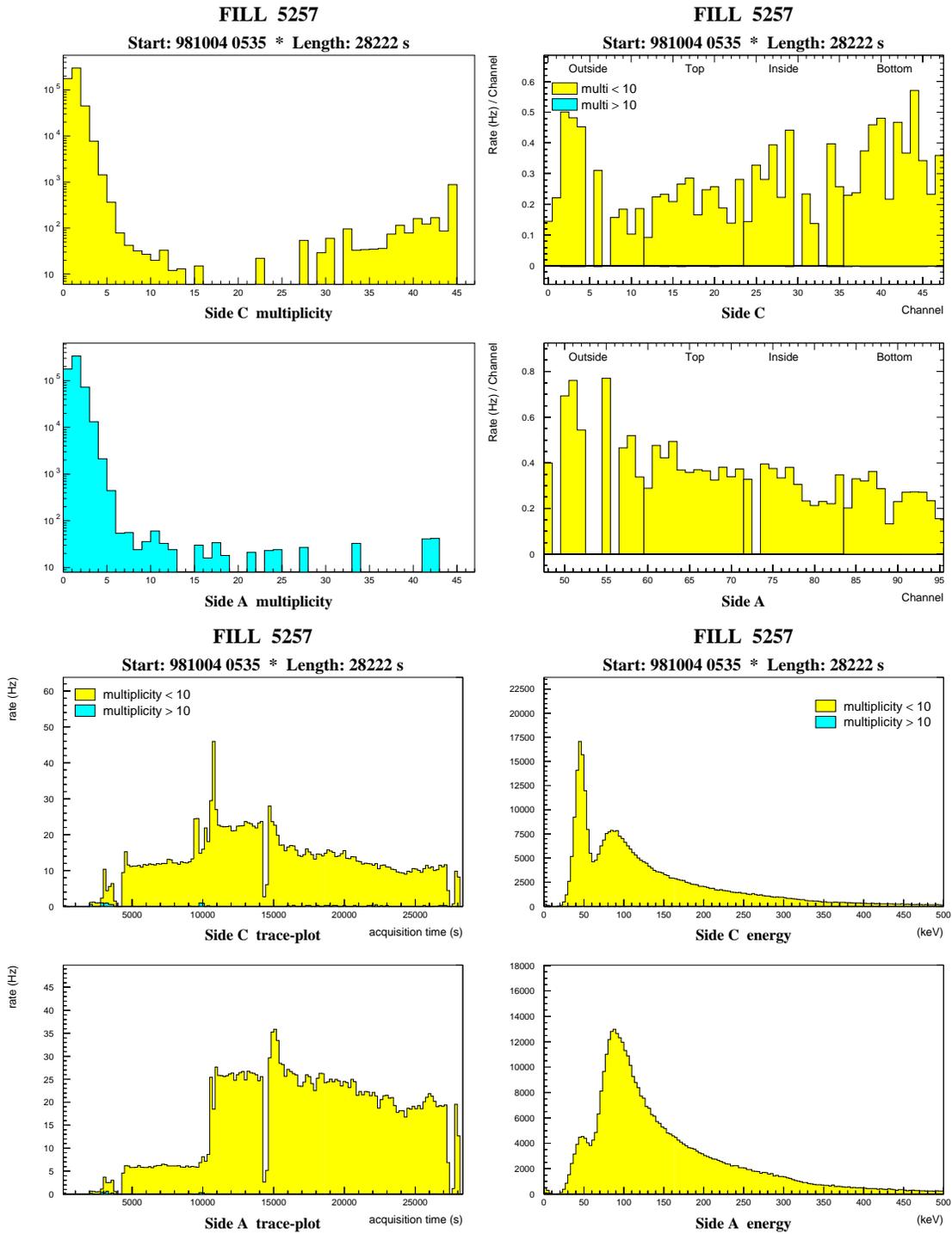


FIG. 4.8 – Histogrammes de contrôle, produits à chaque fin de fill, permettant de contrôler la qualité des données enregistrées par les moniteurs au silicium.

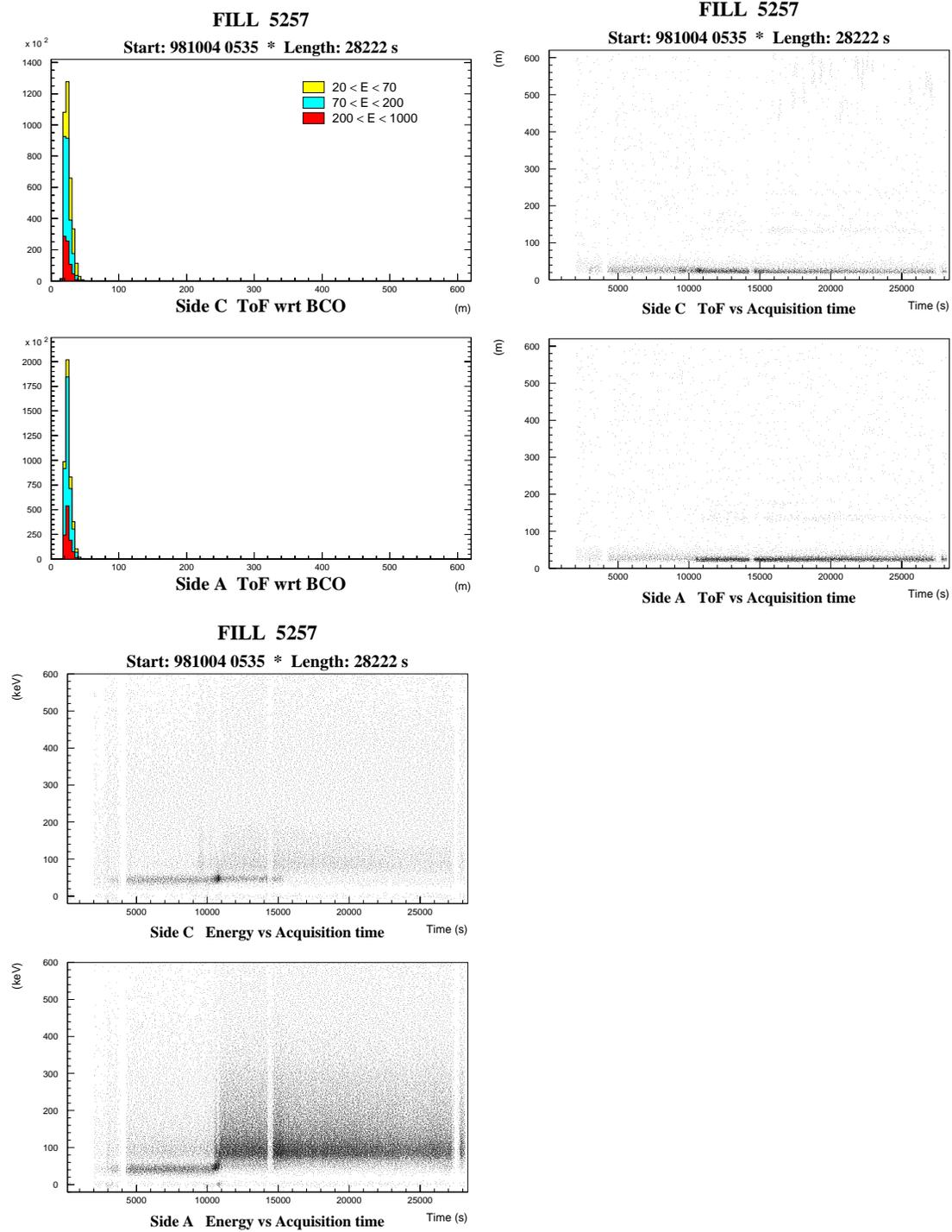


FIG. 4.9 – Histogrammes de contrôle, produits à chaque fin de fill, permettant de contrôler la qualité des données enregistrées par les moniteurs au silicium.

4.6 Calibrations et résolutions

Calibration en énergie – La calibration absolue en énergie est réalisée à l’aide d’un 9^e moniteur au silicium, de réserve, sur lequel est fixé une source d’américium, émettant des photons de 60 keV. Le signal à la sortie d’une voie de l’ADC (correspondant à deux pistes silicium du moniteur de secours) est mesuré ainsi que le piédestal associé à cette voie. La différence, en canaux ADC, entre le pic dû au piédestal et le pic dû aux photons émis par l’américium, est égale à l’énergie des photons détectés, soit 60 keV. On obtient ainsi le facteur de conversion entre canal ADC et énergie:

$$1 \text{ canal ADC} = 0,235 \pm 0,001 \text{ keV}$$

Ce résultat sert également à étalonner un générateur d’impulsion rapide, qui envoie un signal à l’entrée de chaque préampli de charge. Ce générateur est intégré au module de T-gestion. Ses caractéristiques sont rappelées dans la Table 4.3. Le piédestal, ainsi que la réponse au signal généré, sont mesurés

gamme dynamique	250 mV/MeV
temps de montée	1,2 ns
fréquence maximum	100 Hz
impédance en sortie	50 ohms

TAB. 4.3 – Caractéristiques du générateur intégré au module de T-gestion.

pour chacune des 96 voies. La calibration relative des voies est ainsi obtenue. La figure 4.10 représente le piédestal et la réponse, de l’une des voies du module de secours, à un signal déposé par la source d’américium ou produit par le générateur d’impulsion rapide.

Calibration en temps – La calibration absolue en temps est obtenue en collectant des données lorsque le LEP opère en mode 4×2 contre 4×2 *bunchs*. C’est le cas en début d’année, lors des runs effectués au pic du Z^0 . Le temps entre 2 *bunchs* est très précisément connu. Il est égal au rapport du nombre de *buckets* RF (les îlots de stabilité dans l’espace de phase longitudinal) à la fréquence RF:

$$\delta t = \frac{118 \text{ buckets}}{352,209042 \text{ MHz}} = 335,0283097 \pm 9 \cdot 10^{-7} \text{ ns}$$

La distribution des temps de vols mesurés par le TDC est caractérisée par deux pics, représentés sur la figure 4.11, correspondant aux deux *bunchs* espacés de 335 ns. La forme non gaussienne du pic associé au premier *bunch*, est en fait due à la superposition d’un second pic dû à des particules retardées. Cela sera expliqué plus en détail dans la partie consacrée à l’analyse des données. Le nombre de canaux TDC séparant les pics associés aux deux *bunchs* permet d’obtenir le facteur de conversion entre canal TDC et temps:

$$1 \text{ canal TDC} = 0,4992 \pm 0,0036 \text{ ns}$$

Cette valeur est en bon accord avec celle de 0,5 ns donnée par le constructeur. Le générateur d’impulsion rapide déjà employé pour la calibration en énergie est utilisé pour envoyer un signal à l’entrée des 96 préamplis de charge. La réponse observée à la sortie des 96 voies du TDC permet de calibrer les voies entre elles.

Calage de la porte de coïncidence – La porte de coïncidence employée par le module de T-gestion, pour sélectionner les particules directes ou retardées, doit être calée avec une grande précision par rapport au BCO. Jusqu’en 1996, le retard de la porte était fixé de manière à ce que le BCO soit situé à l’intérieur de cette porte. La majorité des particules détectées étaient directes (c.à.d. en temps avec le BCO). Le canal TDC correspondant au zéro des temps de vol était donc pris au maximum du pic associé aux particules directes. A partir de 1997, la porte a été retardée afin de ne détecter que des particules indirectes. On ne peut donc plus caler le zéro des temps de vols sur le pic de particules directes. On utilise donc les runs au pic du Z^0 avec 2 *bunchs* par train. Le premier *bunch* correspondant au zéro des temps de vol n’est pas détecté, en revanche, le second *bunch* l’est. Il suffit

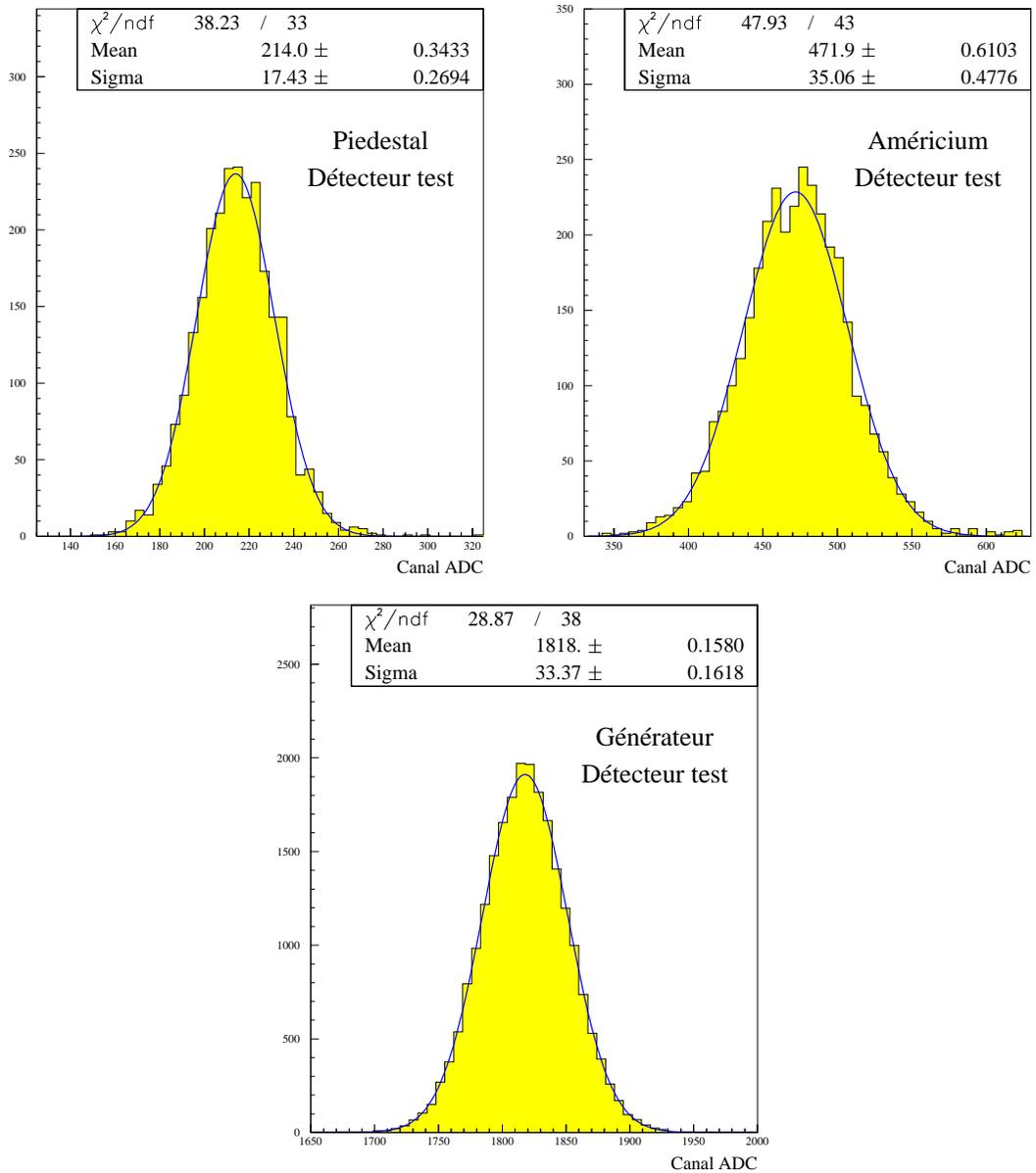


FIG. 4.10 – Calibration absolue en énergie, utilisant le détecteur de réserve. Le piédestal d'une voie seule (deux pistes de silicium), ainsi que la réponse d'une voie seule aux photons émis par l'américium et au signal produit par le générateur d'impulsion rapide sont représentés en unité de canaux ADC.

donc de retrancher 335 ns (le temps entre deux *bunchs*), soit 671.1 canaux TDC, au pic associé au second *bunch* pour obtenir le canal TDC correspondant au zéro des temps de vol.

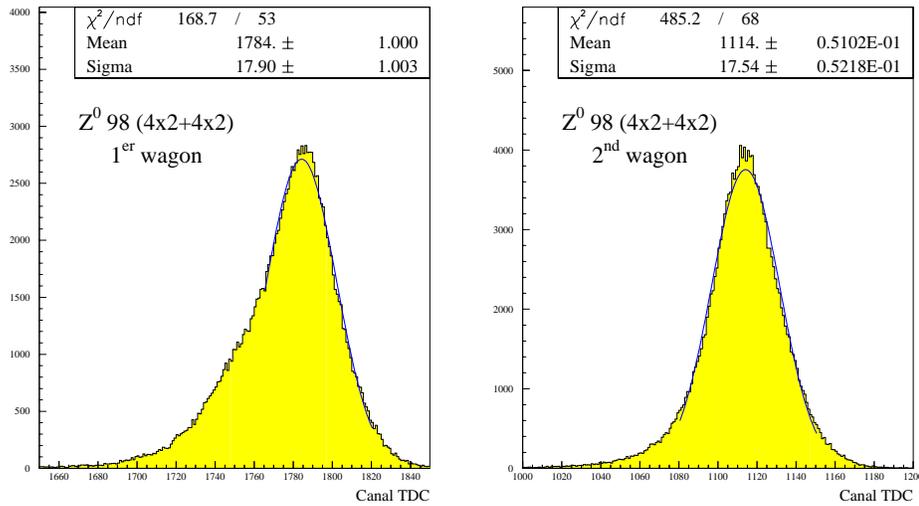


FIG. 4.11 – Positions du premier et du second *bunch*, mesurées lorsque le LEP fonctionne en 4×2 contre 4×2 *bunchs*. Le temps entre deux *bunchs* est égal à 335 ns.

Résolutions – Après la calibration, la résolution moyenne en énergie d'une voie de l'électronique d'acquisition est égale à 3,33 keV. Elle atteint 3,61 keV, lorsqu'on combine l'ensemble des 96 voies. On appelle ici *résolution électronique*, la résolution obtenue sur la réponse (à la sortie de l'ADC) à un signal envoyé à l'entrée des préamplis, c'est à dire ne passant pas par les pistes de silicium. La réponse à un signal physique sur les pistes de silicium (source radioactive) affiche une résolution légèrement dégradée, environ 8 keV. La résolution en temps pour une voie de l'électronique d'acquisition s'élève à 2,08 ns, et passe à 2,13 ns pour les 96 voies rassemblées. Les distributions en énergie et en temps sont données sur la figure 4.12.

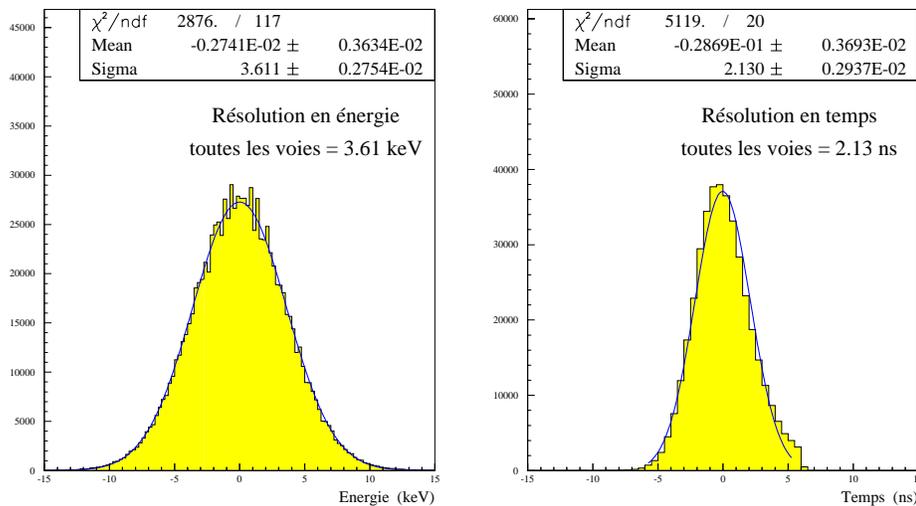


FIG. 4.12 – Résolutions en énergie et en temps de l'électronique d'acquisition, obtenues après calibration.

4.7 Résultats et applications

4.7.1 Une information permanente sur le bruit de fond

4.7.1.1 Amélioration de l'efficacité de la prise de données

Mise en route de la prise de données – Jusqu'en 1996, la mise sous tension de la TPC s'effectuait lorsque le LEP annonçait le début du régime de physique, sans qu'aucune information concernant le bruit de fond synchrotron au niveau de la TPC ne soit disponible. Les étapes, menant au régime de physique, s'enchaînent de la manière suivante:

- Les faisceaux sont accélérés jusqu'à l'énergie requise (94,4 GeV en 1998).
- Les collimateurs sont ensuite fermés. La mise en place des mâchoires prend environ 30 s, puis la bonne position des mâchoires est vérifiée avec un temps de lecture également proche de 30 s. Parallèlement à la fermeture des collimateurs, les faisceaux sont progressivement rapprochés verticalement l'un de l'autre grâce aux séparateurs électrostatiques. Les faisceaux se retrouvent face à face au bout de 3 ou 4 minutes.
- L'état des séparateurs électrostatiques est vérifié, puis le fichier *Vernier* est chargé. Ce fichier définit les paramètres des séparateurs, qui aboutissent à une position optimale des faisceaux, permettant d'obtenir une luminosité maximale. Cette étape dure 1 à 2 minutes.
- La salle de contrôle de Prévessin (PCR) annonce alors aux 4 expériences LEP, le début du régime de physique.

Lorsque DELPHI reçoit ce signal, Big Brother, le programme contrôlant l'acquisition centrale, propose à l'opérateur responsable de la prise de données (DAS Maestro) de monter les tensions sur les détecteurs encore inactifs (entre autre les chambres à fils TPC et ID). Jusqu'en 1996, le DAS Maestro donnait son accord sans connaître le taux bruit de fond dû au rayonnement synchrotron. Lorsque ce bruit était trop important, une disjonction des alimentations la TPC ou de l'ID se produisait. Les tensions étaient alors coupées puis rallumées, faisant perdre de précieuses minutes. Depuis 1996, le DAS Maestro dispose du taux de comptage des moniteurs au silicium, affiché en fonction du temps, juste au dessus de son poste de travail. Il ne décide donc la montée des tensions que si le bruit de fond l'autorise, et permet d'éviter ainsi un éventuel *trip* de l'un des détecteurs. En 1998, DELPHI a enregistré une luminosité intégrée nettement inférieure aux autres expériences LEP. Cette différence est principalement due à une luminosité inégalement délivrée par le LEP à ses 4 expériences [11]: DELPHI a reçu 22 pb^{-1} de moins qu'OPAL, soit environ 10% de moins. Mais ce déficit provient également d'une prise de données, par DELPHI, moins efficace (85%) que par les autres expériences (environ 90%), en partie due à des conditions de bruit de fond moins favorables. Afin d'améliorer ces résultats, il a été décidé, en août 98, de modifier quelque peu la procédure de mise en route de la prise de données. DELPHI bénéficie d'un suivi permanent du bruit du au rayonnement synchrotron (moniteurs au silicium) et aux particules hors-énergie (VSAT). Il n'est donc plus nécessaire d'attendre que le LEP annonce la stabilité des faisceaux pour décider de monter les tensions. Après la fermeture des collimateurs, le DAS Maestro étudie l'évolution du taux de bruit de fond et donne l'ordre de monter les tensions dès que le bruit s'est apaisé. Toutefois les détecteurs dédiés au bruit de fond servent à mesurer ce bruit de fond et non à l'empêcher. Un risque demeure donc: le LEP peut à tout moment décider de rouvrir les collimateurs. La considérable augmentation du bruit qui s'ensuivrait risquerait d'endommager les chambres à fils. C'est pourquoi le LEP s'est engagé, à la demande de DELPHI, à ne plus modifier les collimateurs une fois qu'ils sont ajustés. Cette nouvelle procédure, mise en place le 14 août, a permis une amélioration de 1,7% de l'efficacité de la prise de données.

Disjonction de la TPC durant la prise de données – La prise de données est parfois perturbée, en plein milieu d'un *fill*, par des pics brefs et très intenses de bruit de fond (*background spikes*), ou bien par une dégradation progressive des conditions de bruit, due à des paramètres d'orbite du faisceau inadéquats (*background storm*, qui peuvent durer une dizaine de minutes). Des arrêts de la TPC continuent donc de se produire aux cours de la prise de données. Mais désormais, lorsque les tensions

de la TPC ont été abaissées à 1150 V (*standby*) ou à 0 V (*trip*), le DAS Maestro peut vérifier, grâce au taux de comptage des moniteurs au silicium, la validité de la correction de l'orbite effectuée par les ingénieurs du LEP, avant de prendre la décision de remonter les tensions. Auparavant, plusieurs *trips* successifs de la TPC pouvaient se produire, avant que l'une des remontées des tensions, "à l'aveugle", soit enfin réussie. Cela se traduisait par du temps perdu et surtout par un risque d'endommagement des chambres, ou tout au moins un vieillissement accéléré de ses fils.

4.7.1.2 Un suivi du bruit utile aux ingénieurs du LEP

La saga du *bkg1* – Le *bkg1*, déjà présenté au paragraphe 3.3.1, est un estimateur du bruit de fond causé par les photons au sein d'une expérience LEP. Les 4 expériences envoient cette évaluation du bruit, à la salle de contrôle du LEP, en utilisant une échelle commune. Jusqu'en 1996, le *bkg1* envoyé au LEP correspondait au taux de comptage des fils de la TPC. Les moniteurs au silicium ont été installés en 1996. Leur comportement face aux différentes situations de bruit de fond a été étudié durant cette année et a été jugé similaire à celui de la TPC. Le nouveau *bkg1*, envoyé au LEP au début de 1997, correspond au maximum des taux de comptage dans les 8 modules composant les moniteurs au silicium. Cette estimation est envoyée en permanence à la salle de contrôle du LEP, même durant les phases précédant le régime de physique. Cependant, à trois reprises cette année-là, un bruit intense a été ressenti par la TPC sans que les moniteurs au silicium ne le détectent. Dans un cas, cela était dû à un problème matériel: les moteurs qui servent à ajuster les mâchoires d'un collimateur, situés du côté C de DELPHI, sont tombés en panne, provoquant un très fort bruit de fond. Mais au même moment a brûlé le fusible du châssis Camac contenant les amplis/shapers des moniteurs au silicium du côté C. Le *bkg1* envoyé au LEP correspondait donc uniquement aux moniteurs au silicium du côté A, et donnait un niveau raisonnable de bruit dans DELPHI (< 5). La salle de contrôle du LEP pensait donc que la situation était calme pour DELPHI, alors qu'il régnait un bruit de fond intolérable (*bkg TPC* de l'ordre de 40 à 50!). Dans les deux autres cas, aucun problème matériel ne peut expliquer la différence des taux de comptage entre TPC et moniteurs au silicium. Le bruit de fond était-il localisé dans des régions angulaires inaccessibles aux moniteurs au silicium? En août 1997, le *bkg1* envoyé au LEP a donc été modifié. Le maximum des taux de comptage de la TPC et du silicium ont été définis comme estimateur du *bkg1*. Cela conserve l'information fournie par le silicium dans les phases précédant le régime de physique et permet de se protéger contre d'éventuelles défaillances des moniteurs au silicium. Le *bkg1* conserve un sens physique, car la normalisation du taux de comptage des moniteurs au silicium est effectuée de manière à être très légèrement supérieure à celui de la TPC. Donc, sauf en cas de problème grave, le *bkg1* continue de correspondre au taux de comptage des moniteurs au silicium.

Malheureusement l'année suivante, le problème inverse se produisit. Une fuite dans le système de vide s'est peu à peu développée, à proximité de DELPHI. Comme cela sera décrit au paragraphe 4.7.3.3, les moniteurs au silicium et la TPC ont eu des comportements différents, face à l'augmentation du bruit de fond causée par ce problème de vide. Le maximum des taux de comptage dans les moniteurs au silicium atteignait 6 ou 7, tandis que le taux de comptage dans la TPC était voisin de 4 (en normalisation *bkg1*). Les moniteurs au silicium ont donc rempli leur rôle en avertissant la salle de contrôle du LEP, d'un problème par le biais d'un *bkg1* supérieur à 5. Mais les opérateurs du LEP étaient très surpris que DELPHI puisse continuer à prendre des données avec un *bkg1* supérieur à 5. Des réunions qui ont suivies avec les ingénieurs responsables du LEP, il est ressorti qu'une information cruciale manquait aux opérateurs: dans les cas des trois autres expériences LEP, lorsque le *bkg1* qu'ils envoient au LEP est à 0, cela indique que les tensions sur leurs détecteurs ne sont pas montées et que par conséquent ils ne prennent pas de données. Dans le cas de DELPHI, les opérateurs du LEP, ne peuvent pas par un simple coup d'oeil sur l'un des écrans de contrôle, savoir si DELPHI arrive ou non à prendre de données. Cette information est particulièrement importante au début de la physique pour savoir si les 4 expériences ont réussi à démarrer leur prise de données. En août 1998, le *bkg1* a donc été une dernière fois modifié: il correspond désormais uniquement au taux de comptage de la TPC. Le taux de comptage des moniteurs au silicium est en revanche affiché sur un écran réservé aux 4 expériences, dans la salle de contrôle du LEP à Preveessin. Lors de conditions normales, les opérateurs du LEP, qui ont déjà une quantité impressionnante de paramètres à surveiller, se contentent de vérifier qu'au début du régime de physique, les 4 expériences parviennent à prendre des données (*bkg1* différents de

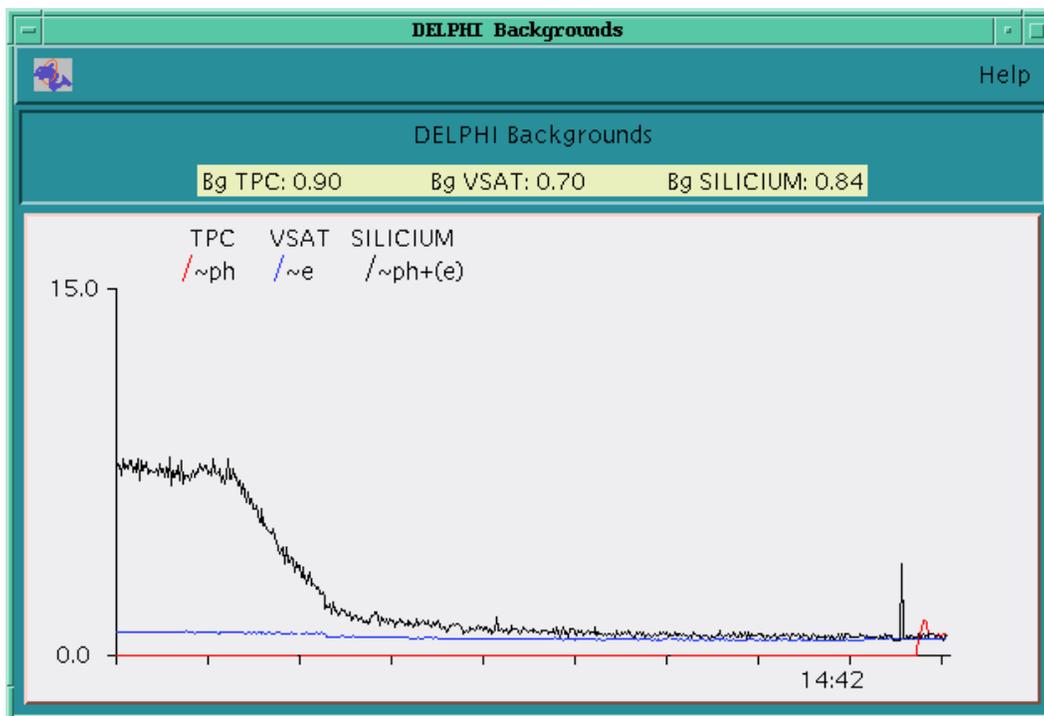


FIG. 4.13 – Écran de la salle de contrôle du LEP regroupant les informations envoyées par DELPHI, concernant le bruit de fond.

0, affichés sur une téléviseur visible par tous). En cas de problème pour DELPHI ($bkg1$ à 0 ou bien supérieur à 5), un information plus détaillée est disponible sous forme de *trace-plot* (taux de comptage en fonction du temps) des moniteurs au silicium. Les opérateurs peuvent contrôler sur ce *trace-plot*, la validité des nouveaux paramètres modifiant l'orbite ou l'ouverture des collimateurs, afin de réduire le bruit de fond. Un exemple d'écran, affiché dans la salle de contrôle du LEP (PCR), est donné sur la figure 4.13. Les niveaux de bruit mesurés par les moniteurs au silicium (particules hors-énergie et photons, courbe la plus haute), par le VSAT (particules hors-énergie, courbe intermédiaire) et par la TPC (photons, courbe à 0 jusqu'à 15h) sont tracés en fonction du temps. Les tirets sur l'axe horizontal des temps correspondent à des intervalles de 10 min. Le niveau de bruit de fond est donné en utilisant la normalisation $bkg1$. Jusqu'à 13h35 le taux de photons mesuré par les moniteurs au silicium est très élevé, bien que le LEP soit en régime de physique, car l'aimant de DELPHI est inactif suite à un problème de cryogénie. A partir de 13h35, le courant dans l'aimant remonte peu à peu, jusqu'à atteindre sa valeur nominale de 5 000 A aux environs de 14h45. Les tensions sur la TPC sont alors remontées. Durant toute cette période sans aimant, le taux de particules hors-énergie, mesuré par le VSAT, reste à peu près stable.

Optimisation de l'ouverture des collimateurs – Lors de changements importants de paramètres influant sur le comportement des faisceaux, ou lorsqu'un bruit de fond anormalement élevé est constaté, il est nécessaire de réoptimiser l'ouverture choisie pour chacun des collimateurs. Dans le cas des collimateurs proches du point d'interaction 8 (c'est à dire DELPHI), le LEP dispose des taux de comptage du VSAT pour les particules hors-énergie, de la TPC et des moniteurs au silicium pour le rayonnement synchrotron. L'avantage des moniteurs au silicium est d'être actif même durant des périodes de développement de la machine lorsque la TPC est arrêtée, et également de supporter des taux de bruit de fond plus élevé que la TPC sans risque de *trip*. Un exemple d'étude réalisée avec la TPC a déjà été donné au paragraphe 3.3.3. Un exemple de l'utilisation des moniteurs au silicium est l'optimisation de l'ouverture des collimateurs proches de DELPHI, réalisée par G. Von Holtey à la fin 97, suite à un

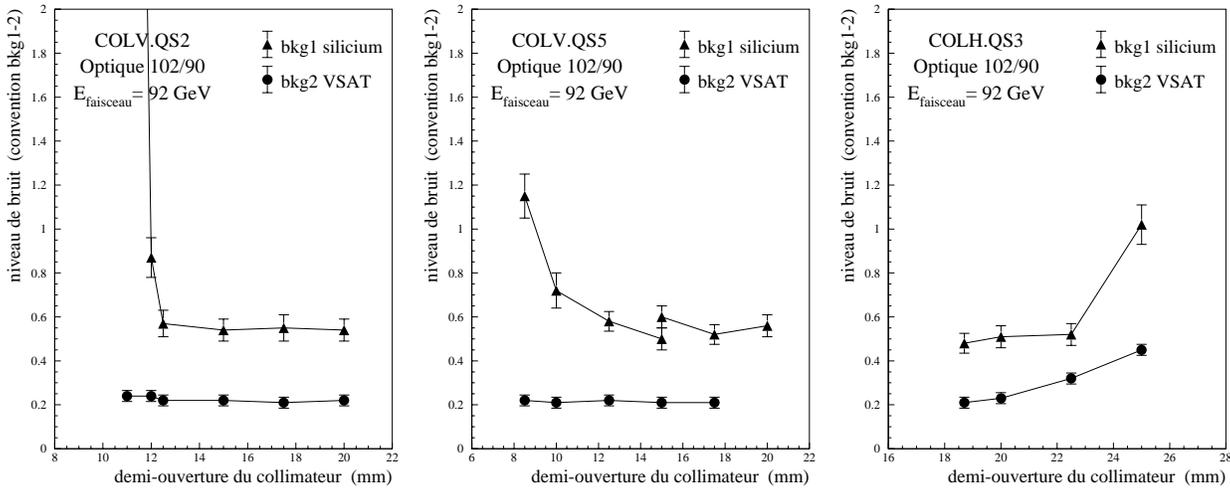


FIG. 4.14 – Taux de comptage des photons synchrotron (triangle) mesuré par les moniteurs au silicium et des particules hors-énergie (cercles) mesurées par le VSAT lors d’une étude dirigée par G. Von Holtey, le 5 novembre 1997.

changement d’optique des faisceaux, qui sera étudié plus en détails au paragraphe 4.7.3.1. La figure 4.14 présente les taux de comptage des photons synchrotron mesurés par les moniteurs au silicium et des particules hors-énergie détectées par le VSAT, en fonction de l’ouverture de collimateurs proches de DELPHI. Ces mesures ont été réalisées avec un courant total dans le LEP de 2,7 mA et un déphasage de $\Delta f_{RF} = +50$ Hz. Les ouvertures de trois collimateurs ont été étudiées: COLV.QS2 est un collimateur vertical situé à 15,1 m du point d’interaction, COLV.QS5 collimateur vertical à 79,2 m et COLH.QS3 collimateur horizontal à 56,3 m. Comme on s’y attend, l’ouverture des collimateurs verticaux influe peu sur le taux de particules hors-énergie qui sont distribuées principalement dans le plan horizontal. Lorsque l’on réduit trop l’ouverture des collimateurs, les bords du faisceau (queues gaussiennes dans le plan transverse) commencent à toucher les mâchoires, provoquant une brusque augmentation du taux de photons. Les demi-ouvertures optimales trouvées sont égales à 15 mm (soit $53 \sigma_y$, où σ_y est la largeur de la gaussienne décrivant la forme verticale du faisceau) pour COLV.QS5, à 17,5 mm (soit $51 \sigma_y$) pour COLV.QS2 et 18,7 mm (soit $14 \sigma_x$) pour COLH.QS3.

Un autre exemple d’utilisation des moniteurs au silicium, est une forte augmentation du bruit de fond qui persista pendant plusieurs *fills* du LEP, en août 1998, sans que cela ne puisse être relié à un quelconque changement de paramètre affectant la dynamique des faisceaux. Une étude menée par G. Von Holtey permet de montrer que le problème ne pouvait être résolu par une simple changement de l’ouverture des collimateurs, et qu’en fait cette augmentation du niveau de bruit était plus vraisemblablement due à un problème de vide, qui sera décrit au paragraphe 4.7.3.3.

4.7.2 Une information détaillée sur la forme et l’origine du bruit de fond

Les données enregistrées par les moniteurs au silicium et traitées à la fin de chaque *fill*, offrent une possibilité d’étude plus approfondie du bruit de fond. En effet, ces données numérisées contiennent l’énergie et le temps de vol de chaque particule détectée, permettant d’identifier la source du bruit de fond. Les premiers résultats significatifs furent obtenus à la fin de l’année 96, lorsque le LEP opérait à une énergie de 86 GeV par faisceau. L’étude d’un *fill* commence généralement par la compréhension de l’évolution du taux de comptage en fonction du temps. Un exemple est donné, pour un *fill* “typique” à 86 GeV, sur la figure 4.15. Les *logfile*s renseignent sur les différentes phases suivies pour aboutir à la collision de faisceaux stables (remplissage, accélération, ajustement des faisceaux...), et permettent d’interpréter la forme du taux de comptage. Nous observons que les moniteurs au silicium sont sensibles à tous les différents régimes du LEP et reproduisent clairement les conséquences en terme de bruit des

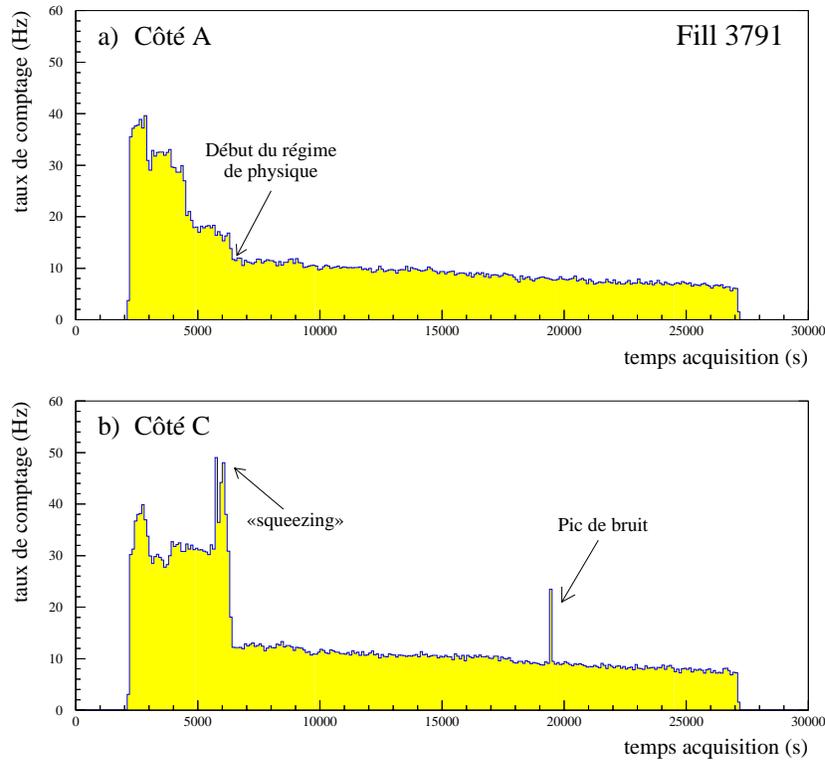


FIG. 4.15 – Taux de comptage des événements enregistrés en 1996, lors d'un fill typique, à une énergie de 86 GeV par faisceau. Le taux est donné pour les 4 modules du côté A (e^-) et les 4 autres du côté C (e^+).

différentes actions entreprises sur le faisceau. Dans le cas du *fill* 3791, on distingue, par exemple, deux périodes: durant approximativement les premières 6 500 s du *fill*, le taux de comptage est très élevé lorsque le LEP prépare les faisceaux pour la physique à haute énergie. La fermeture des collimateurs provoque une brusque augmentation du bruit de fond côté C. Une fois les collimateurs en place, les faisceaux sont placés face à face à l'aide des séparateurs électrostatiques et les collisions commencent. Les faisceaux sont stables et par conséquent le bruit de fond faible. On observe une lente décroissance du taux de comptage, due à la baisse progressive du courant des faisceaux. Un pic de bruit (*background spike*) survient du côté C, à peu près 20 000 s après le début du *fill*, sans toutefois être suffisamment intense pour faire disjoncter les alimentations de la TPC. L'évolution du comportement des faisceaux peut donc être surveillée grâce à ce taux de comptage, en gardant toutefois une certaine prudence quant aux grandes valeurs de taux de comptage. Lorsque le bruit de fond devient très fort, les temps morts de l'acquisition entraînent une saturation du taux de comptage (aux alentours de 1 kHz).

Une fois repérées les étapes successives conduisant au régime de physique, commence l'étude de l'énergie et du temps de vol des particules, détectées lors de ces différentes phases. La figure 4.16a présente le temps de vol des particules en fonction du temps auquel l'événement est enregistré, pendant une période d'ajustement des faisceaux. La bande horizontale centrée sur 0 correspond aux particules directes. Une accumulation de particules retardées est nettement discernée durant la période allant de 3 000 s à 3 750 s après le début du *fill*. La projection sur l'axe des temps de vol, pour les événements de cette période (voir figure 4.16a) indique un pic centré sur des temps de vols voisins de 17 ns. Ces particules retardées s'interprètent comme des photons retrodiffusés sur des éléments de machine. La position de la source de retrodiffusion est obtenue en divisant par deux le temps de vol des photons détectés: Le photon retrodiffusé est émis par le faisceau. Après que "le faisceau" (particules directes) a été détecté par les moniteurs au silicium, le photon effectue un aller et retour entre l'objet qui va

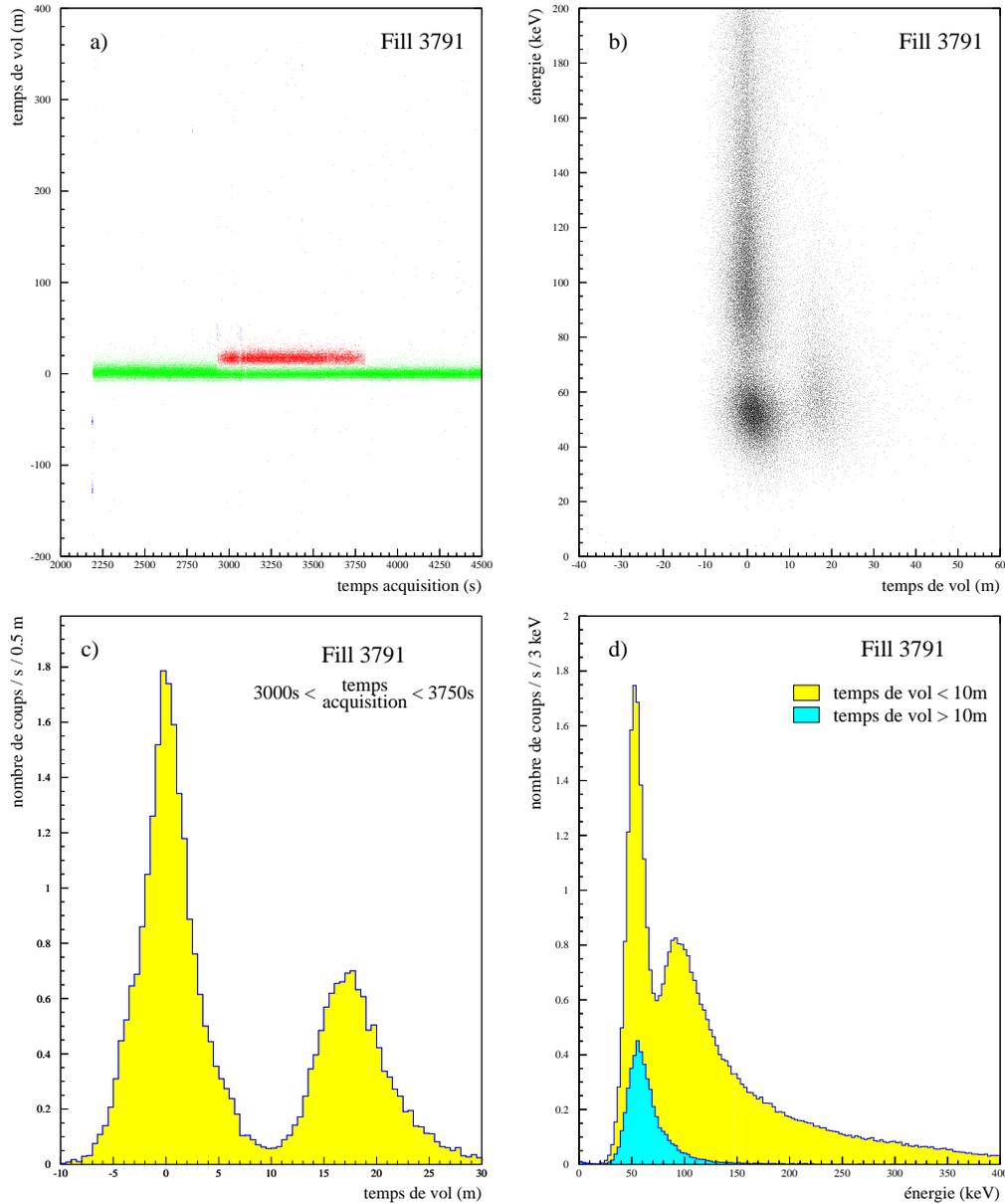


FIG. 4.16 – Énergie et temps de vol des particules détectées lors d'une phase de préparation des faisceaux précédant le régime de physique: a) Temps de vol des particules en fonction du temps auquel est enregistré un événement. b) Énergie des particules en fonction de leur temps de vol. c) Temps de vol des particules détectées entre 3 000 s et 3 750 s après le début du fill. d) En gris clair, énergie des particules directes ou à faible temps de vol (< 10 m). En gris foncé, énergie des particules à grand temps de vol (> 10 m).

le retrodiffuser et le moniteur au silicium (voir figure 4.17). Le pic en temps de vol aux environ de 17 m correspond donc à la retrodiffusion de photons synchrotron par un élément de machine situé à 8,50 m environ du point d'interaction. Or si on étudie "la carte" des éléments de machine proche du point d'interaction de DELPHI (cf. figure 4.18), on constate la présence du doublet de collimateurs horizontal et vertical COLH/V.QS1B. L'hypothèse des photons retrodiffusés est confirmée par leur distribution en énergie: La figure 4.16b donne l'énergie des particules en fonction de leur temps vol. La figure 4.16b correspond à la projection sur l'axe des énergies, en distinguant particules de temps vol supérieurs ou inférieurs à 10 m. Le spectre en énergie des particules retardées est composé d'un unique pic centré sur 58 keV. Il est dû à la fluorescence du tungstène composant les mâchoires des collimateurs. Le phénomène observé s'explique donc de la manière suivante: Lors de la préparation des faisceaux au régime de physique, les collimateurs COLH/V.QS1B sont à un moment donné refermés (durant la phase *ramping and squeezing*). Aussitôt les photons arrivant en sens inverse (provenant du point d'interaction) viennent heurter les mâchoires du collimateur. Ils sont alors absorbés puis réémis par fluorescence, donnant naissance à un flot de photons avec un retard de $2 \times 8,50$ m soit 17 m, d'énergie égale à la raie de fluorescence du tungstène soit 60 keV.

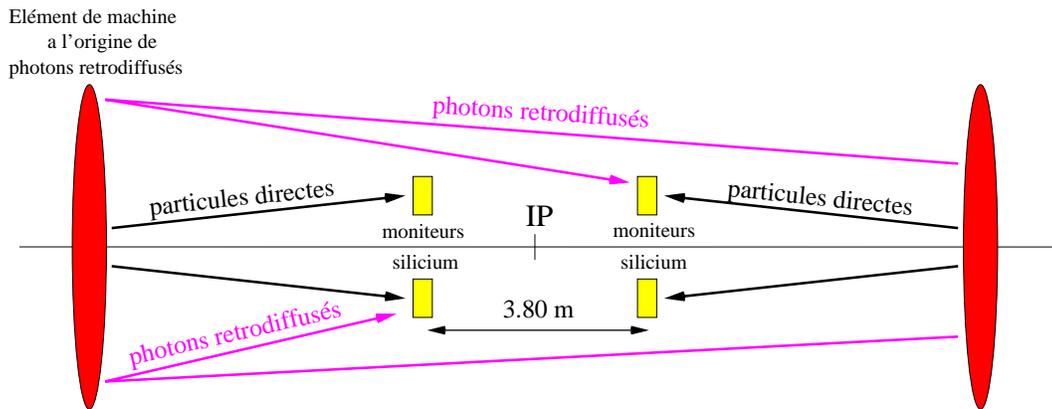


FIG. 4.17 – Le retard des photons retrodiffusés par rapport à l'instant de détection des particules directes par les moniteurs au silicium, correspond à deux fois la distance entre le point d'interaction et l'élément de machine, à l'origine de la retrodiffusion. Dans le cas où le photon retrodiffusé est détecté par un moniteur situé du côté opposé à l'élément de machine (c.à.d. le photon "re passe" par le point d'interaction), il faut alors ajouter 3,80 m à ce retard (distance séparant les moniteurs au silicium du côté A et du côté C). En résumé, le temps de vol (noté ToF) des photons, permet de connaître leur origine (distance d entre le point d'interaction et l'élément de machine). Deux cas sont possibles: $d = \frac{1}{2}(\text{ToF} - 3,80 \text{ m})$ ou $d = \frac{1}{2} \text{ ToF}$.

Le spectre en énergie des particules directes se compose quant à lui de deux sous-structures. On retrouve le même pic aux alentours de 55 keV correspondant là encore à la fluorescence des mâchoires de tungstène, mais dans le cas de photons diffusés vers l'avant et qui arrive donc en temps avec le faisceau. La seconde structure suit une forme de distribution de Landau, avec un maximum proche de 100 keV. Cette distribution est l'empreinte caractéristique des particules au minimum d'ionisation (MIP). En effet, le silicium n'est pas seulement sensible aux photons, il détecte également des particules chargées. Ces MIP peuvent avoir pour origine une "véritable" collision e^+e^- , mais correspondent la plupart du temps à des particules hors-énergie.

Nous pouvons nous intéresser maintenant à la période de physique de ce *fill*, c'est à dire lors des collisions entre faisceaux stables. Le taux de comptage en fonction du temps indiquait que la période de physique de ce *fill*, commençait environ 6500 s après le début du *fill*. Le flot de photons en provenance des collimateurs COLH/V.QS1B a complètement disparu, comme le montre la figure 4.19. Cela s'explique par une légère réouverture du collimateur horizontal, lorsque l'on passe de la phase *ramping and squeezing* au régime de physique. Les valeurs d'ouverture des collimateurs utilisées en 1996 sont données dans la table 4.4. En revanche, trois nouvelles accumulations sont observées à grands

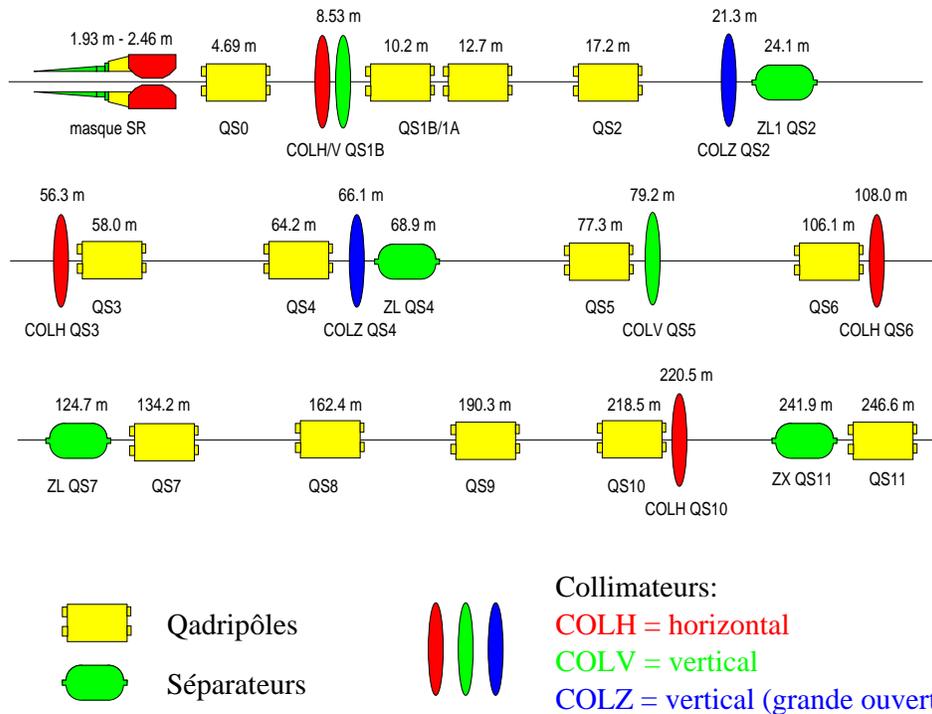


FIG. 4.18 – Carte des principaux éléments de machine situés à proximité du point d'interaction 8 (DELPHI) en 1996. Seuls les quadripôles, les séparateurs électrostatiques et les collimateurs sont représentés. Les notations COLH et COLV correspondent aux collimateurs horizontaux et verticaux, servant à protéger l'expérience du bruit de fond. COLZ désigne quant à lui des collimateurs verticaux, placés uniquement de manière à protéger les séparateurs électrostatiques. Leur très grande ouverture n'affecte pas les faisceaux.

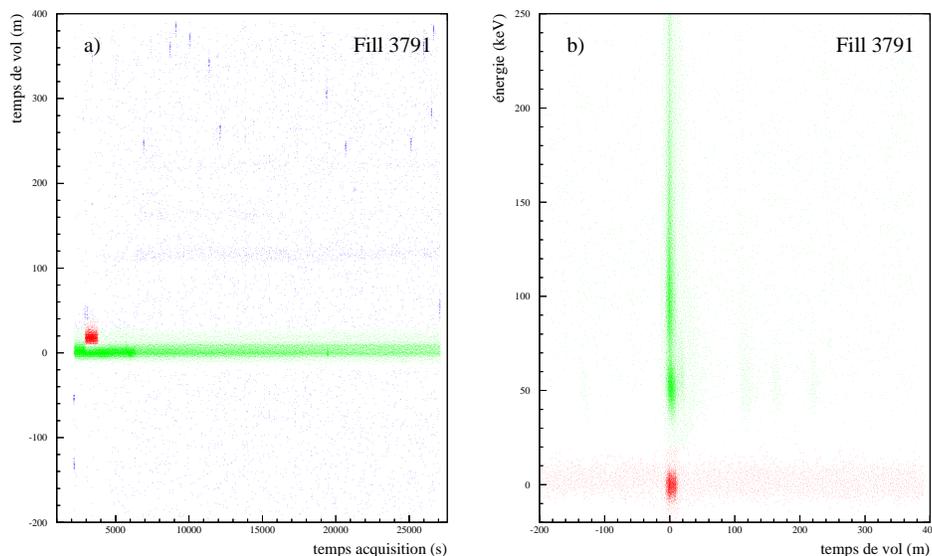


FIG. 4.19 – Énergie et temps de vol des particules détectées lors d'un fill complet du LEP. Le régime de physique commence environ 6 500 s après le début du fill. L'énergie des faisceaux est alors de 86 GeV. a) Temps de vol des particules en fonction du temps auquel est enregistré un événement. b) Énergie des particules en fonction de leur temps de vol.

temps de vol (entre 100 m et 250 m), avec des énergies proches de 60 keV. Cependant la statistique de ces événements à grands temps de vol, collectés au cours d'un même *fill*, est plutôt faible. L'ensemble des données enregistrées à la fin de l'année 1996 a donc été utilisé pour étudier ces événements. Le résultat des mesures d'énergie et de temps de vols sur ce cumul d'événements est présenté sur la figure 4.20. Les particules directes ou à faibles temps de vol sont retirées de la distribution afin de rendre plus visibles les structures à grands temps de vol. Trois accumulations à 112 m, 160 m et 215 m sont composées essentiellement de particules de 60 keV, à l'exception du premier pic dont le spectre en énergie, piqué à 60 keV, présente une queue de distribution s'étendant légèrement au delà de 100 keV. La carte des éléments de machine de la figure 4.18 indique que ces pics sont le reflet de photons retrodiffusés par les collimateurs COLH.QS3, COLV.QS5 et COLH.QS6 situés respectivement à 58,0 m, 79,2 m et 108,0 m du point d'interaction. Les distributions en énergie piquées à 60 keV s'expliquent à nouveau par la fluorescence des mâchoires de tungstène. Toutefois, la queue à plus haute énergie, dans le cas du collimateur COLH.QS3, est plus difficilement interprétable. En effet un absorbeur est sensé protéger ce collimateur des photons retrodiffusés de haute énergie. La multiplicité des événements (*ie* le nombre de pistes touchées au cours d'un même événement) constituant ces pics est égale à un et confirme ainsi l'hypothèse de la détection de photon plutôt que de particules au minimum d'ionisation. On entend ici par multiplicité, le nombre de voies touchées au cours d'un même événement, chaque

collimateur	ouverture (en mm) (accélération)	ouverture (en mm) (physique)
COLH.QS1	35-37	37-38
COLV.QS1	30-32	30
COLH.QS3	30	22,5
COLV.QS5	ouvert	10,3
COLH.QS6	ouvert	14,9

TAB. 4.4 – Ouverture des collimateurs utilisées en 1996, lors des phases d'accélération et de préparation des faisceaux (ramping and squeezing), et pendant le régime de physique

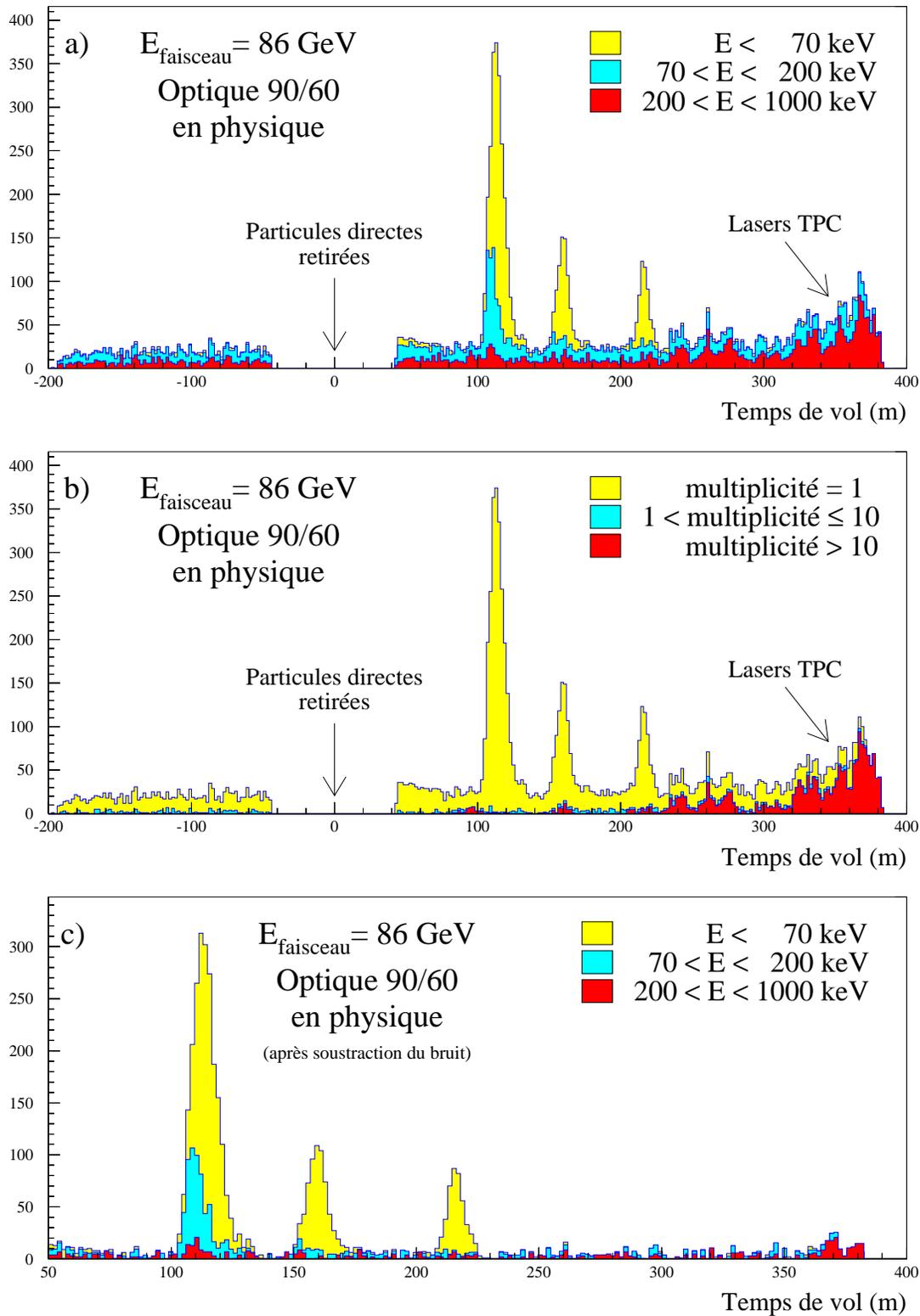


FIG. 4.20 – Temps de vols des particules à grand retard. L'ensemble des données collectées en 1996, à une énergie de 86 GeV par faisceau, est utilisée. a) Les différents niveaux de gris correspondent à différentes plages d'énergie. b) Les différents niveaux de gris correspondent à la multiplicité des événements. c) Même figure qu'en a) après le traitement anti-bruit.

voie correspondant à deux pistes de silicium. Un MIP aura tendance à toucher plusieurs voies, tandis qu'un photon synchrotron est absorbé par une seule piste de silicium.

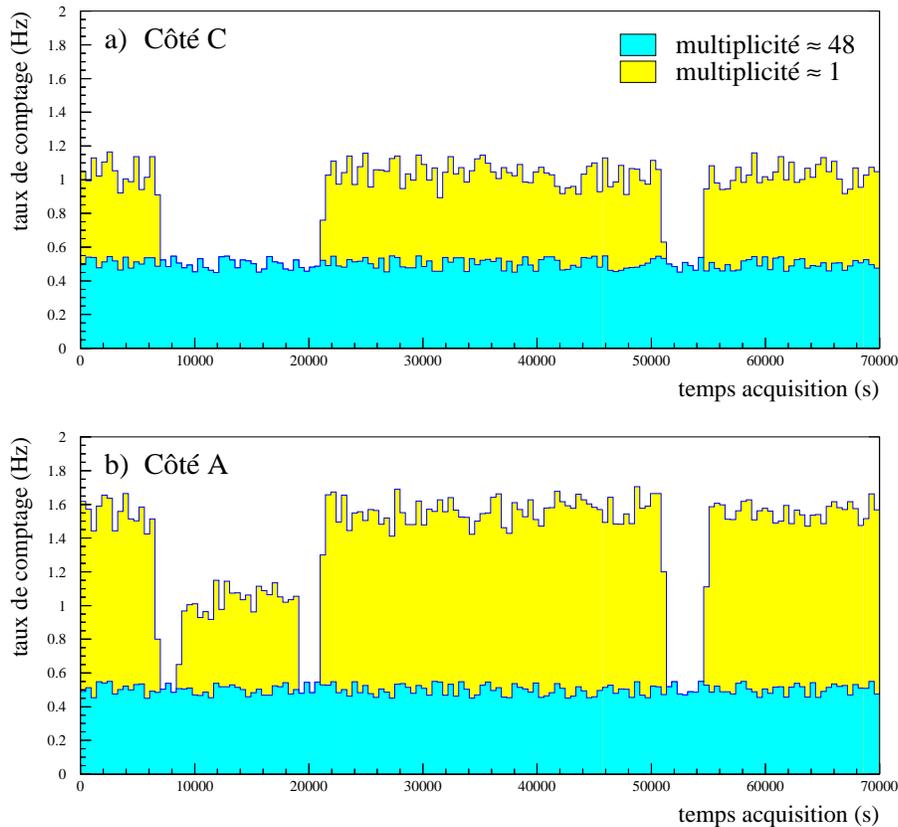


FIG. 4.21 – Taux de comptage mesurés par les 4 moniteurs au silicium situés du côté A (e^-) de DELPHI (a) et par les 4 autres situés du côté C (e^+) de DELPHI (b). La partie gris clair correspond aux événements physiques de faible multiplicité, la partie gris sombre à des événements pour lesquels la quasi-totalité des voies des 4 moniteurs d'un même côté sont touchées. Ces événements à haute multiplicité sont en fait dus aux décharges électromagnétiques engendrées par les lasers de la TPC.

Bruit des lasers – Hormis ces flots de photons retrodiffusés, on observe une accumulation à très grands temps de vol, coupée par la fermeture de la porte de coïncidence, qui correspond à un maximum de temps de vol de 384 ns. Ces événements se caractérisent par des énergies très élevées (bien au delà du minimum d'ionisation) et des multiplicités importantes. Quasiment l'ensemble des 48 voies des 4 modules situés d'un même côté de la TPC sont touchées lors de tels événements. L'origine de ces événements a été identifiée comme provenant des lasers mesurant en permanence la vitesse de dérive au sein de la TPC. Dès que les tensions sont montées sur la TPC, au commencement du régime de physique, deux lasers sur le côté A et un sur le côté C commencent à pulser toutes les deux ou trois minutes. Lors de l'émission de lumière par les lasers, les moniteurs au silicium, placés juste à côté, reçoivent une décharge électromagnétique qui engendre un signal sur l'ensemble des voies des 4 modules. Une confirmation de l'origine de ce bruit a été obtenue lors d'une phase d'ajustement des seuils des moniteurs au silicium. La figure 4.21 présente le taux de comptage sommé sur les 4 modules du côté A et sur les 4 du côté C. Le taux de comptage "normal" correspondant à des événements de faible multiplicité (<10) est représenté en gris foncé. Il est à peu près constant dans le temps. Le taux de comptage des événements de haute multiplicité (≥ 10) est représenté en gris clair. Ce taux est discontinu, et les coupures correspondent à des arrêts de l'acquisition centrale et en particulier des

lasers de la TPC. De plus ce taux est double du côté A, où 2 lasers sont actifs par rapport au côté C avec un seul laser activé. Durant la période allant de 9 000 s à 19 000 s, le laser côté C, et un laser côté A ont été éteint. L'effet est immédiatement visible sur les taux de comptage.

Traitement du bruit Le bruit des lasers peut être supprimé en retirant les événements dont 48 voies contiguës sont touchées. Il faut néanmoins prendre en compte l'inefficacité de certaines voies mortes dans cette coupure. Sur la figure 4.20a est également observé un fond continu, y compris pour les temps de vol négatifs, qui sont non physiques. Ce bruit est estimé pour chaque tranche d'énergie sur la partie négative des temps de vol et est ensuite retranché à la distribution. Le résultat du traitement sur la figure 4.20c, montre que seuls les trois pics en temps vol dus au collimateurs subsistent.

Si nous retournons à la carte des éléments de machine (Figure 4.18), nous constatons que les moniteurs au silicium ont été capables d'observer, avec une grande précision, tous les collimateurs horizontaux et verticaux situés dans sa gamme dynamique temporelle: c'est à dire du doublet de collimateurs COLH/V.QS1B à 8,50 m du point d'interaction, jusqu'au collimateur horizontal COLH.QS6 situé à 108 m. Le collimateur suivant, COLH.QS10, à 220 m est hors de portée. Un aller et retour d'un photon retrodiffusé prenant 441 m alors que la porte de coïncidence limite cette distance à 384 m. Seuls deux collimateurs semblent avoir échappé à la vigilance des moniteurs au silicium: COLZ.QS2 et COLZ.QS4 situés à 21 m et 66 m du point d'interaction. Ces collimateurs sont en faits uniquement conçus pour protéger les séparateurs électrostatiques. Leurs mâchoires restent grand ouvertes et n'engendrent donc pas de photons retrodiffusés. Après avoir présenté les résultats typiques qui peuvent être obtenus avec les moniteurs au silicium, nous allons nous attarder sur trois cas plus spécifiques de l'utilisation des moniteurs:

- lors de la mise en place d'une nouvelle optique des faisceaux, les moniteurs au silicium ont apporté une information complémentaire sur les performances de cette nouvelle optique en terme de bruit de fond induit au sein de l'expérience;
- la prise de données de DELPHI fut très chaotique du fait de période répétée de bruit de fond très intense. Les moniteurs au silicium ont contribué à une meilleur compréhension de l'origine de ces orages de photons;
- enfin, dans le dernier cas, plus critique, les moniteurs au silicium ont contribué à identifier un problème de vide, du à une fuite près du point d'interaction de DELPHI.

4.7.3 Trois exemples d'applications des moniteurs au silicium

4.7.3.1 Comparaison d'optiques des faisceaux

À la fin de la prise de données de l'année 1997, les ingénieurs du LEP ont testé une nouvelle optique des faisceaux, notée $102^\circ/90^\circ$ (où ces deux nombres correspondent à l'avance de phase dans les plans horizontal et vertical). Comparée à l'ancienne optique ($90^\circ/60^\circ$), elle offre de meilleures performances: une énergie maximale des faisceaux de l'ordre de 100 GeV est possible et elle autorise de plus grandes luminosités [12]. Dès la mise en place de la nouvelle optique $102^\circ/90^\circ$, en novembre 97, les moniteurs au silicium ont été utilisés pour comparer le taux et l'origine du bruit de fond observé avec les deux optiques. L'étude a été menée à deux niveaux:

- Les valeurs des compteurs écrites dans la base de données de DELPHI permettent d'évaluer le niveau total de bruit de fond. Les compteurs sont complètement découplés de la partie Fastbus de l'acquisition et leurs taux de comptage ne souffrent donc d'aucun temps morts. La porte de coïncidence s'ouvre 650 ns avant le croisement des faisceaux et se ferme 1 350 ns après et sélectionne donc des particules dont les distances de vol s'étendent de -195 m à +405 m par rapport aux particules directes. Cependant le taux de comptage est complètement dominé par des particules directes (99,9%). L'ensemble des données enregistrées après la mise en place de la nouvelle optique $102^\circ/90^\circ$ est utilisé. Cela correspond à 52 *fills* (du *fill* 4381 au *fill* 4432)

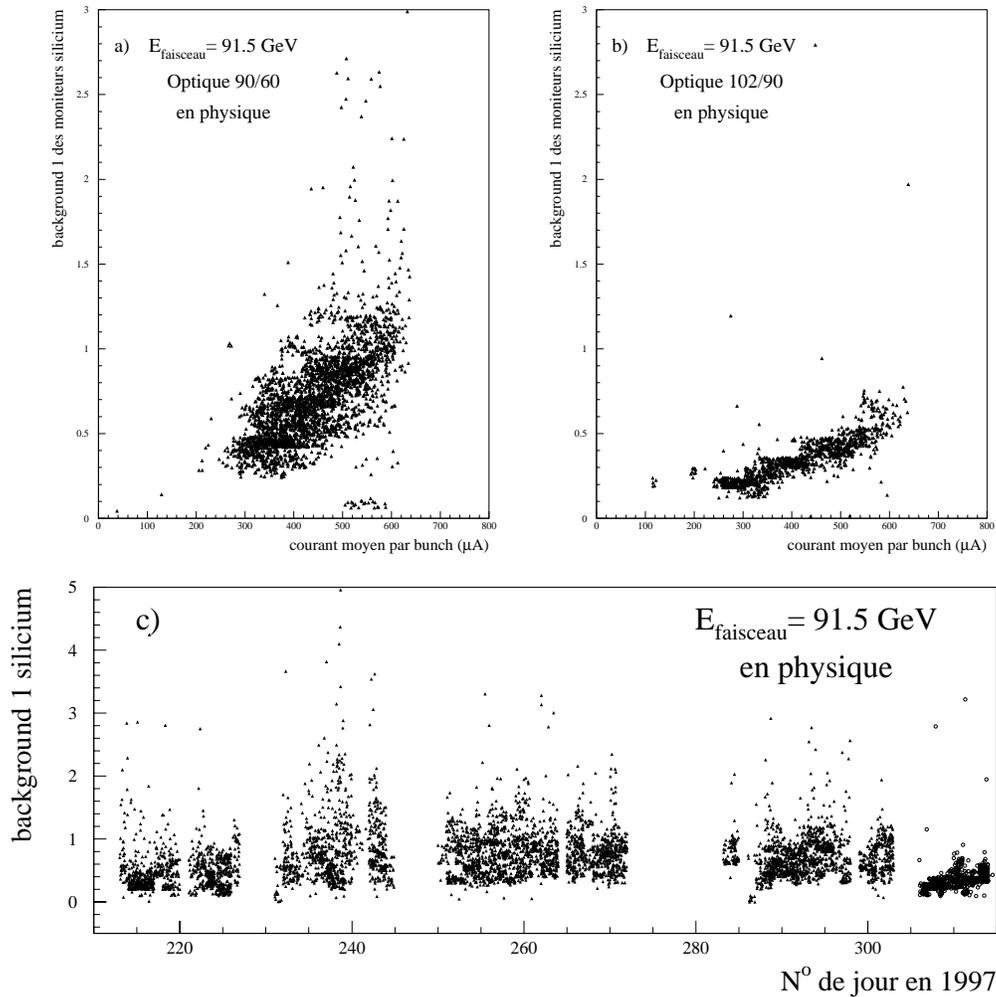


FIG. 4.22 – Comparaison des niveaux de bruit de fond mesurés par les moniteurs au silicium avec l'ancienne optique ($90^\circ/60^\circ$) et la nouvelle ($102^\circ/90^\circ$) durant les périodes de physique.

entre le 2 et le 9 novembre 97. Le régime de physique a été observé pour seulement 15 de ces *fills* et DELPHI a pu collecté $3,03 \text{ pb}^{-1}$. Tout au long de l'année, les ingénieurs du LEP n'ont cessé d'améliorer les performances de la machine, tant en termes de luminosité que de conditions de bruit au sein des expériences. Aussi, seules les données enregistrées avec l'ancienne optique $90^\circ/60^\circ$ durant les 3 semaines précédant l'installation de la nouvelle optique sont étudiées pour la comparaison. On cherche ainsi à comparer deux périodes, où le niveau de compréhension de la machine était à peu près le même. Les données correspondant à l'ancienne optique $90^\circ/60^\circ$ s'étendent sur 96 *fills* entre le 10 et le 29 octobre 1997 (*fills* 4275 à 4370), 52 de ces *fills* ont donné lieu à de la physique, durant lesquels DELPHI a enregistré $14,76 \text{ pb}^{-1}$. La moyenne des taux de comptage des 8 moniteurs au silicium est donnée en fonction du courant moyen dans un *bunch*, sur les figures 4.22a (ancienne optique) et 4.22b (nouvelle optique). La normalisation utilisée pour les taux de comptage est celle du *bk1*. Au début du régime de physique, le courant des faisceaux est intense et le niveau de bruit élevé. Au fur et à mesure, l'intensité diminue et le bruit s'apaise. Le premier point d'un *fill* est situé vers le haut et la droite de la figure, puis les points suivants s'orientent vers le bas et la gauche de la figure. On observe clairement qu'à courant égal, le niveau de bruit est bien plus faible avec la nouvelle optique. La figure 4.22c représente le taux de comptage des moniteurs au silicium en fonction du jour de l'année. La nouvelle optique est

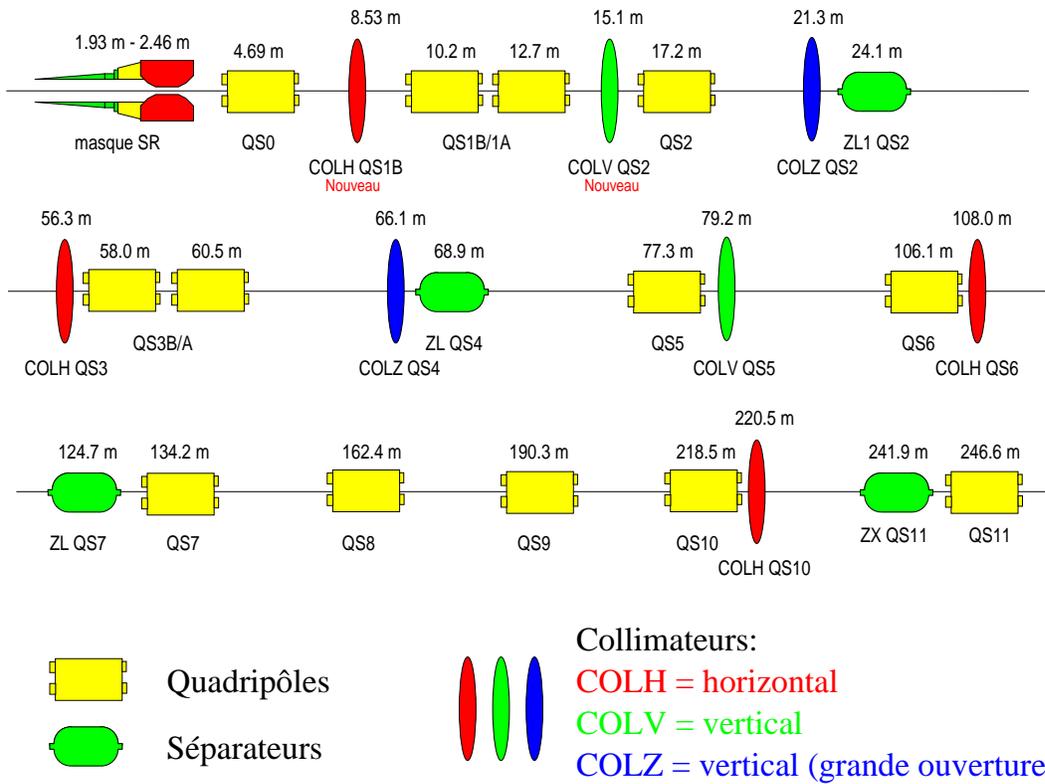


FIG. 4.23 – Carte des éléments de machine proches du point 8, mise à jour pour 1997.

mise en place le 305^e jour de l'année. L'échelle en temps est relativement écrasée, si bien qu'un *fill* correspond à une bande quasi-verticale. Là encore, la baisse du niveau de bruit de fond est nette après le changement d'optique. Les moniteurs au silicium ont mesuré une baisse de 50,4% du bruit de fond en période de physique, après l'installation de la nouvelle optique 102°/90°. Cet effet est confirmé par les mesures de la TPC qui donnent une réduction de 30,8% du bruit de fond grâce à la nouvelle optique 102°/90°.

- L'étude a également porté sur le taux et l'origine des particules retardées. Ces mesures sont rendues possibles, malgré le peu de *fills* accumulés avec la nouvelle optique 102°/90°, grâce à la synchronisation mise en place en 97, qui réserve la numérisation des données aux seules particules retardées. La porte de coïncidence sélectionne uniquement les particules dont le retard est supérieur à 70 ns par rapport au temps de croisement des faisceaux. Cela correspond à des distances de vol supérieures à 21 m et donc à des objets situés à plus de 10,5 m du point d'interaction, dans le cas d'un photon retrodiffusé par rapport aux particules directes. La carte des éléments de machine est donnée sur la figure 4.23. Deux changements ont eu lieu durant l'hiver 96-97: Le collimateur vertical situé à 8,50 m du point d'interaction (COLV.QS1B) est reculé à 15,1 m et renommé COLV.QS2. Le collimateur COLH.QS1B est remplacé par un nouveau modèle plus performant. Ses mâchoires en tungstène sont arrondies afin de réduire le taux de bruit de fond et sont recouvertes d'une couche de cuivre et d'argent permettant d'absorber les photons de fluorescence émis par le tungstène.

L'énergie des particules en fonction de leur temps de vol est représentée sur la figure 4.24 pour les deux optiques, pendant et avant le régime de physique. La bande horizontale centrée sur le zéro en énergie correspond au piédestal de l'ADC. On distingue des structures en temps assez nettes. Leur position est plus précisément mesurable sur la figure 4.26 représentant la projection sur l'axe des temps de vols. On retrouve, comme dans le cas de la figure 4.20, les pics à environ 110, 160 et 220 m correspondant aux collimateurs COLH.QS3, COLV.QS5 et COLH.QS6. Une

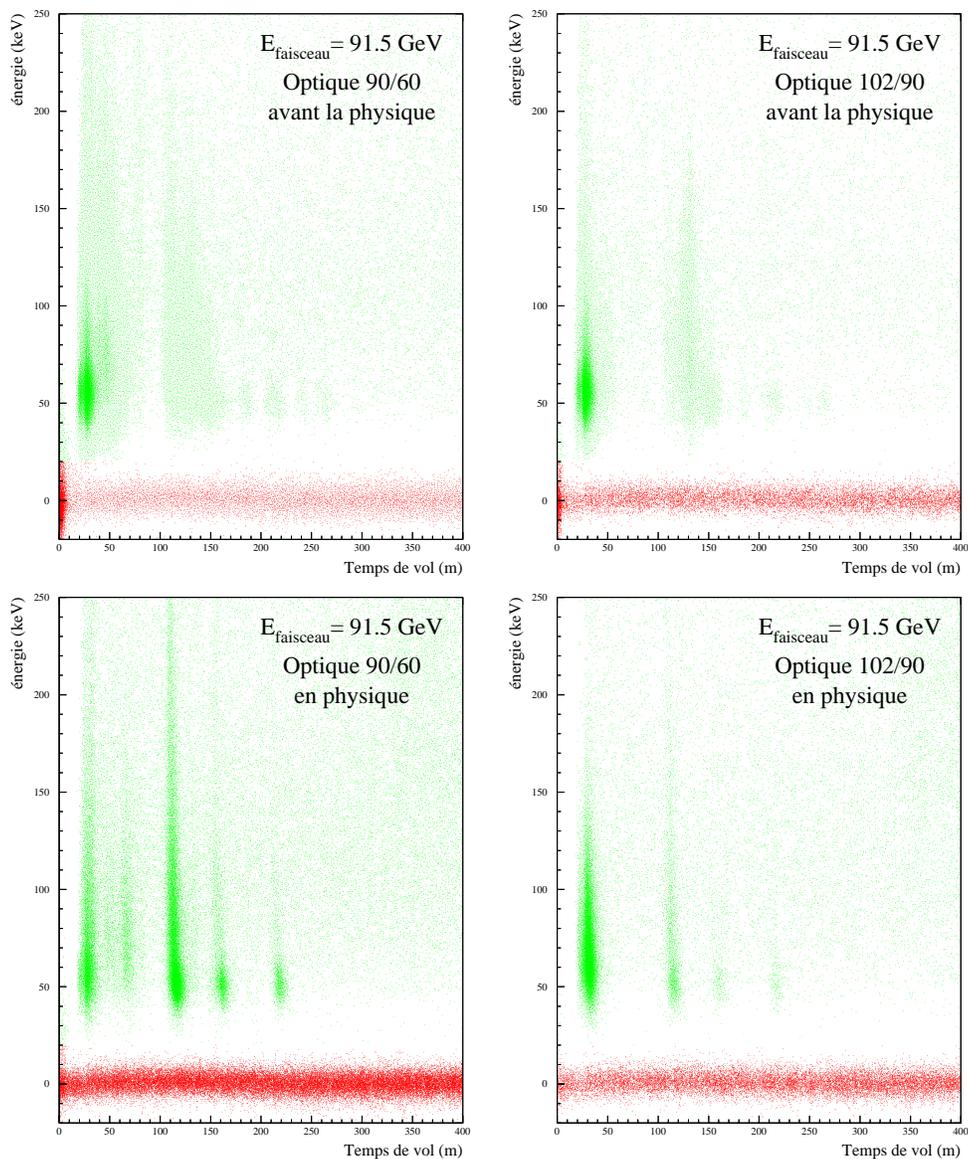


FIG. 4.24 – Énergie des particules en fonction de leurs temps de vol, avant ou pendant le régime de physique du LEP. Les résultats obtenus avec l'ancienne optique ($90^\circ/60^\circ$) et la nouvelle ($102^\circ/90^\circ$) sont comparés.

	Optique $90^\circ/60^\circ$	Optique $102^\circ/90^\circ$
Taux brut	0,993 Hz	1,016 Hz
Après suppression du bruit électronique	0,579 Hz	0,609 Hz
Après suppression du bruit des lasers	0,330 Hz	0,357 Hz

TAB. 4.5 – Taux de comptage des particules retardées pour l'ancienne ($90^\circ/60^\circ$) et la nouvelle ($102^\circ/90^\circ$) optique.

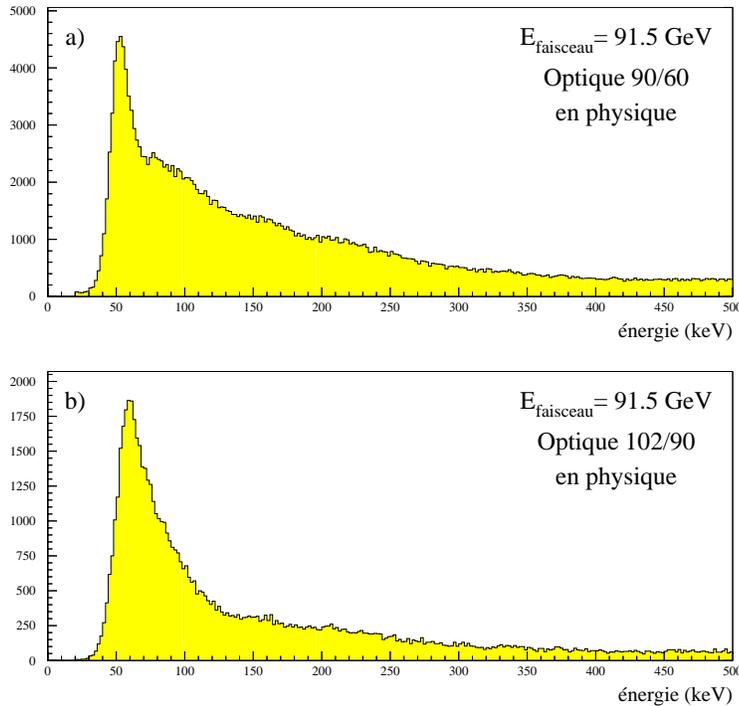


FIG. 4.25 – Énergie des particules détectées lors de périodes de physique.

nouvelle accumulation aux alentours de 30 m fait son apparition. Elle correspond au collimateur vertical le plus proche du point d'interaction, qui fut reculé à 15,1 m lors de l'hiver 96-97. Le pic en temps de vol entre 60 m et 70 m n'a pas encore trouvé d'explication. Il était présent par la plupart des *fills* avec l'optique 90°/60° et est complètement absent avec l'optique 102°/90°. Durant les phases précédant le régime de physique, les deux optiques ont des comportements similaires: la quasi-totalité des événements sont des photons retrodiffusés contre le collimateur le plus proche (COLV.QS2) auquel est sensible l'acquisition. La multiplicité (*ie* le nombre de voies touchées) de la majorité des événements est égale à 1 et la distribution en énergie est piquée à 60 keV. Cela confirme l'hypothèse de photons heurtant les mâchoires de tungstène du collimateur puis étant réémis par fluorescence. Pendant les périodes de physique, le spectre en temps de vol diffère complètement entre les deux optiques: L'ancienne optique 90°/60° est surtout affectée par des photons retrodiffusés provenant du premier collimateur horizontal (COLH.QS3) auquel est sensible l'acquisition (COLH.QS1B étant masqué par la porte de coïncidence). Tandis que la nouvelle optique 102°/90° engendre essentiellement des photons retrodiffusés contre le premier collimateur vertical COLV.QS2. Les distributions en énergie de la figure 4.25 sont dominées par le pic de fluorescence proche de 60 keV. Une queue plus importante est observée dans le cas de l'optique 90°/60°, et est essentiellement due à des particules d'environ 110 m de distance de vol. La différence de structure en temps s'explique par le changement dans la dynamique des faisceaux causé par le nouveau réseau optique. Le taux de comptage des particules retardées (temps de vol supérieur à 70 ns) a été évalué dans le cas des deux optiques. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 4.5.

Il faut toutefois se souvenir que le taux de comptage de l'acquisition Fastbus arrive à saturation lorsque le bruit de fond devient trop fort. La comparaison est donc surtout le reflet de taux observés lors de période calme. Les éventuels "orages" de bruit de fond n'ont pas le poids qu'ils devraient avoir dans cette estimation, du fait des temps morts de l'acquisition. Après suppression des bruits parasites, les taux de comptage des particules retardées sont similaires pour les deux optiques et ne reproduisent pas la tendance observée dans le cas des particules directes.

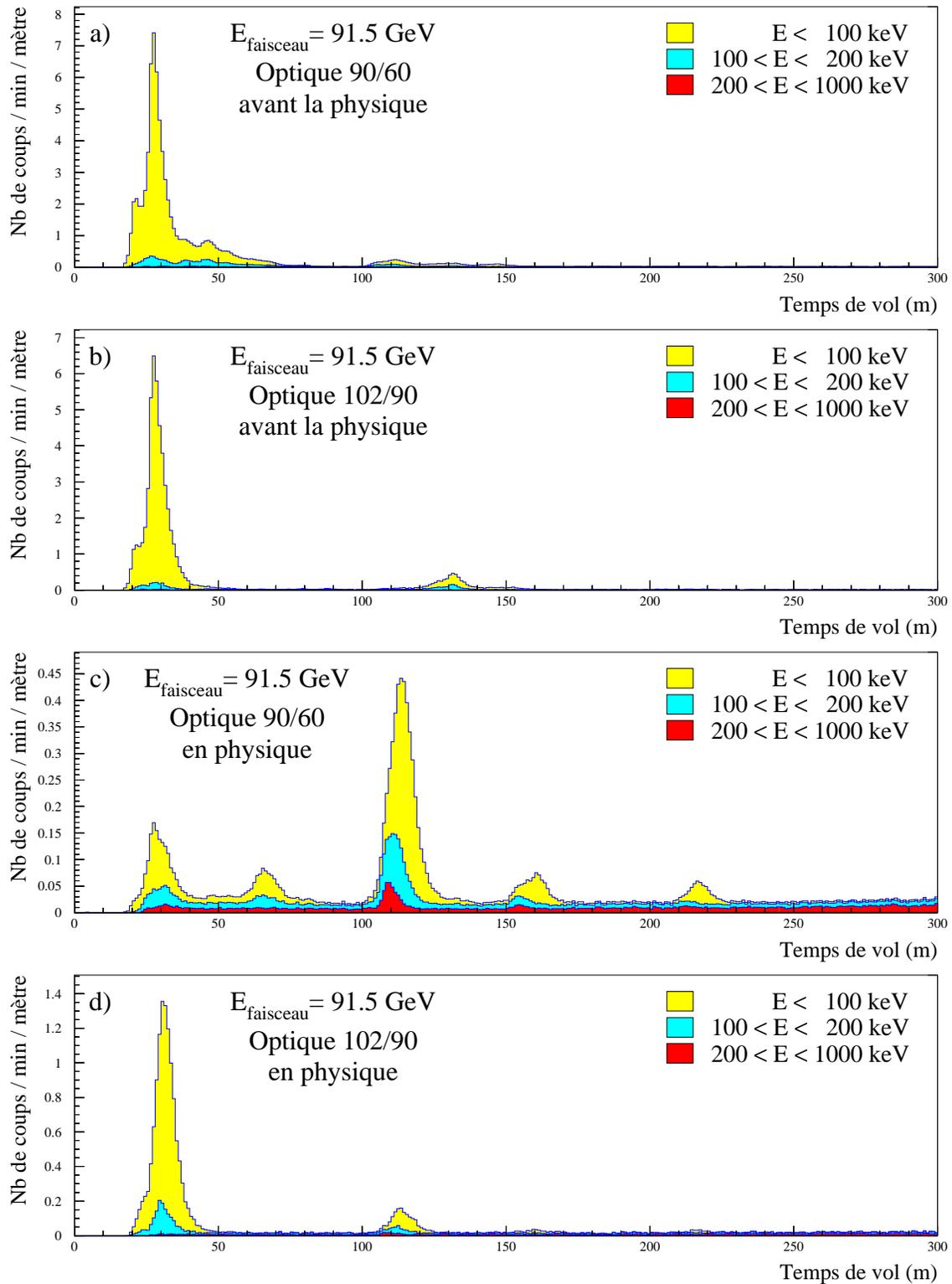


FIG. 4.26 – Temps de vol des particules détectées avant ou pendant le régime de physique du LEP. Les résultats obtenus avec l'ancienne optique (90°/60°) en a) et c) sont comparés avec ceux de la nouvelle (102°/90°) en b) et d).

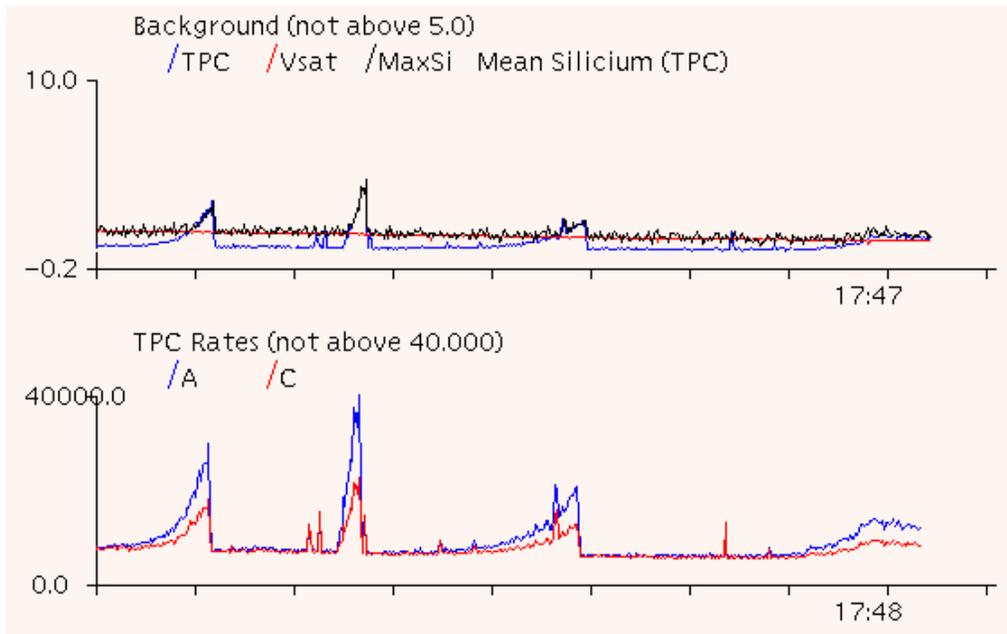


FIG. 4.27 – Exemple d’orages de bruit de fond lors d’un fill à haute énergie. Le niveau de bruit en fonction du temps est tracé. Une division sur l’axe des temps correspond à une période de 10 min.

Au vu de ses excellents résultats, la nouvelle optique $102^\circ/90^\circ$ a été retenue pour la prise de donnée de 1998. Les résultats obtenus en 1998 ont entièrement confirmé la grande qualité de cette nouvelle optique: tous les records d’énergie et de luminosité ont été battus en 1998. Le niveau moyen de bruit de fond est resté plus bas qu’en 1997 tant pour le rayonnement synchrotron que pour les particules hors-énergie et ce même lorsque certains paramètres critiques (telle la réduction de β_x^* de 2,00 m à 1,25 m et de β_y^* de 5 cm à 4 cm) ont été modifiés pour améliorer les performances du LEP. Le gros point noir a été l’apparition de périodes de bruit de fond très intense, appelées “orages de photons” et que nous allons étudier maintenant.

4.7.3.2 Étude des orages de photons

L’année 1998 aura été particulièrement difficile pour DELPHI en terme de bruit de fond. On a certes constaté une amélioration du taux de bruit de fond moyen, mais le nombre de *trips* de la TPC a considérablement augmenté. En 1997, 79 disjonctions des alimentations de la TPC ont été observées, contre 189 en 1998. La fréquence des *trips* est passée de 1 toutes les 15 h de prise de données à 1 toutes les 9 h. Ces *trips* se produisent lors de période d’orages de photons (*background storm*): Le niveau de bruit monte progressivement, jusqu’à atteindre un seuil au-delà duquel le courant débité par les modules d’alimentations des fils sensibles de la TPC devient trop intense et provoque une disjonction. Ces périodes d’orages peuvent durer plusieurs heures (*cf.* figure 4.27). Lorsque le niveau de bruit de fond commence à diverger exponentiellement, les opérateurs du LEP tentent diverses corrections empiriques: un variation $\Delta Q_x = +0,005$ du *tune* horizontal semble être la meilleur recette... mais provisoirement seulement: l’orage s’apaise et une dizaine de minutes plus tard, le niveau de bruit de fond recommence à diverger. Ce cycle dura parfois des journées entières durant l’année 1998 et est en partie responsable de l’efficacité moyenne de la prise de données de DELPHI: une baisse de 1,4 % d’efficacité a été causée par du bruit de fond trop élevé en cours de *fill*. En outre, la fréquence de ces orages ne semblait pas présenter de corrélation avec le courant des faisceaux. Jusqu’à la fin de la prise de données, l’origine de ces orages n’était pas bien comprise. Le changement d’optique en était-il la cause ou bien étaient-ils dus à une optimisation trop ambitieuse de certains paramètres, telle la réduction des fonctions bêtatrons β_x^* et β_y^* au niveau du point d’interaction afin d’accroître la luminosité? Il fut donc décidé

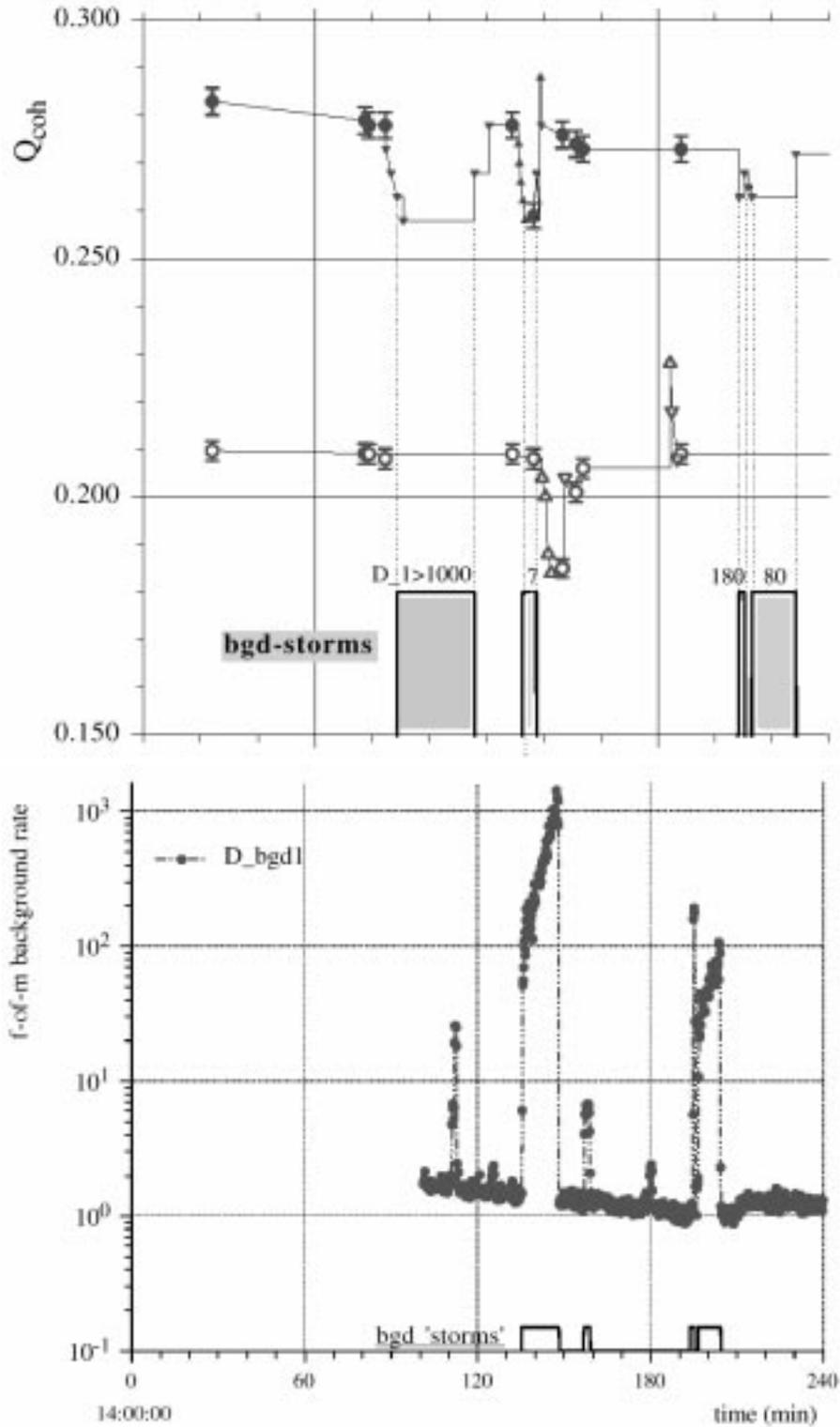


FIG. 4.28 – En haut: variation du tune horizontal (courbe la plus haute en cercle plein) et vertical (courbe en cercle vide) en fonction du temps en abscisse. Les périodes durant lesquelles sont observées des orages de photons sont représentées par des rectangles grisés. – En bas: niveau de bruit de fond mesuré par les moniteurs au silicium en fonction du temps. Les périodes d'orages représentées par des rectangles sur l'axe des abscisses [13].

d'effectuer au mois d'octobre 1998 une étude (*machine development*) de ces orages de photons [13]. Le taux de bruit de fond mesuré par les moniteurs au silicium de DELPHI et par le détecteur de bruit de fond SAMBA de l'expérience ALEPH sont étudiés en fonction des variations des *tunes* dans le plan horizontal Q_x et dans le plan vertical Q_y . On observe des orages de bruit de fond dès que les valeurs des *tunes* tendent à vérifier la relation $3Q_x + 1Q_y = 1$, où les parties décimales des *tunes* sont proches de $Q_x \sim 0,263$ et $Q_y \sim 0,208$ (cf. figure 4.28). L'intensité du bruit de fond augmente exponentiellement lors d'un orage et la "violence" de l'orage est variable: le taux de comptage des moniteurs au silicium deux minutes après le début d'un orage peut varier d'un facteur 50 suivant les orages. Ces périodes de bruit de fond intense s'interprètent comme la formation résonante ($3Q_x + 1Q_y = 1$) de queues non gaussiennes du faisceau dans le plan horizontal. Les électrons peuplant les parties éloignées de ces queues rayonnent des photons lorsqu'ils traversent les quadripôles d'insertion (QS0 et QS1A/B) et ces photons synchrotrons sont ensuite retrodiffusés sur la face arrière du masque de tungstène (la face pointant vers le point d'interaction) en direction du détecteur. Les simulations indiquent que les masques de tungstène sont touchés par environ 3×10^3 photons par croisement de faisceau, pour des faisceaux gaussiens de 3 mA [14]. En revanche des faisceaux de 3 mA suivant une distribution exponentielle dans le plan transverse occasionne un flux sur les masques d'environ 7^6 photons par croisement de faisceau. La formation résonante de queues non gaussienne serait donc à l'origine des orages de photons. Mais d'autres études seront nécessaire en 1999, pour affiner notre compréhension de ces périodes de bruit de fond très intense.

4.7.3.3 Problème de vide

Ce second exemple concerne un problème de vide rencontré par DELPHI en 1998, et illustre le rôle "d'avertisseur" joué par les moniteurs au silicium. Le 15 août 1998, après un *fill* paisible (5034), les tensions des détecteurs de DELPHI sont à nouveau montées lors du commencement du régime de physique du nouveau *fill* (5035). Le niveau de bruit alors rencontré est très supérieur à la moyenne, environ deux fois plus intenses pour les photons synchrotron détectés par la TPC et les moniteurs au silicium et 30% supérieur pour les particules hors-énergie mesurées par le VSAT. La situation continue de se dégrader aux *fills* suivants (voir figure 4.29), si bien que le *bkg1* des moniteurs au silicium dépasse le niveau 5 en début de *fill*, tandis que le *bkg1* de la TPC reste en deçà de cette limite. Cette situation sème la confusion parmi les opérateurs du LEP (cf. paragraphe 4.7.1.2) qui ne comprennent pas pourquoi DELPHI arrive à prendre des données avec un *bkg1* supérieur à 5. Il s'ensuit une perte de confiance passagère des opérateurs du LEP quant aux chiffres de bruit de fond que DELPHI leur envoie.

Les mesures effectuées par les moniteurs au silicium et le VSAT permettront de convaincre les opérateurs d'un problème réel de la machine, à proximité de DELPHI. En effet, l'augmentation de bruit de fond est asymétrique. La figure 4.30 présente les taux de comptage des moniteurs au silicium et des secteurs de la TPC en fonction du temps. Le niveau de bruit des moniteurs au silicium est normalisé de manière à suivre la convention du *bkg1*. Le niveau de bruit dans les secteurs de la TPC correspond au nombre de coups reçus sur les 192 fils d'un secteur, lus par paires, après passage par un discriminateur, et intégré sur 10 s. Par exemple un taux de comptage de 4500, correspond approximativement à 0,01 coup par croisement de faisceau sur ce secteur. Deux compteurs sont débranchés sur la TPC, car ils sont trop bruyants. L'augmentation du bruit de fond semble symétrique dans la TPC, tandis que les moniteurs au silicium sont beaucoup plus affectés sur le côté C. Cette asymétrie est systématiquement présente à partir du *fill* 5035, et ne peut s'expliquer par la structure des faisceaux. L'intensité des faisceaux d'électrons et de positons est similaire. Cet effet est confirmé par les mesures du VSAT du taux de particules hors-énergie. L'hypothèse la plus probable est une fuite sur le côté C de DELPHI. L'augmentation de la pression du vide entraînerait alors une dégradation des conditions de bruit de fond. La plus grande sensibilité à cette asymétrie des moniteurs au silicium, par rapport à la TPC s'expliquerait alors par la disposition géographique des modules de silicium. Si la fuite se trouve sur le côté C, loin de DELPHI, les photons engendrés ont une probabilité très faible d'être détectés par les moniteurs au silicium du côté A, situés juste après la TPC. En effet, les photons doivent soit traverser le côté A de la TPC sans interagir, soit diffuser avec un très grand angle, sur le tube à vide, juste après la fin de la TPC (à $z = 1,40$ m) pour atteindre les moniteurs au silicium ($z = 1,90$ m, $r = 30$ cm)

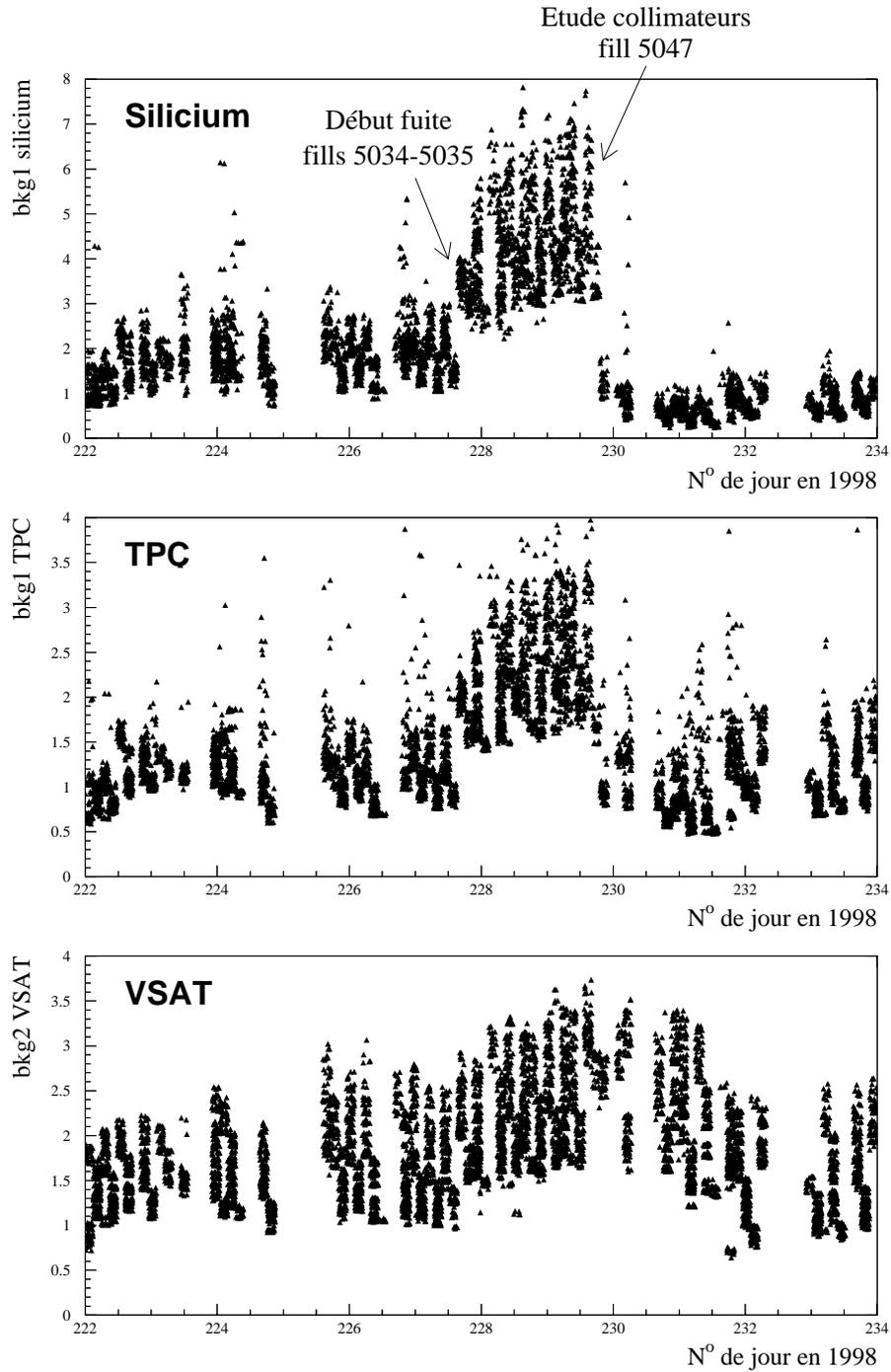


FIG. 4.29 – Niveau de bruit de fond évalué par les moniteurs au silicium, la TPC (photons synchrotron) et le VSAT (particules hors-énergie), en fonction du jour de l'année.

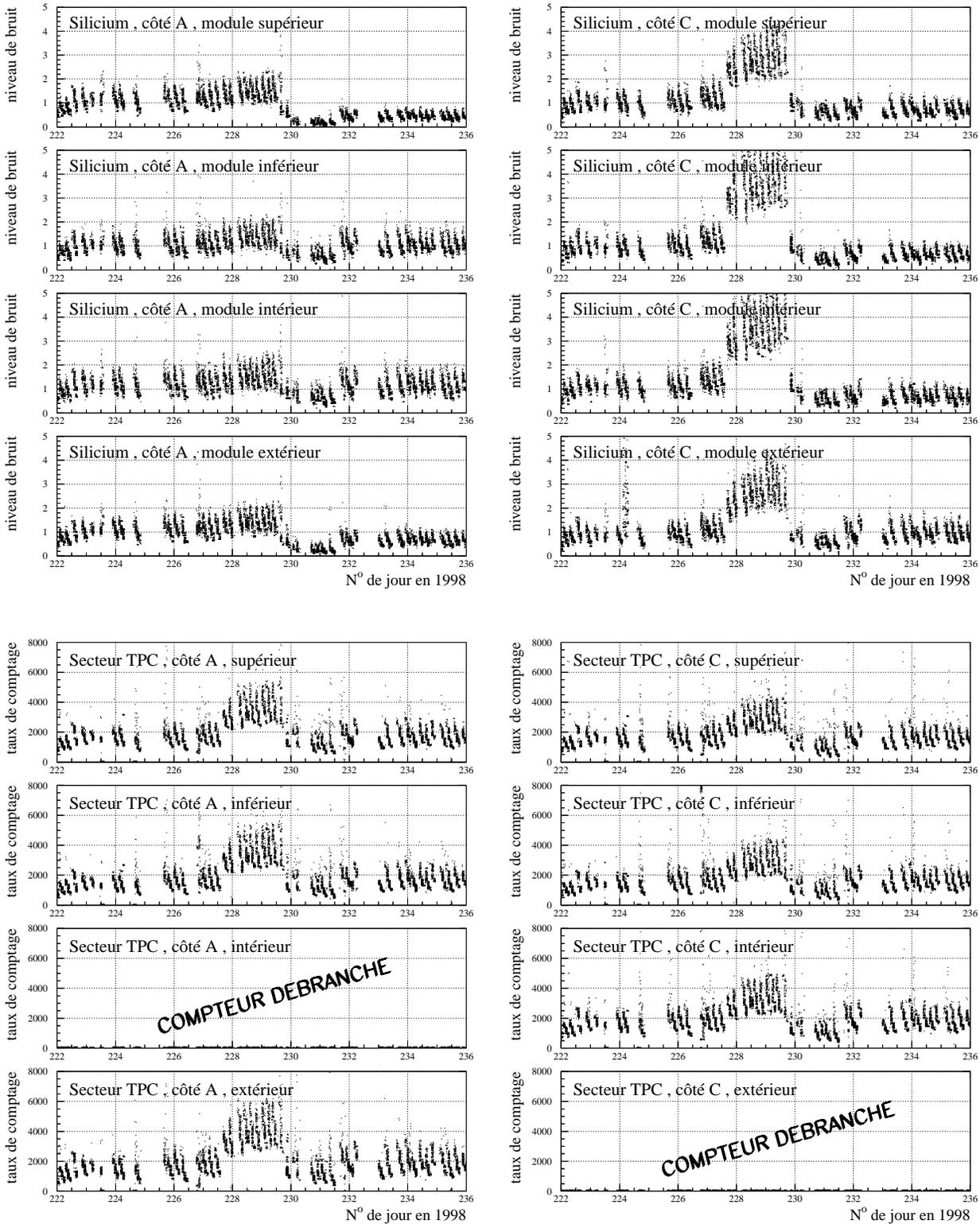


FIG. 4.30 – Taux de comptage des moniteurs au silicium et des secteurs de la TPC, en fonction du jour de l'année.

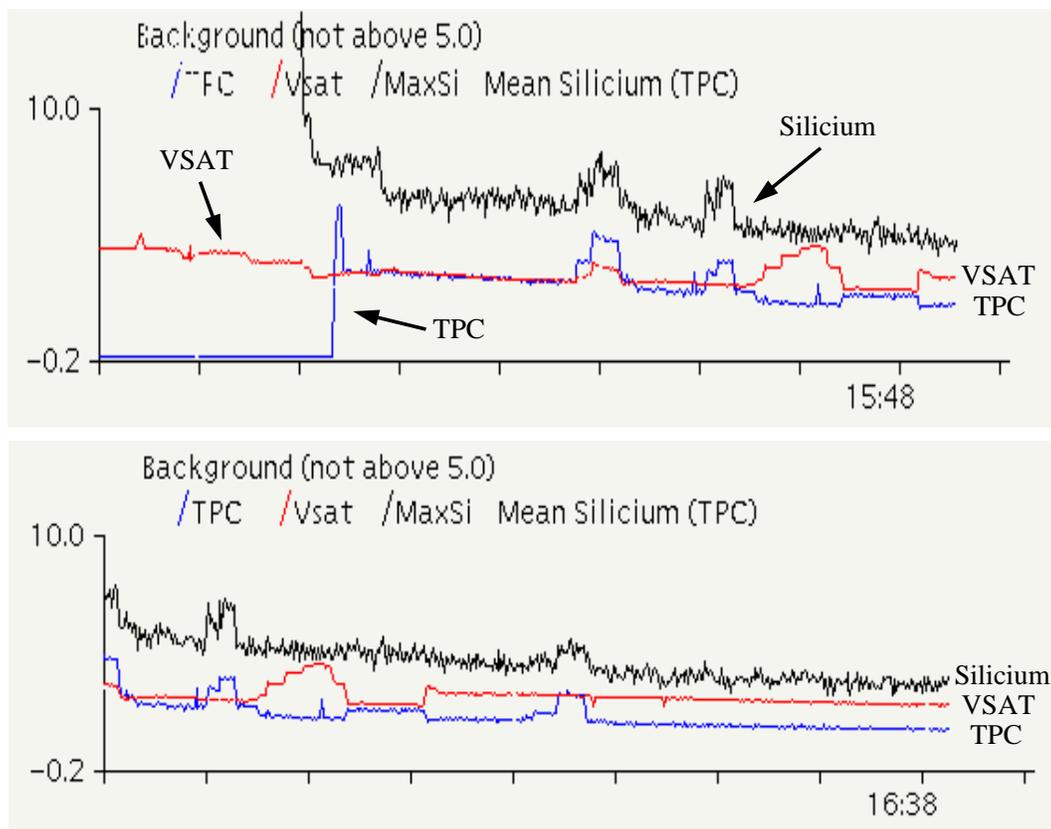


FIG. 4.31 – Niveau de bruit en fonction du temps lors du fill 5047, durant lequel G.Von Holtey cherche à optimiser la position des collimateurs. Une division en temps correspond à 10 min.

sans traverser la TPC. Ces résultats ont convaincu les ingénieurs du LEP de rechercher l'origine de l'accroissement du bruit de fond.

Le 17 août, au cours du fill 5047, les ingénieurs du LEP réoptimise l'ouverture des collimateurs proches de DELPHI. La figure 4.31 présente le niveau de bruit mesuré par les moniteurs au silicium, la TPC et le VSAT. Les saut dus aux variations d'ouverture des collimateurs sont très nets. On remarque à nouveau l'effet opposé de ces variation sur le taux de photons synchrotron et sur le taux de particules hors-énergie: Aux limites extrêmes, un collimateur trop fermé arrête toutes les particules hors-énergie mais touche les bords du faisceau en provoquant une nuée de photons. Un collimateur trop ouvert laisse trop passer les particules hors-énergie. Un meilleur compromis lors de ce fill, est obtenu en resserrant de 5 mm les mâchoires du collimateur COLV.QS2 situé à 15,1 m du point d'interaction et en ouvrant de 37 mm à 44 mm le collimateur COLH.QS1B situé à 8,53 m. Toutefois ces changements ne permettent pas de réduire de manière significative le bruit de fond. Les ingénieurs du LEP en déduisent que le fort bruit de fond n'a pas pour origine un paramètre définissant mal l'orbite des faisceaux et concluent à un problème matériel, vraisemblablement un fuite au niveau de la chambre à vide. A la fin du fill 5047, le LEP est momentanément arrêté pour rechercher la fuite. Elle est rapidement trouvée au niveau du séparateur électrostatique ZL.QS4 situé à 68,9 m sur le côté C de DELPHI. Le temps de vol des particules à grand retard détectées par les moniteurs au silicium est donné sur la figure 4.32 pour une période de 6 jours précédant la fuite, et pour les 13 fills accumulés pendant la fuite. Seules les trois collimateurs COLH.QS3, COLV.QS5 ET COLH.QS6 sont distingués. Aucune différence notable n'est décelée. Il n'y aurait en effet aucune raison de voir une accumulation à 138 m (un aller et retour entre le point d'interaction et le séparateur électrostatique ZL.QS4): La fuite engendre une augmentation de la pression du vide. Les interactions gaz-faisceau deviennent plus nombreuses, le taux de bruit de fond

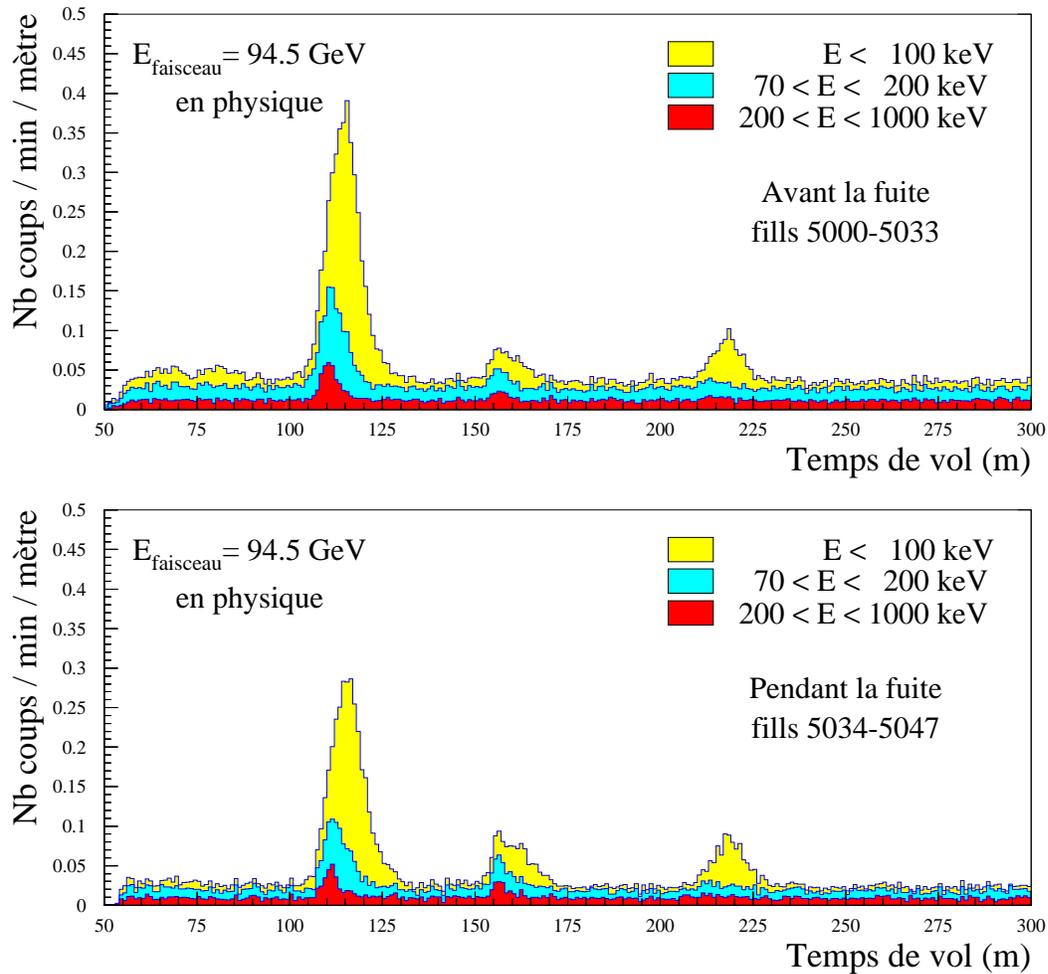


FIG. 4.32 – Temps de vol des particules à grand retard détectées par les moniteurs au silicium lors du problème de vide et durant les 6 jours précédant la fuite.

augmente, mais ce sont des particules directes. Il n'y a aucune raison de voir des photons retrodiffusés venir de l'endroit de la fuite. Les moniteurs au silicium sont donc dans ce cas, seulement capables de détecter un problème sur l'un des côtés de DELPHI, sans en déterminer précisément la localisation.

4.8 Conclusions et perspectives

L'année 1998 aura été particulièrement difficile pour DELPHI: En plus d'une luminosité, délivrée par le LEP, inférieure à celle des autres expériences, DELPHI a beaucoup souffert du bruit de fond, en particulier lors *d'orages de photons*, vraisemblablement dûs à des phénomènes de résonance non linéaire. Les moniteurs au silicium ont complètement remplis leur rôle durant cette difficile période:

- L'efficacité de la prise de donnée DELPHI est améliorée: En cas de disjonction de la TPC, les tensions ne sont plus remontées à l'aveugle, mais uniquement lorsque les conditions de bruit l'autorisent. Les moniteurs au silicium contribuent ainsi à la sécurité de la TPC, en limitant les disjonctions inutiles, qui peuvent à la longue endommager les fils. La procédure de démarrage à l'approche du régime de physique a également été améliorée. Dès que les collimateurs sont fermés, Big Brother lit le niveau de bruit enregistré par les moniteurs au silicium et autorise ou non la montée des tensions des sous-détecteurs. Ainsi lorsque le régime de physique démarre,

DELPHI est généralement prêt à prendre des données alors qu'auparavant 7 à 8 min étaient perdues à monter les tensions. En 1998, le gain en efficacité s'élève à 1,7% par rapport à 97. Toutefois ce chiffre devrait être encore plus élevé si les mêmes conditions avaient été rencontrées ces deux années. En effet, en 98 le niveau de bruit après fermeture des collimateurs, était souvent beaucoup plus élevé qu'en 97, et empêchait la montée immédiate des tensions.

- Les moniteurs au silicium sont capables de détecter des problèmes exceptionnels de la machine, engendrant une dégradation des conditions de bruit de fond. Une fuite dans la chambre à vide, ou la panne d'un moteur de collimateur sont autant d'exemples rencontrés ces dernières années.
- Les moniteurs au silicium fournissent une estimation permanente du niveau de bruit de fond qui est utilisée par les ingénieurs du LEP pour optimiser l'ouverture des collimateurs proches de DELPHI, ou pour ajuster l'orbite des faisceaux.
- Les moniteurs au silicium mesurent l'énergie et le temps de vol des particules, offrant ainsi une identification de l'origine du bruit de fond. Ces informations sont utiles lors d'études d'amélioration éventuelles de la machine, comme ce fut le cas pour la nouvelle optique $102^\circ/90^\circ$.

Toutefois deux qualités manquent encore aux moniteurs au silicium:

- Les modules de silicium ne sont composés que d'une seule plaquette. La distinction entre photons et particules au minimum d'ionisation n'est donc pas aisée.
- A chaque déclenchement d'événement, un seul coup peut être enregistré par voie, suivi d'un temps mort d'environ 1 ms. Dans le cas de deux particules touchant une même voie à moins d'une quarantaine de croisements de faisceaux d'intervalle, seule la première particule est mesurée. Serait-il possible de passer à une acquisition *multi-hits*, ou tout au moins de réduire les temps morts?

Les deux paragraphes suivant décrivent les conséquences de ces manques, et leurs éventuelles solutions.

4.8.1 Double plaquette de silicium: discrimination MIP / γ

Chaque module de silicium n'est équipé que d'une seule plaquette de silicium. Il n'est donc pas possible de réaliser de coïncidence pour discriminer entre photons (1 seule plaquette touchée) et particules au minimum d'ionisation (2 plaquettes successives touchées). Toutefois une discrimination assez réduite peut-être obtenue en étudiant la multiplicité d'un événement: Un photon n'affecte qu'une seule voie, alors qu'un MIP atteint parfois plusieurs voies contiguës. L'énergie peut également être utilisée, le pic à 60 keV correspondant à des photons de fluorescence. Mais l'information en énergie n'est disponible que pour les données numérisées. Les compteurs, à faible temps morts, utilisés pour la définition du *bkg1*, ne disposent pas de cette information. Ce manque de discrimination des moniteurs au silicium pose un problème: le *bkg1* silicium, sensible aux photons et aux MIP, ne reproduit pas toujours le *bkg1* TPC, sensible uniquement aux photons. Différentes normalisations ont été tentées en vain afin que le silicium reproduise parfaitement la TPC, en retranchant par exemple la part de bruit due aux MIP, estimée par le VSAT. Mais le VSAT est situé beaucoup plus loin du point d'interaction que les moniteurs au silicium et uniquement dans le plan horizontal ou les particules hors-énergie sont plus nombreuses. Le taux et la distribution spatiale des particules hors-énergie sont par conséquent complètement différents au niveau du VSAT et des moniteurs au silicium. Il faut donc accepter que dans certains cas, le *bkg1* silicium ne reproduisent pas parfaitement le *bkg1* TPC. Cela a parfois semé la confusion, notamment lors du problème de vide d'août 98.

Une solution possible serait d'équiper certains moniteurs au silicium d'une seconde plaquette. Le nombre de plaquettes de NA10, encore en bon état, est insuffisant pour équiper les 8 moniteurs. En revanche deux moniteurs pourraient être améliorés: l'un d'un côté dans le plan horizontal, l'autre sur le côté opposé dans le plan vertical, afin de prendre en compte la distribution spatiale des particules hors-énergie, fortement concentrées dans le plan horizontal vers l'extérieur de l'anneau de collision. La place dans les modules est insuffisante pour installer de nouveaux préamplis. Actuellement les 24 pistes d'une plaquette sont lues par paires par 12 préamplis. Une seconde plaquette de 24 pistes peut être ajoutée. Les 48 voies peuvent être lues 4 par 4, par les 12 préamplis, auquel cas la résolution en énergie est dégradée, ou bien seul 24 voies sont lues par paires et les 24 autres sont abandonnées

(12 par plaquette). On perd alors en acceptance. Cette solution permettrait d'estimer la part due aux particules hors-énergie dans le *bkg1* silicium. Néanmoins cette amélioration ne sera pas effectuée pour la prise de données de 99. Aucun sous-détecteur ne nécessitant d'intervention majeure, DELPHI a décidé de ne pas ouvrir le détecteur cette année, afin de réduire les coûts de fonctionnement et de faciliter l'alignement des détecteurs.

4.8.2 Acquisition *multi-hits*

En 1998, DELPHI a souffert de conditions de bruit beaucoup plus mauvaises que l'année passée. L'une des conséquences est une forte augmentation du nombre de *trips* de la TPC. Lorsque le courant débité par l'alimentation des fils sensibles d'un secteur devient trop élevé ($> 4 \mu A$), la tension sur les fils sensibles est coupée et passe de 1450 V à 0 V en $1 \mu s$. Ce dispositif sert essentiellement à protéger les fils contre un risque de rupture. Cependant, si ces *trips* s'avèrent trop fréquents, le risque devient grand de casser un fil, soumis à de fortes contraintes mécaniques lorsque la tension passe brusquement de 1450 V à 0 V. Le module d'alimentation CAEN offre une possibilité de résolution du problème: Un abaissement en douceur des tensions est prévu mais n'est possible qu'avec un autre mode de déclenchement des *trips*. Le *trip* ne se produit que si un surcourant (valeur ajustable) est détecté pendant une certaine période de temps (également ajustable). Or, la plus petite période de temps utilisable est $100 \mu s$. Les fils de la TPC sont-ils capables de supporter n'importe quel courant durant une telle durée? Une seconde interrogation a pour origine une observation du moment auquel se produit un *trip* de la TPC: En 1998, 63% des *trips* ont eu lieu à la fin du *fill*. C'est à dire que le faisceau a été perdu ou *dumpé* juste après le *trip* de la TPC. Les opérateurs ne maîtrisent plus le faisceau pour une raison quelconque (le plus souvent *trip* d'une cavité RF, *quench* d'un quadripôle ou claquage d'un séparateur électrostatique). Le faisceau est alors perdu en "arrosant" d'un fort bruit de fond les 4 expériences. Toute la question est de savoir, au bout de combien de tours est perdu le faisceau. Si ce n'est qu'un ou deux tours, il est peut-être inutile de faire *tripper* la TPC, et de "fatiguer" inutilement les fils car le faisceau sera perdu quasiment au même moment où les tensions de la TPC atteindront 0 V. En revanche, si le faisceau parcourt encore plusieurs centaines ou milliers de tours, il est très risqué d'inhiber les *trips* de la TPC.

Ces nombreuses questions sont encore sans réponse. Les moniteurs au silicium pourraient être utiles pour étudier les pics de bruit très intenses au milieu d'un *fill* et également la perte des faisceaux: Combien de BCO durent-elles, quelle est la charge totale déposée? La réponse à ces questions permettrait de faire le meilleur choix pour préserver la bonne santé de la TPC et, dans une moindre mesure d'améliorer l'efficacité de la prise de données par une réduction du nombre de *trips*, dans le cas où une hausse du seuil en intensité déclenchant le *trip* s'avérerait possible. Les moniteurs au silicium doivent donc fournir une information détaillée pour des périodes de bruit très intenses sur des temps très courts. Cela signifie fonctionner avec le minimum de temps morts. Durant une période calme (niveau de *bkg1* proche de 1), le nombre de coups détectés par les moniteurs au silicium est d'environ 1 coup tous les 800 BCO. Cette mesure est réalisée en centrant la porte de coïncidence de $2 \mu s$ sur le BCO (particules directes et indirectes sont ainsi sélectionnées) et est effectuée à la sortie des shapers, donc avant tout temps morts de la partie Fastbus. Seuls le temps de montée des préamplis et de mise en forme des shapers affectent la mesure, mais ce temps mort d'environ 150 ns est largement inférieur au temps entre 2 BCO ($22 \mu s$). Le temps mort de la partie Fastbus d'environ 1 ms est principalement dû au temps de numérisation de l'ADC ($275 \mu s$) et à l'exécution des instructions Fastbus. L'acquisition commencera donc à saturer lorsque le *bkg1* dépassera 45 (les données concernant ces périodes de fort bruit de fond sont encore peu nombreuses, et les chiffres indiqués doivent plutôt être considérés comme des ordres de grandeur.). Or un *trip* de la TPC correspond à un *bkg1* d'environ 2000, soit 45 fois plus que le seuil de saturation. Il est donc indispensable de modifier le système d'acquisition des moniteurs au silicium, si l'on souhaite étudier précisément les *trips* de la TPC. Deux propriétés du TDC pourraient être utilisées pour améliorer les performances:

- *multi-hits*: Au cours d'un même événement, jusqu'à 16 coups peuvent être enregistrés sur une même voie du TDC. Toutefois la probabilité que deux photons touchent la même piste de silicium au cours d'un même BCO apparaît assez faible, au vu des taux de comptage en période calme. Mais lorsque la TPC *trippe* (*bkg1* de l'ordre de 2000), environ 2,5 coups par BCO sont reçus par

les moniteurs au silicium, et la probabilité d'avoir 2 coups sur une même voie lors d'un même BCO devient alors non négligeable. Le temps mort n'est pas réduit par cette modification, mais cela permet de s'assurer que l'on ne "manque" pas de photons durant un BCO, à cause d'une acquisition *mono-hit*.

- *registre cyclique*: Le TDC dispose d'un tampon circulaire pouvant contenir jusqu'à 8 événements avant d'être lus par le FIP. Cela est très intéressant pour supprimer une bonne partie du temps mort dû à l'exécution des instructions Fastbus.

Ces deux modifications ne peuvent être réalisées qu'en supprimant l'ADC qui ne dispose pas des mêmes fonctions, et donc en abandonnant l'information en énergie. Le TDC permettrait alors de stocker jusqu'à 8 événements avec un maximum de 16 coups pour chacune des 96 voies lors d'un même événement. Le temps mort engendré par la lecture de l'événement serait réduit de 275 μ s (temps mort de l'ADC) et n'aurait lieu que tous les 8 événements. En théorie un facteur 11 peut ainsi être gagné sur le temps mort.

Un second avantage serait le retour à une synchronisation sélectionnant à la fois particules directes et indirectes pour la numérisation des données. En effet, l'acquisition Fastbus avait été "réservée" à l'étude des particules retardées, en calant la porte de coïncidence après le passage du BCO. Les photons retrodiffusés sont beaucoup plus rares que ceux directs, or l'acquisition Fastbus arrivait très vite à saturation. Les particules directes "monopolisaient" donc l'acquisition, et les rares particules retardées arrivaient le plus souvent lorsque l'acquisition était "occupée" et étaient donc rejetées. La probabilité devenait alors extrêmement faible d'avoir un photon retrodiffusé arrivant juste au bon moment, quand l'acquisition de l'événement précédent venait de se terminer. Le changement de synchronisation en 97 avait donc pour but de "réserver" l'acquisition Fastbus aux seules particules retardées, afin d'en augmenter le taux de comptage, l'étude des particules directes étant préservée grâce au contenu des compteurs écrit dans la base de données de DELPHI. Le passage à une acquisition *multi-hits* permettrait de reprendre l'étude détaillée des particules directes sans pénaliser la détection des particules à grand retard.

Ces modifications, à l'étude actuellement, seront peut-être être adoptées lors de la prochaine prise de données 99. Elles permettraient d'améliorer notre connaissance des périodes à très fort bruit de fond, qui est cruciale pour continuer d'assurer le bon fonctionnement de la TPC.

Bibliographie

- [1] P. Roudeau, non publié.
- [2] W. Adam *et al.*, *Proposal for an upgrade around the FCA*, DELPHI 96-160 TRACK 87 ;
E. Mongiardini and A. Petrolini, *The FCA* layout design*, DELPHI 96-161 TRACK 88 ;
E. Albrecht *et al.*, *Thin Gap Gas Chambers for the DELPHI Endcaps*, DELPHI 96-174 TRACK 89.
- [3] J. Poinsignon, *Silicon detectors for NA14 experiment*, Batavia 1981, Proceedings, Silicon Detectors for High Energy Physics, 247-256 ;
D.M. Websdale, *Silicon detectors for the NA14 photoproduction experiment at CERN*, Erice 1981, Proceedings, The Search For Charm, Beauty, and Truth at High Energies, 287-294 ;
G. Barber *et al.*, *Operation of a silicon vertex detector in the NA14 photoproduction experiment*, Nucl.Instrum.Meth. A253, 530-536, 1987.
- [4] *Model 1882F and 1885F FASTBUS ADC's*, Operator's manual, Lecroy January 1988.
- [5] *Model 1877 96 Channel FASTBUS TDC*, Operator's manual, Lecroy Revised March 1995.
- [6] M. Mur, *The Fastbus Intersegment Processor (FIP): Hardware reference manual*
Ph. Charpentier, G.Goujon, M. Gros, M. Mur and B. Paul, *The Fastbus Intersegment Processor (FIP)*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-34, No. 1, February 1987, 137-141.
- [7] *Using FIPs with the NFS system - version 1.2 April 1993*, Ph. Charpentier, CERN, L. Guglielmi, Collège de France.
- [8] *EMU, the Model Error Message Utility - version 2.1*
- [9] *DIM, Distributed information management system, version 3.0 February 1996*, C. Gaspar and M. Dönszelmann, CERN.
- [10] Yu. Belokopytov, V. Perevozchikov *CARGO Database Management Package*, DELPHI 93-5 PROG 195 ;
Yu. Belokopytov *et al.*, *The DELPHI DataBase Description: LEP Machine Parameter and Luminosity File*.
- [11] G. Morpurgo, *Do we understand the luminosity imbalance?*, Proceedings of the ninth LEP performance workshop, Chamonix February 25-29 1999, en cours de publication.
- [12] M. Meddahi, *First experience with 102°/90° optics*, Proceedings of the eight LEP performance workshop, Chamonix January 27-30, 1998, CERN-SL-98-006 DI ;
W. Herr, *Which optics allows the highest energy*, Proceedings of the eighth LEP performance workshop, Chamonix January 27-30, 1998, CERN-SL-98-006 DI.

- [13] K. Affholderbach *et al.*, *Beam tails and background storms with colliding beams at 94.5 GeV*, CERN-SL-Note 98-073 MD.

- [14] G. von Holtey et M. Lamont, *Protection of LEP experiments against particle background at highest beam energies*, 1999 Particle Accelerator Conference, New-York, 29 mars - 2 avril 1999, CERN-SL 99-022.

Chapitre 5

Recherche de bosons de Higgs à LEP2

5.1 Le modèle standard

5.1.1 Rapide aperçu

Le modèle standard décrit à l'aide d'une théorie de jauge non abélienne les interactions électrofaibles et fortes entre particules élémentaires. Chaque symétrie du lagrangien correspond à une force décrite par l'échange de bosons de jauge. L'interaction forte repose sur le groupe de symétrie de couleur $SU(3)_C$ tandis que les interactions faibles et électromagnétiques sont unifiées au sein des groupes $SU(2)_L \times U(1)_Y$ correspondant respectivement à la symétrie d'isospin faible et à la symétrie d'hypercharge. La matière est représentée par des champs fermioniques. Les neutrinos d'hélicité droite ne sont pas observés expérimentalement (violation maximale de la parité). Les états propres de chiralité gauche sont donc regroupés dans des doublets d'isospin faible tandis que les états propres de chiralité droite constituent des singulets d'isospin faible:

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad e_R, \quad u_R, \quad d_R$$

A chacun de ces multiplets est associée une charge conservée, l'hypercharge Y , correspondant à l'invariance sous le groupe $U(1)_Y$ et définie par $q = I_3 + Y/2$, où q est la charge électrique et I_3 la troisième composante d'isospin faible.

Les bosons de jauge apparaissent lorsqu'on requiert l'invariance du lagrangien sous les transformations de jauge locales associées aux groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$:

$$\begin{aligned} \text{sous } SU(2)_L : \quad & \psi_L \rightarrow \exp\left(i\frac{g}{2}\vec{\sigma} \cdot \vec{\theta}(x)\right) \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow \psi_R \\ \text{sous } U(1)_Y : \quad & \psi_L \rightarrow \exp\left(i\frac{g'}{2}Y\alpha(x^\mu)\right) \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow \exp\left(i\frac{g'}{2}Y\alpha(x^\mu)\right) \psi_R \end{aligned}$$

Trois champs W_μ^i associés à $SU(2)_L$ et un champ B_μ associé à $U(1)_Y$ sont introduits afin d'établir l'invariance du lagrangien sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les champs physiques W_μ^\pm , Z_μ et A_μ (photon) sont des superpositions linéaires de ces champs de jauge:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2) \\ Z_\mu &= \cos\theta_W W_\mu^3 + \sin\theta_W B_\mu \\ A_\mu &= -\sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \end{aligned}$$

L'angle de mélange θ_W et la charge électrique s'expriment en fonction des constantes de couplage g et

g' associées à la symétrie sous les groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$:

$$\begin{aligned}\cos\theta_W &= \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \\ e &= g\sin\theta_W\end{aligned}$$

Il reste maintenant à rendre compte de la portée finie des interactions faibles. Il faut pour cela trouver un mécanisme qui permette d'engendrer une masse pour les champs W_μ^\pm et Z_μ tout en préservant la masse nulle du photon (champ A_μ). Les termes de masse du type $m^2 B_\mu B^\mu$ sont proscrits car ils violent l'invariance du lagrangien sous la symétrie locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (on parle alors de *brisure explicite* de la symétrie). Il est pourtant nécessaire de briser cette symétrie si l'on souhaite obtenir des masses différentes pour les bosons W^\pm , Z et le photon. La solution apportée dans le cadre du modèle standard consiste à introduire un champ scalaire dont les termes cinétique et potentiel sont invariants de jauge mais dont l'état fondamental ne fait pas apparaître la symétrie de manière explicite. On parle alors de *symétrie cachée* ou bien encore de *brisure spontanée* de la symétrie. Le secteur scalaire le plus simple et suffisant pour engendrer les masses des bosons W^\pm et Z est un doublet d'isospin de champs scalaires complexes Φ , d'hypercharge +1 et soumis à un potentiel du type:

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \frac{\lambda}{2} |\Phi|^4$$

Le potentiel admet une infinité de minima:

$$|\Phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$$

pour lesquels la symétrie sous $SU(2)_L$ n'est plus explicite. Le doublet Φ peut être développé autour de son état fondamental:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\vec{\sigma}\cdot\vec{\xi}(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ h(x) + v \end{pmatrix}$$

où v est la densité moyenne d'énergie dans le vide. Le lagrangien étant invariant sous $SU(2)_L$, on est en droit de choisir la jauge appropriée (*jauge unitaire*) pour éliminer les champs $\vec{\xi}(x)$ sans signification physique:

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

Les champs $\vec{\xi}(x)$ sont des bosons de Goldstone qui apparaissent chaque fois qu'une symétrie continue est brisée spontanément. Les bosons W^\pm et Z acquièrent un degré de liberté longitudinale en "absorbant" les trois degrés de liberté associés aux champs $\vec{\xi}(x)$ et deviennent ainsi massifs. Le photon (de composition orthogonale au Z) demeure non massif. Après ce choix de jauge unitaire, le potentiel scalaire s'exprime comme:

$$V(h) = -\frac{1}{8}\lambda v^4 + \frac{1}{2}\lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}\lambda v h^3 + \frac{1}{8}\lambda h^4$$

A l'issue de la brisure spontanée de symétrie, un champ scalaire demeure, $h(x)$, et acquiert une masse $m_H = \sqrt{\lambda}v$ par l'intermédiaire de son auto-couplage: c'est le boson de Higgs. La masse des bosons de jauge provient de l'interaction du champ de Higgs avec les champs de jauge contenu dans le terme cinétique du lagrangien du secteur scalaire:

$$\mathcal{L}_{cin} = [D_\mu \Phi]^\dagger [D^\mu \Phi] \quad \text{avec} \quad D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu + i\frac{g'}{2}Y_\Phi B_\mu$$

Les termes quadratiques en W_μ et B_μ qui apparaissent sont à l'origine des masses des bosons:

$$\begin{aligned}m_W &= \frac{1}{2}gv \\ m_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \\ m_\gamma &= 0\end{aligned}$$

La masse nulle du photon n'est pas une heureuse coïncidence mais est la conséquence directe du choix de l'hypercharge du doublet de champs scalaires. Le groupe $U(1)_Y$ étant abélien, l'hypercharge du doublet de champs scalaires est un paramètre libre que l'on choisit égal à 1 afin que la charge électrique associée au champ de Higgs $h(x)$ soit nulle. Ainsi, le boson de Higgs ne se couple pas au photon qui demeure non massif. Les trois premiers paramètres libres du secteur bosonique (g , g' et v) sont généralement déterminés à partir des trois observables les mieux mesurées, à savoir la constante de Fermi¹ G_F , la constante de structure fine α évaluée à la masse de l'électron ou bien à des domaines d'énergies plus élevées² et enfin la masse du boson Z mesurée au LEP³. La densité moyenne d'énergie dans le vide v est connue grâce à la mesure de la constante de Fermi :

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$$

En revanche la constante d'auto-interaction λ n'est pas contrainte et la masse du boson de Higgs constitue le quatrième et dernier paramètre libre du secteur bosonique.

Le champ de Higgs est également à l'origine des masses dans le secteur fermionique. On introduit pour cela un couplage dit de *Yukawa* entre champ fermionique et champ de Higgs. Dans le cas des leptons :

$$\mathcal{L}_Y = -\lambda_e \left[\overline{(\nu_L \ e_L)} \Phi e_R + \overline{e_R} \Phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \right]$$

En injectant l'expression du champ de Higgs développé autour de sa valeur moyenne dans le vide, on voit apparaître les termes de masses leptoniques :

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad m_\nu = 0$$

et le couplage du boson de Higgs aux leptons peut alors s'écrire :

$$-\frac{i\lambda_e}{\sqrt{2}} = -\frac{im_e}{v}$$

Dans le cas des quarks, on souhaite engendrer des masses non nulles pour chacune des composantes des doublets d'isospin. On généralise donc le couplage de Yukawa en introduisant un champ $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & -\lambda_d \left[\overline{(u_L \ d_L)} \Phi d_R + \overline{d_R} \Phi^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right] \\ & -\lambda_u \left[\overline{(u_L \ d_L)} \tilde{\Phi} u_R + \overline{u_R} \tilde{\Phi}^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right] \end{aligned}$$

On obtient alors des termes de masse et de couplage identiques à ceux des leptons chargés. Les constantes de couplage de Yukawa (3 pour les leptons chargés et 6 pour les quarks) sont fixées artificiellement de manière à reproduire les masses mesurées des fermions. Dans le secteur des quarks, les états propres de masse ne correspondent pas aux états propres de $SU(2)_L$. Ces deux représentations sont reliées par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa dépendant de 4 paramètres réels (trois angles et une phase). Si l'on suppose les neutrinos de masse nulle, c'est donc 13 paramètres libres qu'il faut introduire dans le lagrangien.

1. La constante de Fermi est obtenue avec une grande précision en mesurant le temps de vie du muon. Elle est directement reliée à la constante de couplage g associée à $SU(2)_L$: $G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2} = (1,16639 \pm 0,00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

2. $1/\alpha(m_e) = 137,0359895 \pm 0,0000061$. L'incertitude est beaucoup plus grande lorsque le couplage est évalué à des masses plus élevées. De nombreuses mesures [1] contribuent à la valeur : $1/\alpha(m_Z) = 128,878 \pm 0,090$. Une récente mesure de α_s [2] beaucoup plus précise a permis de réduire l'incertitude quasiment par trois : $1/\alpha(m_Z) = 128,905 \pm 0,036$.

3. Près de 17 millions de Z collectés par les 4 expériences LEP entre 1990 et 1995 sont utilisés dans l'étude de la résonance du Z et aboutit à la mesure de la masse avec une très grande précision : $m_Z = 91,1867 \pm 0,0021 \text{ GeV}/c^2$.

5.1.2 Désintégration du boson de Higgs standard

Nous venons de voir que l'interaction des fermions avec le champ de Higgs était décrite par un couplage proportionnel à la masse du fermion :

$$g_{Hff} = \frac{m_f}{v} = \left(\sqrt{2} G_F\right)^{1/2} m_f$$

De même, le terme cinétique du lagrangien fait apparaître des couplages entre boson de Higgs et bosons de jauge W^\pm et Z :

$$\begin{aligned} g_{HVV} &= \frac{2m_V^2}{v} = 2 \left(\sqrt{2} G_F\right)^{1/2} m_V^2 \\ g_{HHVV} &= \frac{2m_V^2}{v^2} = 2 \left(\sqrt{2} G_F\right) m_V^2 \end{aligned}$$

La largeur et les rapports d'embranchement du Higgs sont entièrement déterminés par la connaissance des couplages g_{Hff} et g_{HVV} ainsi que par la masse du Higgs qui demeure le seul paramètre libre.

Désintégration en paire de fermions – En dessous du seuil W^+W^- , le Higgs se désintègre préférentiellement en la paire de fermions la plus lourde accessible cinématiquement (*cf.* figure 5.1a). La largeur partielle de désintégration du Higgs en une paire de fermions est donnée par :

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{\sqrt{2} G_F}{8\pi} m_f^2 m_H$$

où N_c est le facteur de couleur (1 pour les leptons, 3 pour les quarks) et m_f est la masse du fermion⁴ évaluée à l'échelle d'énergie m_H . L'ensemble des corrections radiatives QCD⁵ sur le vertex $Hq\bar{q}$ (connues jusqu'au second ordre en α_s) sont également incluses dans m_f .

Désintégration en paire de bosons W^\pm ou Z – Lorsque le Higgs est suffisamment lourd pour engendrer une paire de bosons W^\pm ou Z (*cf.* figure 5.1b), ce mode de désintégration devient dominant. La largeur partielle est donnée par :

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \delta_V \frac{\sqrt{2} G_F}{31\pi} m_H^3 (1 - 4x + 12x^2) \beta_V$$

avec $x = m_V^2/m_H^2$, δ_V un facteur égal à 2 pour les bosons W et égal à 1 pour les bosons Z . Loin du seuil ($H \gg m_V$), la largeur partielle de désintégration du Higgs en paire W^+W^- est donc environ deux fois plus grande que celle du Higgs en paire ZZ . Pour les grandes masses de Higgs, les bosons W^\pm ou Z issus de la désintégration du Higgs sont fortement *boostés* et sont donc principalement polarisés longitudinalement. Or ce degré de liberté longitudinal avait été acquis par "l'absorption" de l'un des champs scalaires (boson de Goldstone). Le couplage entre bosons W^\pm ou Z et le boson de Higgs peut être vu en quelques sortes comme un couplage trilineaire entre champs scalaires, d'où provient la dépendance en m_H^3 . Cet effet a pour conséquence de totalement "écraser" les modes de désintégrations en paires de fermions, défavorisés par un facteur m_H^2/m_f^2 . Seule la masse très élevée du quark top permet de limiter cet effet, le rapport d'embranchement $H \rightarrow t\bar{t}$ ne dépassant toutefois jamais 20 %. Une seconde conséquence très importante est l'accroissement considérable de la largeur naturelle du boson de Higgs dans le domaine des hautes masses.

4. L'évolution de la masse est surtout importante dans le cas des quarks car les processus QCD interviennent. Pour une valeur de $\alpha_s(m_Z)$ égale à 0,118, la masse du quark b évolue de 4,62 GeV/ c^2 au pôle à 2,92 GeV/ c^2 à une échelle d'énergie de 100 GeV. De même le quark c évolue de 1,42 GeV/ c^2 à 0,62 GeV/ c^2 . En revanche la masse du lepton τ ne varie que d'environ 40 MeV/ c^2 .

5. Au premier ordre, la largeur partielle de désintégration du Higgs en une paire de quarks b ou c est corrigée par un facteur $[1 + 5,67(\alpha_s/\pi)]$.

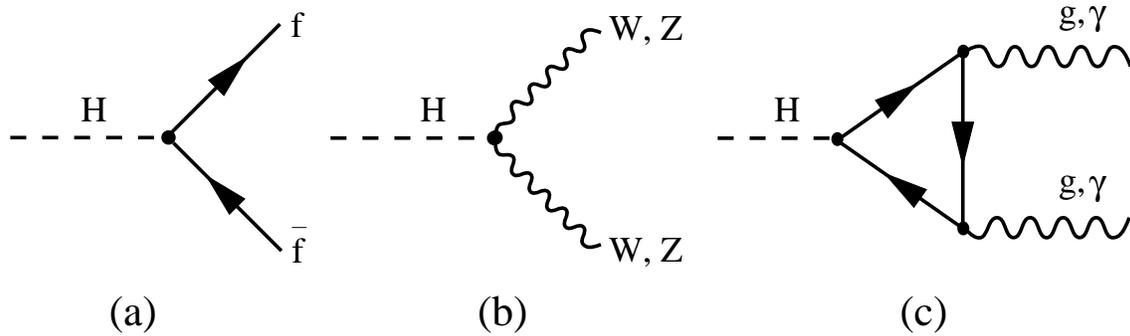


FIG. 5.1 – Principaux modes de désintégrations du boson de Higgs du modèle standard.

En dessous du seuil de désintégration en deux bosons réels ($m_H < 2m_V$), le boson de Higgs peut engendrer une paire VV^* où l'un des bosons est virtuel. La largeur partielle est alors modifiée :

$$\Gamma(H \rightarrow VV^*) = \delta'_V \frac{3G_F^2}{16\pi^3} m_W^4 m_H R(x)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \delta'_W = 1 \\ \delta'_Z = 7/12 - 10 \sin^2 \theta_W / 9 + 40 \sin^4 \theta_W / 27 \\ R(x) = \frac{3(1-8x+20x^2)}{(4x-1)^{1/2}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x^{3/2}}\right) - \frac{1-x}{2x}(2-13x+47x^2) - \frac{3}{2}(1-6x+4x^2) \log x \end{cases}$$

Le mode de désintégration en paire W^+W^- devient important pour des masses de Higgs supérieures à $140 \text{ GeV}/c^2$ environ. La largeur du canal $H \rightarrow ZZ^*$ est environ d'un ordre de grandeur plus faible que celle du canal $H \rightarrow WW^*$.

Désintégration en gluons ou photons – Le boson de Higgs ne porte ni charge de couleur ni charge électrique et ne se couple donc pas aux gluons ou aux photons. Toutefois la désintégration du boson de Higgs en une paire de gluons ou de photons demeure possible par l'intermédiaire d'une boucle fermionique (*cf.* figure 5.1c). La contribution du quark top est dominante du fait de sa masse élevée. Ces modes de désintégrations sont toujours dominés par les désintégrations *directes* en fermions ou bosons W,Z . Ils ne sont significatifs que dans la région située en dessous du seuil de désintégration en boson W,Z . La largeur de désintégration du Higgs en gluons dans cette région ($m_H \ll 2m_t$) est donnée approximativement par :

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{\sqrt{2}G_F \alpha_s^2(m_H)}{72\pi^3} m_H^3 \left[1 + \left(\frac{95}{4} - \frac{7}{6}N_F \right) \frac{\alpha_s(m_H)}{\pi} \right],$$

où N_F est le nombre de saveurs ouvertes. Dans le cas du photon, la boucle peut également être formée par des bosons W^\pm . Dans la limite $m_H \ll 2m_W$, la largeur est décrite par [3] :

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\sqrt{2}G_F \alpha_s^2(m_H)}{16\pi^3} m_H^3 |I|^2 = \frac{\sqrt{2}G_F \alpha_s^2(m_H)}{256\pi^3} m_H^3 \left| \frac{4}{3}N_c q_t^2 - 7 \right|^2,$$

où I regroupe les contributions des boucles de leptons, de hadrons et de bosons W ainsi que leurs interférences (la contribution des boucles de W interfère destructivement avec celles des boucles de leptons et hadrons), et où q_t est la charge électrique du quark top.

Largeur et rapports d'embranchement – La combinaison de tous ces modes de désintégration permet de calculer la largeur totale du boson de Higgs et le rapport d'embranchement de chaque canal qui sont représentés sur la figure 5.2. Dans la région des “basses” masses ($50 < m_H < 100 \text{ GeV}/c^2$) les rapports d'embranchement varie peu. Le Higgs se désintègre préférentiellement en quarks b (86

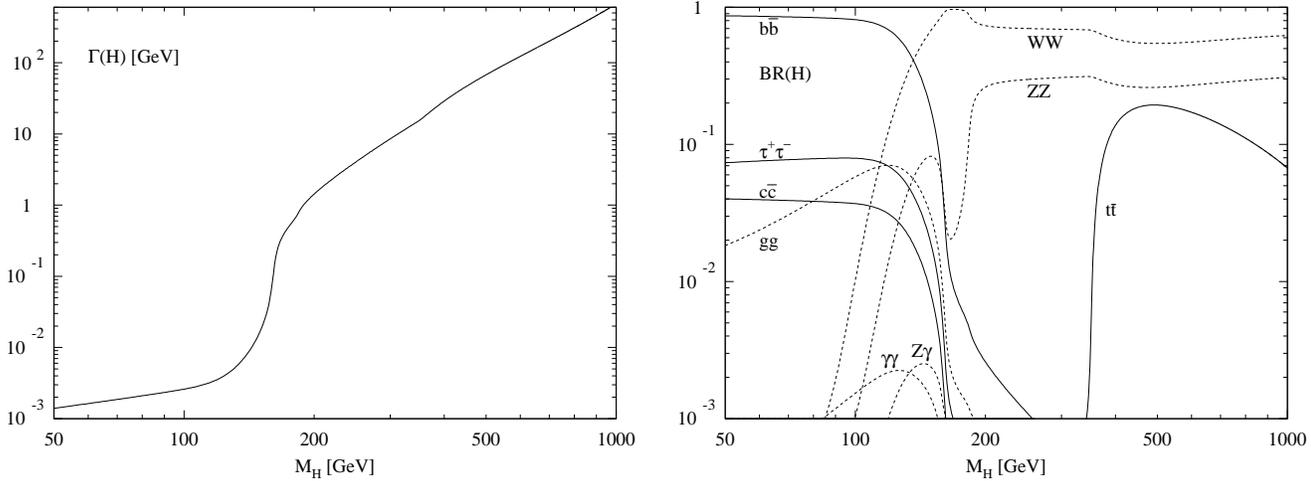


FIG. 5.2 – Largeur totale (à gauche) et rapport d'embranchement (à droite) du boson de Higgs standard en fonction de sa masse [4].

à 80 %) et en leptons τ (7 à 8 %). Au delà le mode de désintégration en paire WW^* commence à s'ouvrir. A $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, les canaux $\tau^+\tau^-$, gg et WW^* ont des rapports d'embranchement quasi-équivalents, environ 7 %. La désintégration en photon est très peu probable (jamais plus de 0,2 %). Toutefois si le boson de Higgs n'était pas découvert au LEP, ce canal pourrait être utile aux recherches entreprises auprès des collisionneurs hadroniques (LHC et Tevatron) en offrant une signature expérimentale relativement propre. Au delà de $140 \text{ GeV}/c^2$ les désintégrations en bosons W ou Z sont dominantes. Le canal à 4 leptons $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ constitue sûrement la signature la plus claire auprès d'un collisionneur hadronique. Comme nous l'avons vu, l'ouverture de ces modes de désintégrations bosoniques ont pour conséquence un accroissement considérable de la largeur naturelle du Higgs. En dessous de $m_H = 140 \text{ GeV}/c^2$ elle n'excède pas $10 \text{ MeV}/c^2$, tandis qu'elle atteint $500 \text{ GeV}/c^2$ pour un boson de Higgs de $1 \text{ TeV}/c^2$.

Dans le domaine de masse qui nous intéresse, à savoir celui couvert à LEP2 ($m_H \lesssim \sqrt{s} - m_Z \sim 110 \text{ GeV}/c^2$), le boson de Higgs se désintègre principalement en deux quarks b et présente une largeur inobservable expérimentalement (tout du moins en collisionneur e^+e^-). Cela a deux conséquences: la durée de vie relativement longue caractérisant les mésons B pourra être exploitée pour isoler les candidats Higgs et l'ensemble de ces candidats devront présenter un spectre de masse piqué.

En outre, en cas de découverte du boson de Higgs, la mesure des rapports d'embranchement est très intéressante car elle permet de tester le mécanisme de Higgs en vérifiant si les couplages croissent effectivement avec la masse des particules. Il est donc important lorsqu'on recherche le boson de Higgs de couvrir le plus grand nombre possible de canaux de désintégration.

5.1.3 Production du boson de Higgs standard à LEP2

Le **higgsstrahlung** est le mode dominant de production du boson de Higgs dans les collisions e^+e^- aux énergies rencontrées à LEP2 ($\sqrt{s} \sim 200 \text{ GeV}$): un boson Z^* virtuel est produit lors de la collision e^+e^- et "rayonne" alors un boson de Higgs (*cf.* figure 5.3a). La section efficace à l'ordre des arbres de ce processus est donnée par:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ) = \frac{G_F^2 m_Z^4}{96\pi s} (2 - 8 \sin^2 \theta_W + 16 \sin^4 \theta_W) \lambda^{1/2} \frac{\lambda + 12m_Z^2/s}{(1 - m_Z^2/s)^2}$$

$$\text{avec } \lambda = [1 - (m_H + m_Z)^2/s] [1 - (m_H - m_Z)^2/s]$$

et où s est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse. La contribution électrofaible aux corrections radiatives est peu importante et ces dernières sont dominées par le rayonnement de photons.

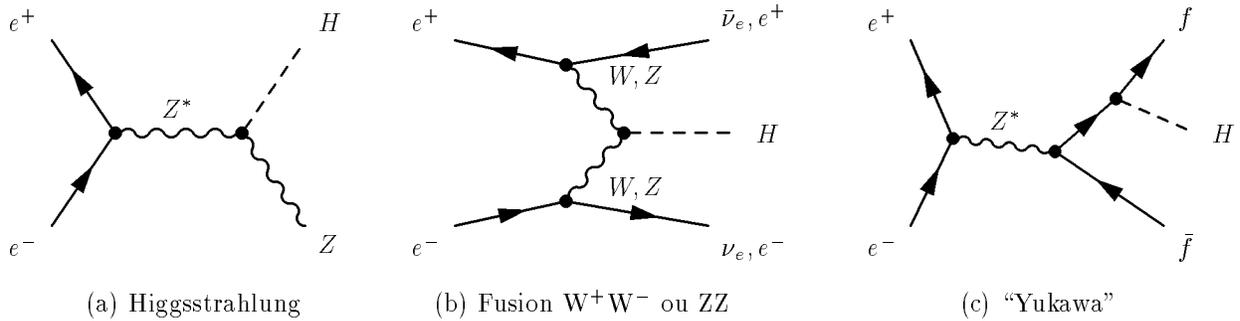


FIG. 5.3 – Modes dominants de production du boson de Higgs standard à LEP2.

La section efficace du higgsstrahlung après prise en compte de ces corrections [5] est représentée sur la figure 5.4a pour différentes énergies dans le centre de masse. L'ordre de grandeur typique de la section efficace de production de bosons HZ réels est compris entre 0,1 et 1 pb. La section efficace s'annule dès que le boson de Higgs n'est plus sur sa couche de masse du fait de sa largeur extrêmement faible. En revanche le boson Z final peut faire des "excursions" hors de sa couche de masse et des bosons de Higgs de masse supérieure à $\sqrt{s} - m_Z$ peuvent être produits. La section efficace est alors de l'ordre de la dizaine de femtobarns ou inférieure.

Fusion de W^+W^- ou de ZZ – Lorsqu'on recherche le boson de Higgs dans les états finals $H\nu\bar{\nu}$ et He^+e^- (Higgsstrahlung avec un Z se désintégrant en neutrinos ou électrons), il faut également tenir compte des diagrammes de fusion W^+W^- ou ZZ (cf. figure 5.3b). Ces processus sont des échanges dans la *voie t* et ne bénéficient pas de l'effet de résonance rencontré dans la *voie s* (higgsstrahlung) pour des énergies dans le centre de masse proches de m_Z . Ils sont également défavorisés car d'ordre plus élevé dans la théorie des perturbations: la section efficace de fusion de W se comporte comme la puissance troisième du couplage électrofaible⁶, $\sigma \sim \alpha_W^3/m_W$ tandis que la section efficace de bremsstrahlung s'exprime par $\sigma \sim \alpha_W^2/s$. Le processus de fusion est toutefois prometteur lorsqu'on recherche un boson de Higgs en dessous du seuil de production de bosons hZ réels. La section efficace de fusion W^+W^- est représentée sur la figure 5.4b. Pour les grandes masses de Higgs, la contribution du diagramme de fusion est non négligeable, mais les sections efficaces de bremsstrahlung et de fusion sont alors inférieures à la dizaine de femtobarns. La section efficace de fusion ZZ est quant à elle un ordre de grandeur plus faible que la fusion W^+W^- à cause du couplage Ze^+e^- plus faible que le couplage $W\nu$. Le processus de fusion sera donc utilisé surtout à la fin du programme LEP2, lorsque chaque expérience aura collecté une luminosité maximum (200-300pb⁻¹ ?) à haute énergie ($\sqrt{s} \sim 200$ GeV), pour rechercher une éventuelle anomalie aux plus hautes masses de Higgs possibles (au delà de la limite cinématique du processus $e^+e^- \rightarrow hZ$).

Une seconde conséquence de la différence de comportements des sections efficaces de higgsstrahlung et de fusion, est la part de plus en plus importante que prend le diagramme de fusion lorsque \sqrt{s} croît. Auprès d'un futur collisionneur linéaire e^+e^- , le mode de production par fusion sera équivalent voir dominant par rapport au higgsstrahlung comme le montre la figure 5.5.

Le processus de "Yukawa" consiste en la production de paires de fermions par l'intermédiaire d'un photon ou d'un boson Z où l'un des fermions rayonne un boson de Higgs (cf. figure 5.3c). Ce processus est d'ordre plus élevé dans la théorie des perturbations que le higgsstrahlung. Sa section efficace, réduite par un facteur m_f^2/m_{W^2} , est maximale pour le fermion le plus lourd accessible cinématiquement. L'énergie disponible à LEP2 est insuffisante pour produire des paires de quarks top, la contribution dominante au processus de Yukawa vient donc du quark b ($b\bar{b}H$) et demeure complètement négligeable face au higgsstrahlung. Nous verrons toutefois que dans le cadre plus général de modèles à deux doublets, ce mode de production peut devenir important.

6. Une expression détaillée de la section efficace de fusion sera trouvée par exemple dans [6].

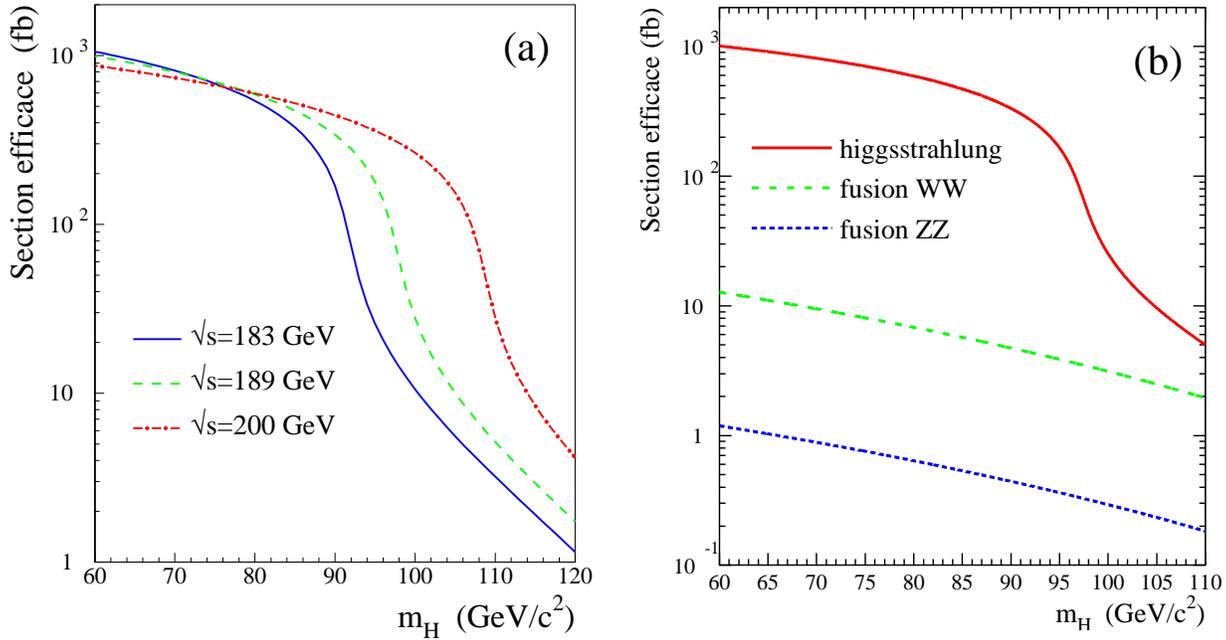


FIG. 5.4– (a) Sections efficaces de production du boson de Higgs standard par higgsstrahlung à $\sqrt{s} = 183, 189$ ou 200 GeV –. (b) Contributions des trois processus de production dominants à $\sqrt{s} = 189$ GeV: par ordre d'importance, higgsstrahlung, fusion W^+W^- et fusion ZZ .

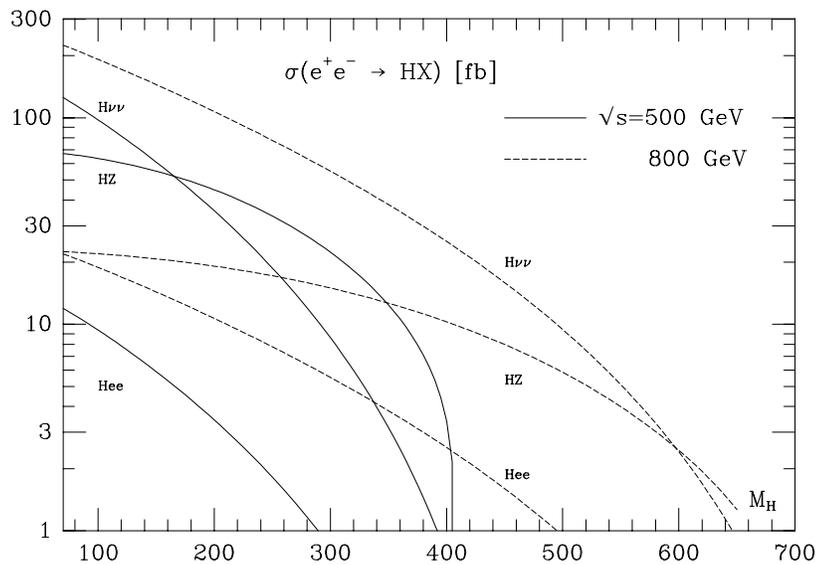


FIG. 5.5 – Sections efficaces de production du boson de Higgs par higgsstrahlung (HZ) et par fusion de W^+W^- ($H\nu\nu$) ou de ZZ (He^+e^-) à des énergies dans le centre de masse de 500 GeV (lignes continues) ou de 800 GeV (lignes pointillées) [4].

5.1.4 Limite sur la masse du boson de Higgs standard

La masse du boson de Higgs est un paramètre libre du modèle standard. Toutefois certains arguments théoriques permettent de définir des bornes au domaine de masses possibles. Par ailleurs, la valeur la plus probable de m_H peut être déduite des mesures de précision électrofaibles, sensibles à la masse du Higgs par le biais des corrections radiatives. Enfin, le Higgs a été activement recherché à LEP1. L'absence de signal observé a abouti à une limite inférieure sur m_H .

Unitarité [7] – En l'absence de boson de Higgs, la diffusion de boson W polarisés longitudinalement viole l'unitarité. Les diagrammes contribuant au processus $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ sont représentés sur la figure 5.6. L'unitarité peut être rétablie en incluant les diagrammes reposant sur l'échange d'un boson de Higgs (le Z ou le photon est remplacé par le boson de Higgs dans les diagrammes de la figure 5.6). L'amplitude de diffusion est exprimée par:

$$\begin{aligned} T(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) = & -2 G_F \left\{ -s - t + \frac{s^2}{s - m_H^2} + \frac{t^2}{t - m_H^2} + 2 m_Z^2 + \right. \\ & \left. \frac{2 m_Z^2 s}{t - m_Z^2} + \frac{2 t}{s} (m_Z^2 - 4 m_W^2) - \frac{8 \sin^2 \theta_W m_W^2 m_Z^2 s}{t(t - m_Z^2)} \right\} \end{aligned}$$

où les variables de Mandelstam s et t sont invariant de Lorentz. L'amplitude peut se décomposer en termes d'ondes partielles:

$$T(s, \cos \theta) = 16\pi \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) a_J(s) P_J(\cos \theta)$$

où P_J sont les polynômes de Legendre. La section efficace différentielle est donnée par

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |T|^2$$

Et donc la section efficace de diffusion élastique s'exprime en fonction des amplitudes partielles par:

$$\sigma_{el} = \frac{16\pi}{s} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) |a_J(s)|^2$$

Par ailleurs le théorème optique relie la section efficace totale à l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s} Im \{ T(s, \cos \theta = 1) \}$$

On se place dans l'approximation d'un processus purement élastique ($\sigma_{tot} \approx \sigma_{el}$). On peut alors identifier les seconds membres des deux égalités précédentes:

$$Im \{ a_J(s) \} = |a_J(s)|^2$$

d'où l'on tire l'inégalité nécessaire à l'unitarité:

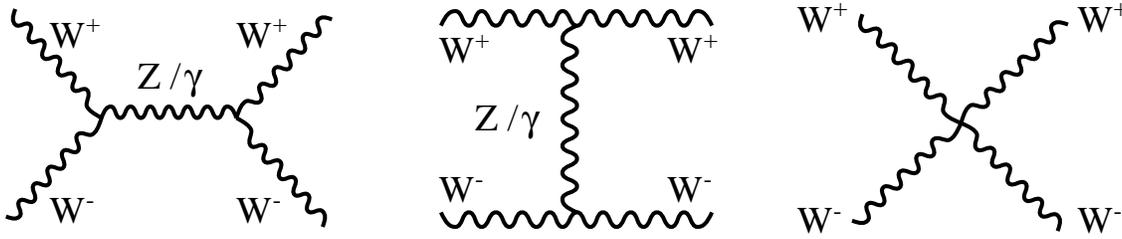
$$|Re(a_J)| \leq \frac{1}{2}$$

Dans le cas de la diffusion $W_L^+ W_L^-$, l'onde partielle $J=0$ est obtenue à partir de l'expression de l'amplitude $T(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-)$ donnée précédemment:

$$a_0(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 T(s, \cos \theta) d(\cos \theta)$$

Dans la limite des grandes énergies ($s \gg m_H^2, m_W^2$), l'amplitude de l'onde partielle a_0 tend vers:

$$|a_0| \rightarrow \frac{G_F m_H^2}{4\sqrt{2}\pi}$$


 FIG. 5.6 – Diagrammes de Feynmann contribuant à la diffusion $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$.

D'où une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs due à la contrainte d'unitarité $|Re(a_J)| \leq 1/2$:

$$m_H \leq \left(\frac{2\sqrt{2}\pi}{G_F} \right)^{1/2} \sim 870 \text{ GeV}/c^2$$

Ce raisonnement s'applique également à la diffusion des bosons H et Z. La limite devient alors plus stricte:

$$m_H \lesssim 700 \text{ GeV}/c^2$$

Trivialité [8]– L'évolution de la constante d'auto-interaction du Higgs est prédite par les équations du groupe de renormalisation. Les principales contributions à cette évolution sont les boucles de bosons de Higgs et de quarks top:

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{d(\log \mu^2/v^2)} &= \frac{3}{8\pi^2} [\lambda^2 + \lambda\lambda_t^2 - \lambda_t^4] \\ \frac{d\lambda_t}{d(\log \mu^2/v^2)} &= \frac{1}{32\pi^2} \left[\frac{9}{2}\lambda_t^3 - 8\lambda_t g_s^2 \right] \end{aligned}$$

où μ est l'échelle d'énergie, λ la constante d'auto-interaction du Higgs ($\lambda(v^2) = M_H^2/v^2$) et λ_t le couplage de Yukawa du Higgs au quark top ($\lambda_t(v^2) = \sqrt{2} m_t/v$). En première approximation le couplage λ croit donc indéfiniment avec l'énergie:

$$\lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{8\pi^2} \log \frac{\mu^2}{v^2}}$$

et devient infini pour l'échelle d'énergie Q_L appelé pôle de Landau:

$$Q_L^2 = v^2 e^{8\pi^2/3\lambda(v^2)}$$

Le couplage λ devient fort ($\lambda/4\pi > 1$) à une échelle d'énergie Λ très proche du pôle de Landau. Si l'on veut que la théorie demeure prédictive à n'importe qu'elle échelle d'énergie, il faut "repousser" le pôle de Landau à une énergie infinie. Le couplage λ est alors nul à toute échelle d'énergie: une théorie en $\lambda\Phi^4$ non bornée en énergie est dite *triviale*. Le modèle standard apparaît donc comme une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale dont les effets se manifestent à une échelle de nouvelle physique Λ . Cela n'a rien de surprenant, la gravitation par exemple n'est pas incluse dans le modèle standard et ces effets quantiques ne peuvent plus être ignorés à l'échelle de Planck. Cela a pour conséquence une limite supérieure sur la masse du Higgs:

$$\begin{aligned} \lambda(Q_L \sim \Lambda) \rightarrow \infty &\Rightarrow \forall(\mu > v) , \lambda(\mu) > \lambda(v) = \frac{8\pi^2}{3 \log \frac{\Lambda^2}{v^2}} \\ &\Rightarrow m_H < \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log \frac{\Lambda^2}{v^2}} \end{aligned}$$

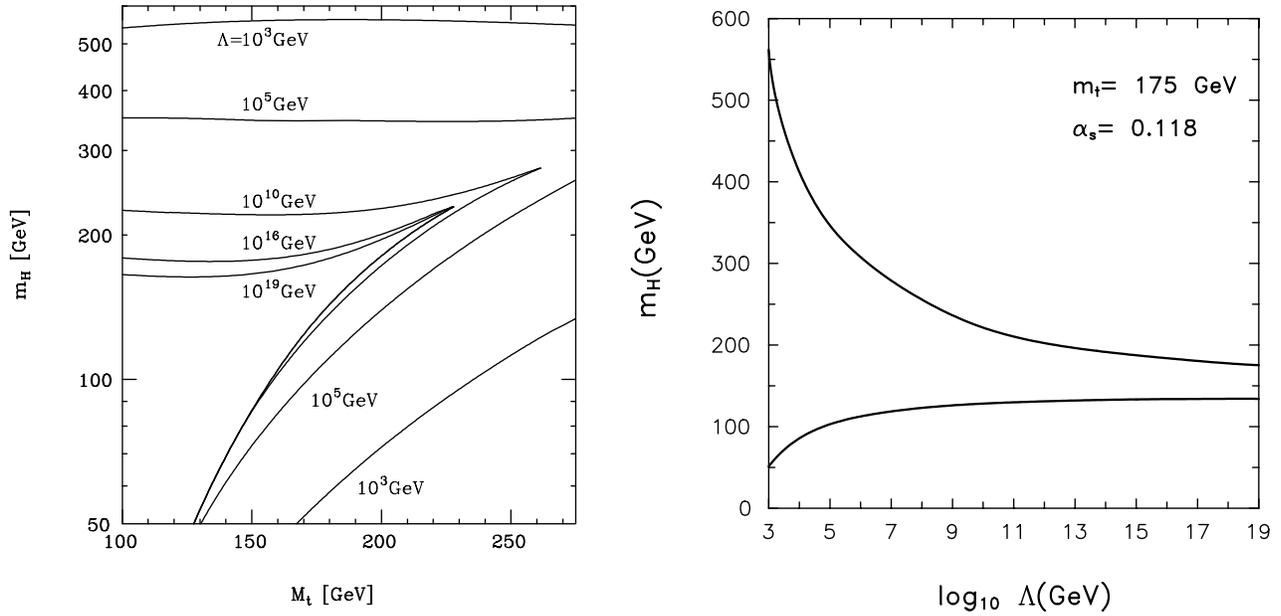


FIG. 5.7 – À gauche: limites théoriques sur la masse du boson de Higgs standard en fonction de la masse du top et pour différentes échelles de nouvelle physique Λ . La partie “haute” des courbes (quasi-horizontales) indique la limite supérieure sur m_H obtenue en imposant que la théorie soit non-triviale. La partie “basse” des courbes représente la limite inférieure sur m_H due à la contrainte de stabilité du vide. – À droite: les mêmes limites représentées en fonction de l’échelle de nouvelle physique pour une masse de top égale à $175 \text{ GeV}/c^2$ (Quirós [9]).

Un résultat plus précis est obtenu en prenant en compte la contribution des boucles de quarks top et de bosons de jauge dans le calcul de l’évolution de la constante de couplage λ . La limite sur la masse du Higgs laisse alors apparaître une légère dépendance en m_t . Les limites supérieures sur m_H obtenue en calculant à l’ordre de deux boucles l’évolution de la constante de couplage (cf. Riessmann [8]) est représentée en fonction de m_t sur la figure 5.7a et de l’échelle de nouvelle physique Λ sur la figure 5.7b. En supposant le modèle standard valable jusqu’à l’échelle de Planck ($\Lambda_{Pl} \sim 10^{19} \text{ GeV}$), la masse du boson de Higgs est fortement contrainte:

$$m_H < 180 \pm 4 \pm 5 \text{ GeV}/c^2$$

où la première erreur est due à l’incertitude théorique et la seconde à l’incertitude sur la mesure expérimentale du quark top ($m_t = 175 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$). Lorsque l’échelle de nouvelle physique diminue, la contrainte sur m_H est moins forte, et l’erreur sur la limite plus grande. Pour une échelle de nouvelle physique au TeV, la limite supérieure sur m_H se situe entre 500 et 800 GeV/c^2 (erreurs à 1σ).

Stabilité du vide [9] – Le minimum du potentiel scalaire $V(\Phi)$ doit être un minimum absolu pour que le vide de la théorie électrofaible soit stable à toute énergie. Aux grandes valeurs de Φ , la dérivée $V'(\Phi)$ du potentiel pourrait devenir négative et le potentiel ne serait plus borné par le bas (cf. figure 5.8a). Or Cabibbo *et al.* [9] ont montré qu’imposer la stabilité du potentiel $V(\Phi)$ pour $\Phi \sim \Lambda \gg m_Z$ revient à exiger que la constante de couplage $\lambda(\Lambda)$ ne deviennent jamais négative. La valeur de cette constante de couplage est représentée sur la figure (cf. figure 5.8b) en fonction de l’échelle Λ et pour différentes masses de Higgs. L’évolution de la constante de couplage λ a été calculée en incluant les corrections radiatives dues aux boucles de quarks top et de bosons de jauge. La contrainte $\lambda(\Lambda) > 0$ pour une échelle Λ donnée résulte en une limite inférieure sur la masse du Higgs. Altarelli *et al.* [9] ont vérifié que l’équivalence entre la contrainte sur le signe de la dérivée du potentiel

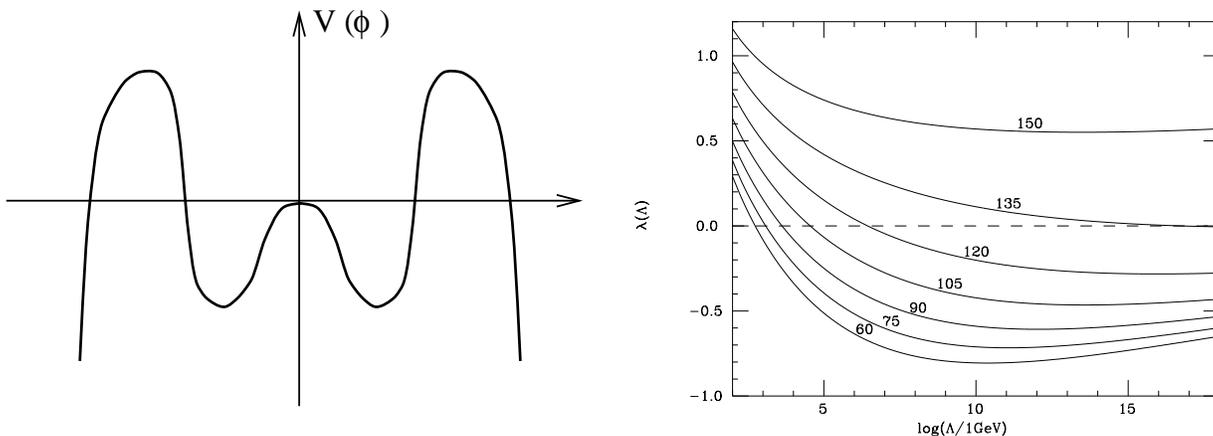


FIG. 5.8 – À gauche: exemple de potentiel de Higgs instable. – À droite: évolution de la constante de couplage λ en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ pour différentes masses de Higgs. La masse du quark top est prise égale à $174 \text{ GeV}/c^2$ (Altarelli [9]).

($\partial V(\Phi)/\partial \Phi > 0$) et la contrainte sur la valeur du couplage λ ($\lambda(\Lambda) > 0$) restait valable avec une précision de l'ordre de $\delta m_H = \pm 1 \text{ GeV}/c^2$ sur la limite obtenue et ce pour n'importe quelle échelle Λ comprise entre le TeV et l'échelle de Planck (10^{19} GeV). La limite inférieure obtenue sur la masse du Higgs est représentée en fonction de la masse du top sur la figure 5.7a et en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ (ie l'échelle à laquelle le vide électrofaible n'est plus stable) sur la figure 5.7b. La dépendance de ces limites en m_t et α_s peut être paramétrisée par:

$$\begin{aligned} \text{à } \Lambda = 1 \text{ TeV : } & \quad m_H > 52 + 0,64 (m_t - 175) - 0,50 \frac{\alpha_s(m_Z) - 0,12}{0,006} \\ \text{à } \Lambda = 10^{19} \text{ GeV : } & \quad m_H > 133 + 1,92 (m_t - 175) - 4,28 \frac{\alpha_s(m_Z) - 0,12}{0,006} \end{aligned}$$

où les masses m_H et m_t sont exprimées en GeV/c^2 . L'erreur totale affectant ces limites est inférieure à $5 \text{ GeV}/c^2$.

La contrainte sur la stabilité du vide et sur la non-trivialité de la théorie font que le modèle standard reste valable jusqu'à l'échelle de Planck uniquement si la masse du Higgs est comprise entre environ 130 et 180 GeV/c^2 . Inversement si le boson de Higgs était découvert au LEP ($m_H \lesssim 110 \text{ GeV}/c^2$), cela signifierait qu'une nouvelle physique émergera à une échelle d'énergie proche de 10 ou 100 TeV.

Mesures de précisions électrofaibles et limite indirecte sur la masse du Higgs – Près de 17 millions de bosons Z collectés par les 4 expériences LEP entre 1990 et 1995 ont permis une étude approfondie de la résonance du Z. Les mesures de nombreuses observables électrofaibles ont été réalisées avec une telle précision qu'elles présentent une sensibilité certaine aux corrections radiatives. D'une manière générale ces corrections dépendent quadratiquement de la masse du top et logarithmiquement de la masse du Higgs. A partir des trois observables les mieux mesurées, à savoir G_F , α_{QED} et m_Z , il est possible de calculer les valeurs des autres observables et de les comparer aux valeurs mesurées. Le test sera d'autant plus significatif que les incertitudes théoriques sont faibles. Il faut prendre en compte les corrections radiatives à l'ordre le plus élevé possible [10] et ce particulièrement si l'on souhaite obtenir des contraintes sur la masse du top ou du Higgs. D'une manière plus générale, l'intégralité des mesures électrofaibles est utilisée au sein d'une procédure d'ajustement (aucune observable n'étant fixée) [11]. Après l'ajustement, on obtient les valeurs les plus probables aussi bien des observables mesurées que des observables inconnues (m_H par exemple). Cette méthode a déjà fait ses preuves dans le passé:

Observables	Origine	Mesures (erreurs)	Pull
m_Z (GeV/c ²)	LEP I	91,1867 (21)	+0,08
$\alpha_s(m_Z)$ (GeV/c ²)	LEP I	2,4939 (24)	-0,83
σ_{had}^0 (nb)	LEP I	41,491 (58)	+0,29
R_ℓ	LEP I	20,765 (26)	+0,70
A_{FB}^ℓ	LEP I	0,01683 (96)	+0,67
A_τ	LEP I	0,1431 (45)	-0,84
A_e	LEP I	0,1479 (51)	+0,20
$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} (< Q_{\text{FB}} >)$	LEP I	0,2321 (10)	+0,56
$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} (A_{\text{LR}})$	SLD	0,23109 (29)	-1,54
$1 - m_W^2/m_Z^2$	νN	0,2255 (21)	+1,08
R_b	LEP I + SLD	0,21680 (73)	+1,27
R_c	LEP I + SLD	0,1694 (38)	-0,75
A_{FB}^b	LEP I + SLD	0,0991 (20)	-1,94
A_{FB}^c	LEP I + SLD	0,0712 (43)	-0,55
A_b	SLD	0,908 (27)	-0,99
A_c	SLD	0,651 (30)	-0,56
m_W (GeV/c ²)	LEP II + p \bar{p}	80,448 (62)	+1,14
m_t (GeV/c ²)	p \bar{p}	174,3 (5,1)	+0,50
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z)$		0,02804 (65)	-0,17

TAB. 5.1 – Résumé des mesures utilisées dans l’analyse des paramètres du modèle standard. Les mesures sont données dans l’avant dernière colonne et l’erreur à 1σ est indiquée entre parenthèses et porte sur les deux derniers chiffres significatifs. La dernière colonne donne le “pull” défini comme l’écart entre la valeur mesurée et la valeur ajustée, normalisée par l’erreur [12].

avant même la découverte du quark top, les mesures électrofaibles de l’époque avaient prédit sa masse:

$$m_t^{\text{LEP}} = 173_{-13}^{+12}{}_{-20}^{+18} \text{ GeV}/c^2$$

la première incertitude provenant des erreurs expérimentales et théoriques sur les observables utilisées dans l’ajustement et la seconde incertitude correspondant à la variation de m_H entre sa borne inférieure de 60 GeV/c² (limite des recherches directes de l’époque) et sa limite supérieure théorique 1 TeV/c². Cette prédiction fut en remarquable accord avec la mesure directe de m_t ensuite réalisée au Tevatron

$$m_t^{\text{TEV}} = 174,3 \pm 5,1 \text{ GeV}/c^2$$

Les valeurs des mesures électrofaibles les plus récentes (printemps 99) [12] sont récapitulées dans le tableau 5.1. La plupart des mesures ont été réalisées à LEP1. La collaboration SLD apporte une contribution importante dans le domaine des asymétries, grâce à l’utilisation de faisceaux fortement polarisés⁷. La montée en énergie du LEP, permet maintenant de produire des paires W^+W^- et d’en mesurer la masse. Cette mesure est également effectuée auprès du Tevatron, avec une erreur comparable. La masse du quark top mesurée au Tevatron peut également être utilisée dans l’ajustement.

La distribution des *pull* obtenue après l’ajustement indique un accord remarquable des mesures avec les prédictions du modèle standard. Aucun désaccord de plus de 2σ n’est observé. En particulier, les derniers résultats de mesures de R_b et R_c ne présentent plus d’anomalie. Le seul écart significatif (un

7. SLD est le détecteur placé auprès du collisionneur linéaire e^+e^- de Stanford. La polarisation des faisceaux peut être choisie et est beaucoup plus élevée qu’au LEP.

peu plus de 2σ) est le désaccord entre la valeur de $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ mesurée au LEP et celle mesurée à SLD. La valeur obtenue au LEP repose sur la combinaison de plusieurs mesures: les asymétries leptoniques A_e , A_τ et A_{FB}^ℓ ainsi que les asymétries avant-arrière des quarks A_{FB}^b et A_{FB}^c . Enfin une dernière mesure a pour origine l'asymétrie hadronique de charge ($\langle Q_{\text{FB}} \rangle$) reposant sur la différence moyenne entre les charges de jets mesurés dans l'hémisphère avant ou arrière. Ces six mesures sont combinées et donnent:

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} (\text{LEP}) = 0,23189 \pm 0,00024$$

La mesure effectuée par SLD repose sur l'asymétrie droite-gauche des leptons (A_{LR}) profitant de la forte polarisation des faisceaux:

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} (\text{SLD}) = 0,23109 \pm 0,00029$$

Cet écart bien que relativement faible (entre 2 et 3σ) aura des conséquences importantes car $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ est l'une des observables les plus sensibles à la masse du Higgs.

La dernière ligne du tableau indique la contribution des quarks légers à la valeur de $\alpha(m_Z^2)$. Les corrections radiatives au propagateur du photon sont dues aux boucles de leptons, de quarks légers et de quark top:

$$\alpha(m_Z^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha_\ell(m_Z^2) - \Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) - \Delta\alpha_{\text{top}}(m_Z^2)}$$

La contribution leptonique a été récemment calculée au troisième ordre des perturbations [13] $\Delta\alpha_\ell(m_Z^2) = 0,0314977 (\pm 11)$. La contribution du quark top dépend de sa masse et est donc calculée au cours de l'ajustement. Pour la contribution des quarks légers, une valeur conservative est employée [1]: $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) = 0,02804 \pm 0,00065$, qui aboutit à la valeur $1/\alpha(m_Z^2) = 128,878 \pm 0,090$. Cette incertitude théorique causera une erreur d'environ $1 \text{ GeV}/c^2$ sur la masse du top et d'environ $0,2$ sur $\log m_H$ après ajustement. Par exemple dans le cas d'une masse de Higgs la plus probable égale à $100 \text{ GeV}/c^2$, les erreurs seront: $m_H = 100_{-37}^{+58} \text{ GeV}/c^2$.

Une mesure récente de α_s [2] a permis de considérablement réduire l'erreur sur α^8 :

$$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) = 0,02784 \pm 0,00026 \Rightarrow 1/\alpha(m_Z^2) = 128,905 \pm 0,036$$

Les résultats obtenus pour différents ajustements sont représentés sur la figure 5.9. La première figure compare dans un plan $m_W - m_t$ le résultat d'ajustements incluant ou non ces masses. On remarque que les masses mesurées sont légèrement supérieures à celles prédites par mesure indirecte. La prise en compte de la mesure de m_t a tendance à favoriser des masses de Higgs plus élevées. En incluant les mesures de m_W et m_t dans l'ajustement, la masse du Higgs est inférieure à $146 \text{ GeV}/c^2$ (à 68 % de niveau de confiance). En les excluant, on obtient $m_H \lesssim 75 \text{ GeV}/c^2$ (68 % CL).

La seconde figure représente la variation du χ^2 de l'ajustement en fonction de la masse du Higgs. Les faibles valeurs de Higgs sont favorisées. En utilisant la valeur conservative de $\alpha(m_Z^2)$, on obtient:

$$m_H = 71_{-41}^{+75} \text{ GeV}/c^2 \quad \text{et} \quad m_H < 220 \text{ GeV}/c^2 \quad (95 \% \text{ CL})$$

Ces indices constituent la principale motivation pour rechercher un Higgs dans le domaine de masse de LEP2. Toutefois les observables électrofaibles utilisées dans l'ajustement influencent très différemment la masse du Higgs. La figure 5.10 indique les masses de Higgs les plus probables ainsi que la limite supérieure à 95 % de niveau de confiance lorsqu'on retire la mesure de l'une des observables électrofaibles. On distingue clairement deux effets: La mesure de la masse du quark top au Tevatron a tendance à "tirer vers le haut" la masse du Higgs. Si l'on supprime cette mesure de l'ajustement la limite sur la masse du Higgs passe à:

$$m_H < 164 \text{ GeV}/c^2 \quad (95 \% \text{ CL})$$

8. Une mesure encore plus récente [15], ($\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) = 0,02763 \pm 0,00016$ entraînant $1/\alpha(m_Z^2) = 128,933 \pm 0,021$) n'a pas encore été exploitée dans la procédure d'ajustement des paramètres du modèle standard.

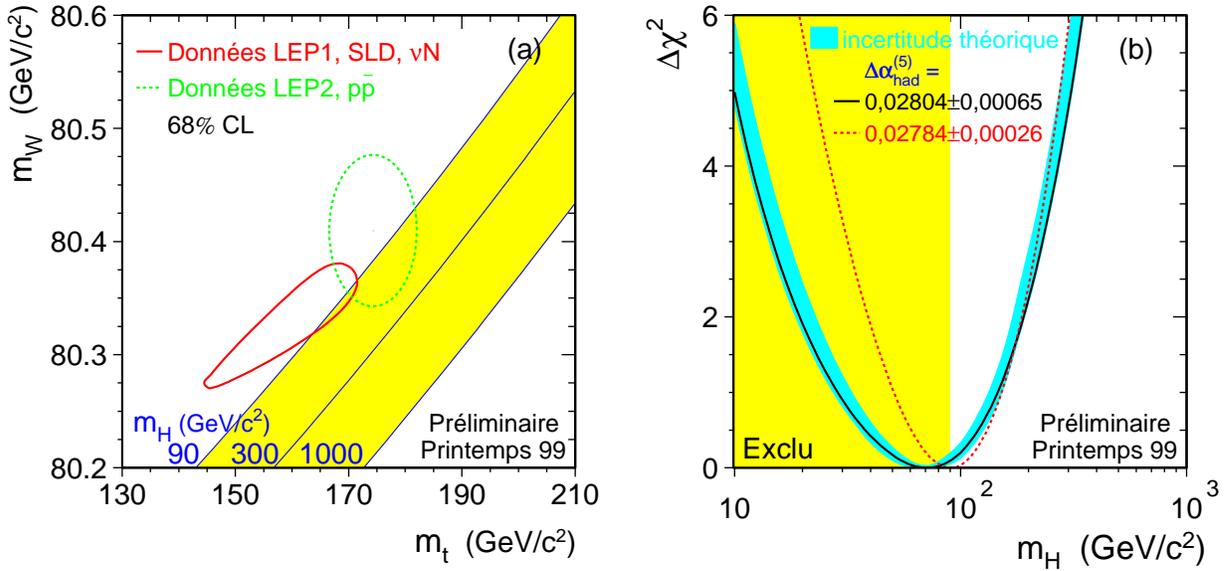


FIG. 5.9 – (a) Mesures directes et indirectes des masses du boson W et du quark top . Le contour en trait pointillé représente la région compatible (à 68% de niveau de confiance) avec les mesures directes de m_W au LEP et au Tevatron et de m_t au Tevatron. La mesure indirecte (contour en trait plein) est réalisée à partir des données de LEP1, SLD et des expériences de diffusion profondément inélastique de neutrinos sur des noyaux. La prédiction théorique du modèle standard est représentée par une bande grise correspondant à des valeurs de m_H allant de 70 à 1000 GeV/c^2 . – (b) Variation du χ^2 de l'ajustement entre mesures des observables électrofaibles et prédiction théorique du modèle standard en fonction de m_H . Le résultat de l'ajustement utilisant la détermination récente de $\alpha(m_Z^2)$ est représenté par la ligne pointillée [12].

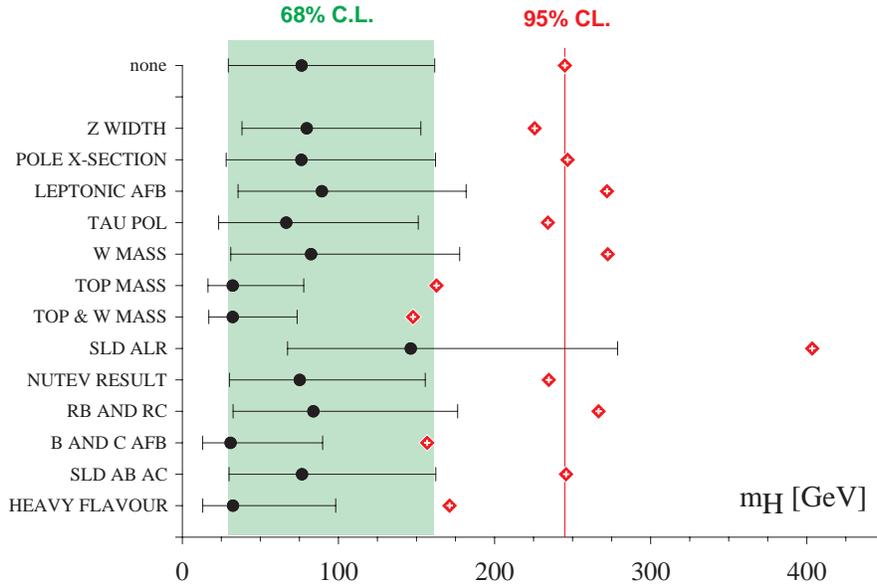


FIG. 5.10 – Limite sur la masse du boson de Higgs obtenue après un ajustement où l'une des mesures des observables électrofaibles n'est pas utilisée [12].

La mesure de $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lep t}}$ par SLC “tire” la masse du Higgs vers le bas. Lorsqu’on supprime cette observable de l’ajustement la valeur moyenne de la masse du Higgs passe de 71 à 146 GeV/c². De plus cette mesure est l’une des plus sensibles à la masse du Higgs, si bien que la contrainte sur m_{H} est beaucoup moins stricte lorsqu’on n’utilise pas cette mesure:

$$m_{\text{H}} < 404 \text{ GeV}/c^2 \text{ (95 \% CL)}$$

Recherche directe à LEP1 – Le boson de Higgs a été activement recherché dans les données collectées à la résonance du Z à LEP1. Le mode de production dominant est le processus de Bjorken qui correspond au higgsstrahlung mais où le boson Z produit en association avec le boson de Higgs est hors couche de masse ($e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Z^*H$). Trois canaux de désintégration sont couverts: $H\nu\bar{\nu}$, He^+e^- et $H\mu^+\mu^-$, où le boson de Higgs se désintègre hadroniquement. Les analyses consacrées aux canaux He^+e^- et $H\mu^+\mu^-$ présentent cependant une légère sensibilité aux processus ($H \rightarrow \tau^+\tau^-$)($Z^* \rightarrow \text{hadrons}$) et ($H \rightarrow \text{hadrons}$)($Z^* \rightarrow \tau^+\tau^-$). Aucun signal de la présence du Higgs n’a été décelé. Les limites d’exclusion sur la masse du Higgs qui en résulte sont indiquées dans le tableau 5.2. Une limite inférieure sur m_{H} de 65,2 GeV/c² (à 95 % de niveau de confiance) est obtenue en combinant les résultats des 4 expériences LEP.

	Nombre de Z en milliers	Luminosité intégrée	Limite observée sur m_{H} (95 % CL)
ALEPH	4507	$\sim 170 \text{ pb}^{-1}$	63,9 GeV/c ²
DELPHI	~ 1000	35 pb ⁻¹	55,7 GeV/c ²
L3	3050	114 pb ⁻¹	60,2 GeV/c ²
OPAL	~ 4300	160 pb ⁻¹	59,6 GeV/c ²

TAB. 5.2 – Limites d’exclusion sur la masse du boson de Higgs standard, obtenue en analysant les données collectées à LEP1. Les limites indiquées correspondent aux résultats publiés par les 4 expériences LEP [14]. ALEPH et OPAL exploitent l’intégralité de la statistique obtenue à LEP1 tandis que les résultats de L3 se restreignent aux données enregistrées entre 1991 et 1994 et ceux de DELPHI aux données de 1991 et 1992 uniquement.

5.1.5 Faiblesses du modèle standard

Unification des couplages et quantification de la charge électrique – Le modèle standard souffre d’un grand nombre de paramètres libres (au moins 18) qui nuisent à sa prédictivité. Nous avons abordé le problème de la trivialité du secteur scalaire qui fait que le modèle standard ne peut être valable que jusqu’à une échelle d’énergie proche du pôle de Landau. Le modèle standard est donc perçu comme une théorie effective à basse énergie d’une théorie plus fondamentale. Il n’est pas déraisonnable de penser qu’au sein de telles théories les interactions fortes et électrofaibles sont unifiées. C’est en tout cas un des buts de la physique de tenter de décrire la nature avec toujours moins de postulats et de paramètres libres. Les théories typiques de grande unification [16] (reposant sur les groupes SU(5) ou SO(10)) apporte un éclairage nouveau sur les relations entre certains paramètres libres du modèle standard. L’hypercharge a par exemple été introduite “à la main” dans la construction du modèle standard en respectant la règle $q = I_3 + Y/2$, afin de reproduire la quantification de la charge électrique observée expérimentalement (ie le rapport fractionnaire entre charge des leptons et charges des quarks). Les théories de grande unification (GUT) en regroupant quark et lepton au sein de même multiplet d’un groupe de jauge englobant $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ fournissent une explication à la quantification de la charge électrique⁹. Toutefois les théories postulant une structure sous-jacente aux quarks et aux leptons offrent également une explication naturelle à la quantification de la charge.

9. Dans le cadre de la théorie GUT reposant sur SU(5), les fermions du modèle standard de chaque famille (ou génération) sont regroupés dans les représentations $\bar{\mathbf{5}}$ et $\mathbf{10}$:

$$\bar{\mathbf{5}} = (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}) + (\mathbf{1}, \mathbf{2}) = \{d^c, L\}, \quad \mathbf{10} = (\mathbf{3}, \mathbf{2}) + (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}) + (\mathbf{1}, \mathbf{1}) = \{Q, u^c, e^c\}.$$

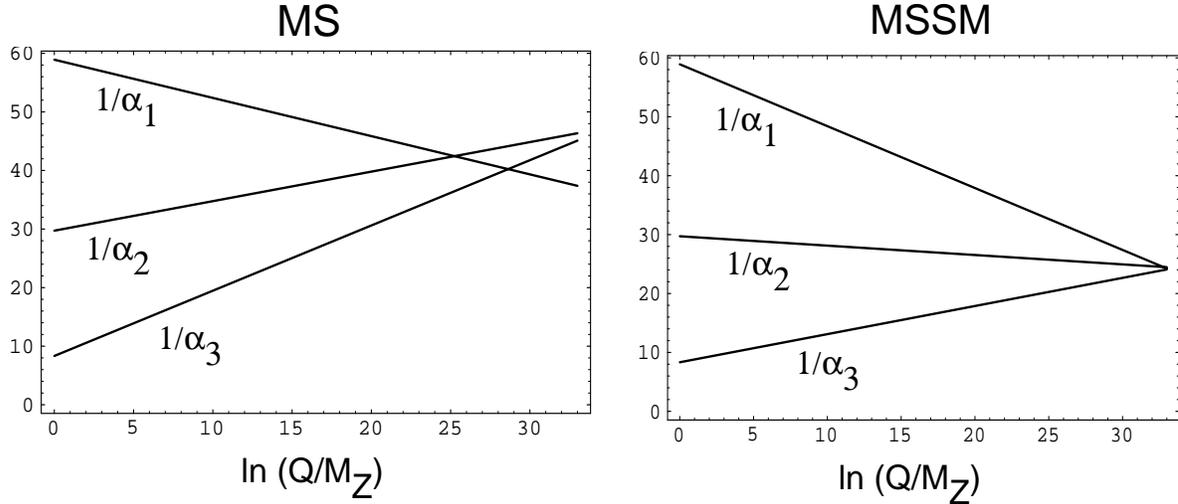


FIG. 5.11 – Évolution des constantes de couplage des interactions fortes et électrofaibles ($\alpha_1 = 5/3(\alpha_{QED}/\cos^2\theta_W)$, $\alpha_2 = \alpha_{QED}/\sin^2\theta_W$, $\alpha_3 = \alpha_s$) en fonction de l'échelle d'énergie Q . À gauche est représentée l'évolution dans le cadre du modèle standard et à droite dans le cadre du MSSM [17].

Les prédictions des théories de grande unification doivent bien sûr être en accord avec les mesures expérimentales. A l'échelle de grande unification (Λ_{GUT}), les théories GUT prédisent un angle de Weinberg égal à : $\sin^2\theta_W(m_{GUT}) = 3/8$. Les quantités physiques évaluées à différentes échelles d'énergie sont reliées par le biais des équations du groupe de renormalisation à condition que le modèle demeure perturbatif à toutes ces échelles d'énergie. Ces équations dépendent bien sûr du modèle dans lequel on se place. Dans le cadre de la simple extension du modèle standard au groupe SU(5), la valeur de l'angle de Weinberg prédite théoriquement devient à l'échelle électrofaible : $\sin^2\theta_W(m_Z) = 0,2067 \pm 0,0015$. Cette prédiction est en complet désaccord avec la mesure expérimentale (moyenne mondiale au printemps 1999) : $\sin^2\theta_W(m_Z) = 0,2316 \pm 0,0002$.

Un second problème réside dans la durée de vie du proton. Les théories GUT regroupent leptons et quarks au sein de mêmes multiplets et autorisent la désintégration du proton. Des limites expérimentales très strictes existent sur la durée de vie du proton : le mode $p \rightarrow e^+\pi^0$ a par exemple été recherché, aboutissant à une limite sur la durée de vie "partielle" $\tau_p > 5,5 \cdot 10^{32}$ ans. L'extension du modèle standard à SU(5) ou SO(10) ne satisfait cette contrainte.

Ces deux derniers exemples ($\sin^2\theta_W$ et τ_p) montrent qu'une théorie postulant l'unification des couplages à une échelle de grande énergie et reposant sur le modèle standard à basse énergie ne permet pas de reproduire les résultats des mesures expérimentales.

Inversement nous pouvons tenter de voir si le modèle standard prédit, ou tout du moins donne un indice d'une grande unification. On utilise pour cela les observables les mieux mesurées pour déterminer les couplages à l'échelle électrofaible, puis on calcule l'évolution de ces couplages à des échelles d'énergie plus élevées. Le résultat est représenté sur la figure 5.11 de gauche. On voit clairement que les trois constantes de couplage n'ont pas de valeur commune à une échelle d'énergie donnée (*ie* elles ne se coupent pas en un même point)¹⁰.

Le modèle standard ne constitue donc pas un bon candidat sur le chemin menant vers la grande unification.

Les quarks *down* de chiralité droite (d^c) et les doublets de leptons (L) appartiennent à la même représentation de SU(5), de plus les générateurs du groupe SU(5) sont de trace nulle (en particulier la charge électromagnétique), il en découle une relation de quantification de la charge électrique valable pour chaque famille de fermions : $3q_{d^c} + q_e = 0$.

10. Dans le cadre du modèle standard, l'unification des trois constantes de couplage à une échelle d'énergie quelconque a été exclue à 8 déviations standard en utilisant les équations du groupe de renormalisation à l'ordre de deux boucles [18].

Problème de la gravitation – Le modèle standard ne traite pas du cas de la gravitation. Les effets de cette force ne peuvent plus être négligés lorsqu'on approche de l'échelle de Planck ($\Lambda_{Pl} \sim 10^{19}$ GeV). Un traitement quantique de la gravitation devient alors nécessaire.

Problème de naturalité – Les correction radiatives sur le propagateur du boson de Higgs sont quadratiquement divergentes:

$$\delta m_H^2 \sim \lambda \int \frac{d^4 k}{k^2 - m^2}$$

Le modèle standard est une théorie renormalisable et on peut donc procéder à une régularisation afin d'absorber ces divergences. La masse physique $m_{H,r}$ s'exprime en fonction de la masse nue (non physique) $m_{H,0}$:

$$m_{H,r} = m_{H,0} + \delta m_H$$

On voudrait maintenant que le modèle standard soit valable jusqu'à une échelle d'énergie Λ , l'échelle de Planck par exemple. La correction radiative δm_H est calculée en intégrant la quadri-impulsion de la particule (boucle de fermion ou de boson) jusqu'à l'échelle d'énergie maximale à laquelle le modèle standard reste valable, c'est à dire Λ :

$$\delta m_H^2 = m_{H,r} - m_{H,0} \sim \lambda \Lambda^2$$

Dans le cas où l'échelle de nouvelle physique Λ est donnée par la masse de Planck, la masse nue devra être ajustée par plus de 30 ordres de grandeurs si l'on souhaite obtenir une masse physique de l'ordre de l'échelle électrofaible. C'est le problème dit de naturalité. Il faut bien voir que ce problème n'intervient que si et seulement si on interprète le modèle standard comme un théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale se manifestant à haute énergie. Le *cut-off* Λ utilisé dans les procédures de régularisation devient alors une quantité physique directement reliée à l'échelle d'énergie à laquelle la nouvelle physique se manifeste. Les corrections radiatives sur la masse du Higgs posent donc problème uniquement lorsqu'on suppose que le modèle standard est une théorie effective, car il ne permet pas l'unification des couplages électrofaibles et fort et parce qu'il n'inclut pas de traitement quantique de la gravitation.

Structure en famille et hiérarchie des masses – Le modèle standard ne fournit aucune explication sur l'origine de la structure répétée des familles de fermions, ni sur le nombre observé de familles (trois). Il n'explique pas non plus la hiérarchie des masses entre familles, ni le découplage de la troisième famille (*ie* couplage beaucoup plus faible entre 2^e et 3^e famille que entre 1^e et 2^e famille). Faut-il y voir une structure sous-jacente aux quarks et aux leptons (*compositness*), ou bien est-ce dû à une symétrie horizontale entre familles?

Masse non nulle du neutrino – Des résultats expérimentaux récents semblent indiquer que les neutrinos sont massifs [19]. La masse des neutrinos peut être obtenue dans le cadre du modèle standard en introduisant une composante droite du neutrino et en invoquant le mécanisme de Higgs comme cela est fait pour les autres fermions. Mais le modèle standard ne fournit pas d'origine au très faible couplage des neutrinos au champ scalaire (*ie* les faibles masses des neutrinos comparés à celles des leptons chargés) et surtout, il n'explique pas pourquoi les composantes droites des neutrinos ne sont pas observées. La mise en évidence des oscillations de neutrinos pourraient constituer la première brèche expérimentale dans le modèle standard qui a résisté à toutes les attaques des mesures de précision depuis plus de trente ans. Nous allons maintenant voir comment le modèle standard peut être étendu pour introduire de manière naturelle la masse des neutrinos. Les conséquences phénoménologiques pourront être importantes, en particulier pour la recherche du boson de Higgs au LEP.

5.2 Modèles avec majoron

On présente ici l'extension la plus simple du modèle standard permettant de rendre compte naturellement de la masse non nulle des neutrinos. On décrit plus particulièrement le secteur scalaire et les conséquences pour la recherche de bosons de Higgs au LEP.

5.2.1 Mécanisme de bascule (*seesaw*)

Plusieurs expériences ont récemment mis en évidence des anomalies dans le secteur des neutrinos [19], qui peuvent s'interpréter comme des oscillations entre différentes espèces de neutrinos que si ces derniers sont massifs¹¹. En outre la masse des neutrinos est contrainte par différentes mesures expérimentales [20]:

$$m_{\nu_e} < 15 \text{ eV}/c^2, \quad m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}/c^2, \quad m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV}/c^2.$$

Il faut donc trouver un mécanisme qui permette d'engendrer la masse des neutrinos et qui soit capable d'expliquer les valeurs très faibles de ces masses comparées à celles des partenaires leptoniques chargés. Les termes de masses du type $m\bar{\ell}_L\ell_R$ sont proscrits car ils violent l'invariance de jauge du lagrangien. Nous avons vu qu'il était possible d'engendrer les masses par le biais du mécanisme de Higgs. Les fermions se couplent au champ de Higgs et lorsque la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée spontanément en $U(1)_{em}$, le champ de Higgs acquiert une valeur non nulle dans le vide qui engendre la masse des fermions:

$$\lambda\bar{\ell}_L\Phi\ell_R \rightarrow \underbrace{\lambda\langle\Phi\rangle}_{m}\bar{\ell}_L\ell_R.$$

Ce mécanisme est parfaitement applicable aux neutrinos, mais il n'explique pas pourquoi la constante de couplage de Yukawa λ_1 , que l'on fixe "à la main", est si faible et surtout il ne donne aucune explication à la non observation de la composante droite du neutrino. La solution la plus élégante à ce problème réside dans les modèles dits de bascule (*seesaw*). A chaque neutrino, on associe un singulet de chiralité droite N_R comme pour tous les autres fermions. Cependant ce singulet a la propriété d'avoir des nombres quantiques nuls sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il ne porte ni couleur, ni isospin, ni hypercharge¹². Particule et anti-particule portent donc les mêmes charges et on dit que N_R est une particule de Majorana. Des termes de masse de Majorana sont alors possibles :

$$M\overline{N}_L^c N_R,$$

où ces termes ne brisent aucune symétrie de jauge ($\Delta I = 0$) et peuvent donc être aussi grands qu'on le souhaite. Des termes de masse de Dirac sont également possibles :

$$m\bar{\nu}_L N_R.$$

Ce terme est associé à une variation d'isospin $\Delta I = 1/2$, qui comme dans le cas des autres fermions est "absorbé" par un couplage au champ de Higgs. La masse m est donc de l'ordre de l'échelle électrofaible:

$$m = \frac{\lambda v}{\sqrt{2}} \sim 100 \text{ GeV}/c^2.$$

Si l'on autorise à la fois des termes de masse de Dirac et de Majorana, la matrice de masse pour une famille donnée de neutrino se diagonalise comme (dans la limite $m \gg M$):

$$\begin{array}{cc} \nu_L & N_L^c \\ \left(\begin{array}{cc} 0 & m \\ m & M \end{array} \right) & \begin{array}{c} \nu_R^c \\ N_R \end{array} \end{array} \longrightarrow \begin{array}{cc} \left(\begin{array}{cc} m^2/M & 0 \\ 0 & M \end{array} \right) \end{array}$$

11. Après une distance L , la probabilité qu'un neutrino est changé de saveur est donnée par:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\delta m^2 L}{4E}\right),$$

où θ est l'angle de mélange entre les deux familles, E est l'énergie du neutrino et $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$.

12. Le neutrino n'est pas chargé électriquement, le singulet d'isospin N_R ($I_3 = 0$) porte donc une hypercharge nulle ($Y = 2(q - I_3)$).

Plus la masse de Majorana du singulet N_R est grande, plus la masse du neutrino gauche est faible ($m_\nu = m^2/M$). Ce mécanisme de bascule présente deux avantages: il permet d'engendrer naturellement la faible masse des neutrinos gauches. Pour obtenir des masses de neutrinos gauche de l'ordre de $0,1 \text{ eV}/c^2$, il suffit de choisir M de l'ordre de $10^{14} \text{ GeV}/c^2$. Par ailleurs, la masse M très élevée de N_R permet d'expliquer pourquoi le neutrino droit n'a jamais été observé. En outre, le terme de masse de Majorana viole la conservation du nombre leptonique. Mais ce dernier n'est pas un nombre quantique de jauge et n'est donc pas nécessairement conservé. La violation du nombre leptonique peut de plus échapper à la détection du fait que M est très élevée.

5.2.2 Secteur scalaire

Le terme de masse de Majorana a été introduit artificiellement en se fondant seulement sur le fait qu'il respectait l'invariance de jauge. Il peut être introduit plus naturellement dans le cadre de théories incluant un groupe de jauge supplémentaire $U(1)_{B-L}$, où la charge conservée est la différence entre nombre baryonique (B) et nombre leptonique (L). Les termes de masses de Majorana apparaissent en invoquant une nouvelle fois le mécanisme de Higgs. Dans le modèle minimal, on introduit un champ scalaire supplémentaire η , singulet d'isospin et qui porte une charge leptonique égale à 2 (*ie* $B-L=2$). Le couplage du neutrino N_R au champ scalaire η engendre la masse de Majorana:

$$\lambda_2 \eta \overline{N_L^c} N_R \rightarrow \underbrace{\lambda_2 \langle \eta \rangle}_{M} \overline{N_L^c} N_R.$$

Lorsque le champ scalaire η développe une valeur moyenne non nulle dans le vide ($\langle \eta \rangle \sim v_2$), la symétrie sous $U(1)_{B-L}$ est brisée.

En résumé, le secteur scalaire du modèle le plus simple se compose de deux champs scalaires complexes Φ et η respectivement doublet et singulet d'isospin:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + \phi_4(x) \end{pmatrix}, \quad \eta(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_5(x) + i\phi_6(x)],$$

qui sont soumis au potentiel:

$$V(\Phi, \eta) = \mu_1^2 \Phi^\dagger \Phi + \mu_2^2 \eta^\dagger \eta + \lambda_1 (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \lambda_2 (\eta^\dagger \eta)^2 + \delta (\Phi^\dagger \Phi) (\eta^\dagger \eta)$$

On développe alors les champs scalaires autour de leur valeur moyenne dans le vide (*ie* autour des minima du potentiel) $\langle \Phi \rangle = v_1/\sqrt{2}$ et $\langle \eta \rangle = v_2/\sqrt{2}$:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\vec{\sigma} \cdot \vec{\xi}(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 + h_1(x) \end{pmatrix}, \quad \eta(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v_2 + h_2(x) + ig(x)]$$

La quantité v_1 représente l'échelle à laquelle est brisée la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ et v_2 l'échelle à laquelle est brisée la symétrie sous $U(1)_{B-L}$. On définit l'angle β par le rapport de ces échelles:

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

En faisant le choix de jauge unitaire, on absorbe trois bosons de Goldstone du champ Φ (contenus dans $\vec{\xi}(x)$) qui donnent le degré de polarisation longitudinale des bosons W^\pm et Z . Le potentiel fait apparaître trois champs physiques:

- un boson de Goldstone de masse nulle $J \equiv Im(\eta) = g(x)$, appelé majoron;
- deux scalaires neutres et massifs H_1 et H_2 , les bosons de Higgs. Les champs physiques H_1 et H_2 (états propres de masse) sont une superposition des états propres de jauge h_1 et h_2 :

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}$$

L'angle de mélange θ ainsi que les masses M_1 et M_2 des bosons de Higgs sont reliés aux paramètres du potentiel par :

$$\begin{aligned} 2\delta v_1 v_2 &= (M_2^2 - M_1^2) \sin 2\theta \\ 2\lambda_1 v_1^2 &= M_1^2 \cos^2 \theta + M_2^2 \sin^2 \theta \\ 2\lambda_2 v_2^2 &= M_1^2 \sin^2 \theta + M_2^2 \cos^2 \theta \\ \tan 2\theta &= -\frac{\delta\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 v_1^2 - \lambda_2 v_2^2} \end{aligned}$$

Les masses M_1 et M_2 , l'angle de mélange θ et le rapport des valeurs moyennes dans le vide des champs scalaires $\tan \beta$ peuvent être choisis comme paramètres indépendants à partir desquels tout le secteur scalaire est déterminé.

Nous avons vu que dans le mécanisme de bascule, l'échelle à laquelle devait être brisée la symétrie $U(1)_{B-L}$ devait être suffisamment élevée pour obtenir des neutrinos de basse masse :

$$m_\nu \sim m^2/M \sim \frac{\lambda_1^2 v_1^2}{\lambda_2 v_2}$$

La brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se produit à l'échelle électrofaible ($v_1 \sim 100$ GeV), donc pour obtenir des neutrinos légers (disons $m_\nu \sim 0,1$ eV/ c^2), il faut :

$$v_2 \sim \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2} 10^{14} \text{ GeV.}$$

La brisure de $U(1)_{B-L}$ se produit donc probablement à haute énergie, les petites valeurs de $\tan \beta$ sont donc favorisées. Toutefois les couplages de Yukawa λ_1 et λ_2 (ou de manière équivalente M_1 et M_2) sont libres, de grandes valeurs de $\tan \beta$ sont donc possibles même si elles apparaissent moins naturelles.

Par ailleurs, ce modèle minimal de bascule (*seesaw*) avec majoron s'insère naturellement dans les théories de grande unification. L'ensemble des fermions constituant une famille du modèle standard peut être regroupé dans les représentations $\mathbf{10} + \mathbf{5}$ du groupe de grande unification $SU(5)$. Le neutrino droit N_R est introduit sous la forme d'un singulet de $SU(5)$. Le nombre de total de singulets est entièrement libre et n'est donc pas forcément égal à trois. Dans le cas du groupe de grande unification $SO(10)$, l'ensemble des fermions d'une famille, y compris les neutrinos droits, sont regroupés au sein de la représentation de dimension 16. Le nombre de neutrinos droits est donc nécessairement égal au nombre de familles.

5.2.3 Modes de production et de désintégration des bosons de Higgs

Les bosons de Higgs peuvent être produits par higgsstrahlung comme dans le cas du modèle standard. Le champ scalaire supplémentaire η est un singulet de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et ne se couple donc pas aux bosons de jauge. Les champs physiques H_1 et H_2 se couplent donc au boson Z uniquement par l'intermédiaire de leur composante h_1 (issue du champ scalaire Φ) :

$$\mathcal{L}_{H_i ZZ} = (\sqrt{2}G_F)^{1/2} m_Z^2 g_{H_i ZZ} Z_\mu Z^\mu H_i, \quad \text{avec } i = 1, 2.$$

Le facteur $g_{H_i ZZ}$ est indiqué dans le tableau 5.3. La section efficace de production du boson de Higgs H_1 (*resp.* H_2) est donc réduite par un facteur $\cos^2 \theta$ (*resp.* $\sin^2 \theta$) par rapport au modèle standard.

Quand on injecte dans le potentiel scalaire l'expression du champ η développé autour de sa valeur moyenne dans le vide, on obtient un terme de couplage entre le majoron et les bosons de Higgs :

$$\mathcal{L}_{H_i JJ} = \frac{(\sqrt{2}G_F)^{1/2}}{2} \tan \beta (M_2^2 \cos \theta H_2 - M_1^2 \sin \theta H_1) J^2.$$

La largeur de désintégration des bosons de Higgs en paire de majorons est donc donnée par :

$$\Gamma(H_i \rightarrow JJ) = \frac{\sqrt{2}G_F}{32\pi} M_i^3 g_{H_i JJ}, \quad \text{avec } i = 1, 2$$

Φ	$g_{\Phi ZZ}$	$g_{\Phi JJ}$	$g_{\Phi b\bar{b}}$
H_1	$\cos \theta$	$\tan \beta \sin \theta$	$\cos \theta$
H_2	$-\sin \theta$	$\tan \beta \cos \theta$	$-\sin \theta$

TAB. 5.3 – Couplages des bosons de Higgs (H_1 et H_2) au boson Z ($g_{\Phi ZZ}$), au majoron ($g_{\Phi JJ}$) et au quark b ($g_{\Phi b\bar{b}}$).

et où M_i est la masse du boson de Higgs et $g_{H_i JJ}$ est donné dans le tableau 5.3. Le majoron est un singulet de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ (il ne porte ni couleur, ni isospin, ni hypercharge) et se découple donc du secteur des fermions et des bosons de jauge du modèle standard. Il n'interagit que très faiblement avec la matière, uniquement par l'intermédiaire de boson de Higgs ou de neutrinos de Majorana (qui sont aussi singulets). La désintégration d'un boson de Higgs en majoron échappe donc la plupart du temps à la détection et est dite invisible.

Les largeurs de désintégrations en quarks b sont également affectées par le mélange entre les champs Φ et η :

$$\Gamma(H_i \rightarrow b\bar{b}) = \frac{3\sqrt{2}G_F}{8\pi} M_i m_b^2 g_{H_i b\bar{b}}, \quad \text{avec } i = 1, 2$$

et où $g_{H_i b\bar{b}}$ est donné dans le tableau 5.3.

Les bosons de Higgs se désintégreront préférentiellement de manière invisible ou en quark b suivant le mélange entre les bosons de Higgs et l'échelle à laquelle est brisée $U(1)_{B-L}$:

$$\frac{\Gamma(H_1 \rightarrow JJ)}{\Gamma(H_1 \rightarrow b\bar{b})} = \frac{1}{12} \left(\frac{M_1}{m_b} \right)^2 \tan^2 \beta \tan \theta$$

Dans le cas du second boson de Higgs H_2 , un résultat similaire est obtenu en remplaçant $\tan \theta$ par $\cotan \theta$.

5.3 Extension minimale supersymétrique du modèle standard

Une réponse à certains problèmes du modèle standard est apportée en postulant une symétrie supplémentaire d'espace-temps, appelée supersymétrie, qui transforme les bosons en fermions et inversement. A chaque boson du modèle standard (spin 1) correspond un partenaire fermionique (spin 1/2) appelé jaugino. De même à chaque fermion du modèle standard est associé un partenaire supersymétrique de spin 0 appelé sfermion. Le contenu en particules est donc considérablement élargi par rapport au modèle standard (*cf.* tableau 5.4). On définit la R-parité de chaque particule comme $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ où B et L sont les nombres baryonique et leptonique et S est le spin. Les particules "standard" seront donc de R-parité positive ($R_p = +1$) tandis que les partenaires supersymétriques auront une R-parité négative ($R_p = -1$). Suivant les modèles, on postulera ou non que la R-parité est conservée lors des interactions. Par ailleurs, la supersymétrie prévoit que les particules standards et leurs partenaires supersymétriques sont dégénérés en masse. Or aucune particule scalaire élémentaire (une particule de spin 0 et de masse égale à celle de l'électron par exemple) n'a été observée expérimentalement. La supersymétrie doit donc être nécessairement brisée.

Intéressons nous maintenant aux atouts offerts par la supersymétrie:

Naturalité – L'ajout de partenaires supersymétriques permet de régler le problème de la divergence quadratique de la masse du boson de Higgs. Nous avons vu que les corrections radiatives étaient de la forme:

$$\delta m_{H,SM}^2 \sim \lambda \int \frac{d^4 k}{k^2 - m^2} \sim \lambda(\Lambda^2 - m^2),$$

Particules "standard"	Partenaires supersymétriques			
	États propres de jauge		États propres de masse	
	Symbole	Nom	Symbole	Nom
q = u,d,s, c,b,t	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	squark
$\ell = e, \mu, \tau$	$\tilde{\ell}_L, \tilde{\ell}_R$	slepton	$\tilde{\ell}_1, \tilde{\ell}_2$	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	\tilde{g}	gluino	\tilde{g}	gluino
W^\pm	\tilde{W}^\pm	wino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	charginos
H_1^-	\tilde{H}_1^-	higgsino		
H_2^+	\tilde{H}_2^+	higgsino		
γ	$\tilde{\gamma}$	photino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralinos
Z	\tilde{Z}	zino		
H_1^0	\tilde{H}_1^0	higgsino		
H_2^0	\tilde{H}_2^0	higgsino		
$\begin{pmatrix} W^3 \\ B \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{W}^3 \\ \tilde{B} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{wino} \\ \text{bino} \end{pmatrix}$		

TAB. 5.4 – Liste des particules contenues dans l’extension supersymétrique du modèle standard (le secteur de Higgs n’est pas présenté ici, mais il n’est pas “caché”). Les partenaires supersymétriques sont généralement dénotée par un tilde. Les états propres de masses (colonnes 4 et 5) sont des superpositions linéaires des états propres de jauge (colonnes 2 et 3). Le photino et le zino sont comme dans le cas du modèle standard une superposition du bino et wino neutre, avec un angle de mélange identique à celui du modèle standard ($\tilde{\gamma} = \cos \theta_W \tilde{B} + \sin \theta_W \tilde{W}^3$ et $\tilde{Z} = -\sin \theta_W \tilde{B} + \cos \theta_W \tilde{W}^3$).

où m est la masse de la particule intervenant dans la boucle sur le propagateur du Higgs. Du fait du principe de Pauli, la contribution due aux partenaires supersymétriques est exactement opposée $\delta m_{H,SUSY}^2 \sim -\lambda(\Lambda^2 - \tilde{m}^2)$, si bien que les divergences s’annulent. Toutefois comme la supersymétrie est brisée des corrections proviennent de la différence de masse entre les particules standards et leurs partenaires supersymétriques:

$$\delta m_H^2 \sim \lambda(\tilde{m}^2 - m^2).$$

Il n’est plus nécessaire d’avoir un ajustement fin peu naturel, pour obtenir une masse de Higgs de l’ordre de l’échelle électrofaible (c’est à dire très petite devant l’échelle de nouvelle physique Λ), à condition que la différence de masse entre partenaires ne soit pas trop élevée. La stabilité du secteur de Higgs est donc la principale motivation pour une supersymétrie réalisée à l’échelle électrofaible.

Unification des couplages – Les modèles supersymétriques ont un contenu beaucoup plus grand en particules, ce qui modifie l’évolution des constantes de couplage (cf. figure 5.11): les trois constantes de couplage convergent vers une même valeur à une échelle d’énergie d’environ $\Lambda_{GUT} \sim 2 \cdot 10^{16}$ GeV. Cette condition nécessaire aux théories de grande unification est l’un des principaux indices en faveur de la supersymétrie. On peut maintenant s’intéresser aux prédictions des théories de grande unification lorsqu’elle postule la supersymétrie. Dans le cadre du modèle SU(5), l’évolution de la valeur de $\sin^2 \theta_W$ (égale à 3/8 à l’échelle de grande unification) vers les basses énergies est modifiée par les contributions des partenaires supersymétriques. A l’échelle électrofaible, la valeur prédite est égale à

$\sin^2 \theta_W(m_Z) = 0,2336 \pm 0,0017$ ce qui est en très bon accord (à peine plus de un écart standard) avec la mesure expérimentale $\sin^2 \theta_W(m_Z) = 0,2316 \pm 0,0002$. Le second problème des théories GUT non supersymétriques venait du fait qu'elles engendraient une durée de vie du proton inférieure aux limites expérimentales ($\tau_p > 5,5 \cdot 10^{32}$ ans). Dans le cadre de SU(5), la désintégration du proton est médiée par des bosons de jauge X et Y dont la masse est de l'ordre de l'échelle de grande unification: $\tau_p \sim m_{GUT}^4/m_p^5$. La limite inférieure sur le temps de vie du proton aboutit à une limite sur l'échelle de grande unification $\Lambda_{GUT} \gtrsim 10^{15}$ GeV. La figure 5.11 montre que dans le cas non supersymétrique la "pseudo-unification" se produit aux alentours de 10^{14} GeV. Dans le cas supersymétrique, en revanche, l'évolution des couplages est ralentie par la contribution des partenaires supersymétriques (principalement due aux jauginos) ce qui aboutit à une échelle de grande unification plus élevée $\Lambda_{GUT} \sim 2 \cdot 10^{16}$ GeV. Le temps de vie du proton est près de 200 fois plus long que dans le cas non supersymétrique et respecte alors les limites expérimentales.

Ces quelques résultats tendent à montrer que la supersymétrie est nécessaire à l'unification des forces forte et électrofaible. C'est en tout cas la seule voie satisfaisante connue à l'heure actuelle.

Gravitation – La supersymétrie, lorsqu'elle est rendue locale, est intimement liée aux transformations générales de l'espace-temps. Cela peut-être compris à l'aide du raisonnement simple suivant [21]: considérons l'opérateur Q de supersymétrie qui transforme les champs bosoniques en champs fermioniques: $QB = F$. Les champs fermioniques sont de dimension (en masse) $3/2$, et les champs bosoniques de dimension 1, l'opérateur Q doit donc être de dimension $1/2$ ¹³. Si on applique deux fois l'opérateur Q à un champ bosonique on doit donc obtenir un champ bosonique, mais Q^2B est de dimension deux. Appliquer deux fois un opérateur supersymétrique à un champ bosonique aboutit à ce champ bosonique multiplié par un objet de dimension un. Or le seul objet de dimension un qui soit covariant de Lorentz est la quadri-impulsion. Deux transformations supersymétriques correspondent donc à une translation. Or la relativité générale repose sur des translations locales d'espace-temps. Les modèles pour lesquels la supersymétrie est réalisée localement offre donc un cadre naturel à la gravitation. La supersymétrie locale sera appelée supergravité. Toutefois la supersymétrie ne suffit pas elle seule à construire une théorie de la gravitation prédictive à des échelles d'énergie proche de la masse de Planck. A l'heure actuelle, seuls les théories des supercordes permettent un calcul des corrections quantiques gravitationnelles.

Matière noire – Dans les modèles supersymétriques où une conservation de la R-parité est postulée, les vertex ne peuvent faire intervenir qu'un nombre pair de particules supersymétriques. Une conséquence fondamentale est que la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable. De plus les particules neutres et non colorées sont les candidats les plus favorisés, ou tout du moins les moins contraints [22]. La supersymétrie fournit donc un candidat naturel à la matière noire de l'univers (la LSP), et inversement la cosmologie pourra contraindre certaines parties des modèles supersymétriques.

Nous allons maintenant nous placer dans le cadre de l'extension supersymétrique la plus simple du modèle standard (MSSM) et où la conservation de la R-parité est postulée. Seuls les aspects phénoménologiques importants pour la recherche du Higgs à LEP2 seront abordés ici, de nombreux ouvrages pouvant être consultés pour une approche approfondie [23].

5.3.1 Secteur de Higgs du MSSM

Dans le MSSM, le mécanisme permettant d'engendrer les masses des particules demeure inchangé, à savoir une brisure de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ par l'auto-interaction d'un champ scalaire. A un doublet de Higgs (ϕ_1^0, ϕ_1^+) , la supersymétrie associe deux fermions $(\tilde{\phi}_1^0, \tilde{\phi}_1^+)$ de même hypercharge et appelés higgsinos. Pour éviter l'apparition d'anomalies dues à ces fermions supplémentaires, il faut introduire impérativement une seconde paire de fermions de charge électrique et d'hypercharge opposées. Cela est réalisée en considérant un second doublet de Higgs d'hypercharge opposée, c'est à

13. À titre d'exemple, les termes de masses fermioniques dans le lagrangien sont du type $m\bar{\Psi}\Psi$, or le lagrangien est de dimension 4 (en masse) donc le champ Ψ est de dimension $3/2$.

dire $(-\phi_2^-, \phi_2^0)$. On peut introduire ainsi autant de paires de doublets de Higgs que l'on veut sans pour autant affecter l'annulation des anomalies. Cependant l'ajout de doublets de Higgs au-delà de la première paire supprime l'une des principaux atouts de la supersymétrie: l'unification des couplages à haute énergie. Les représentations triplets (ou supérieures) de Higgs suppriment également cette convergence. En revanche, les singulets de Higgs supplémentaires n'affectent ni l'annulation des anomalies, ni l'unification des couplages.

Le modèle supersymétrique minimal (MSSM) avec exactement deux doublets de Higgs est donc la théorie la plus attractive, ainsi que ses extensions à un ou plusieurs singulets supplémentaires (NMSSM)

Le secteur de Higgs du MSSM contient deux doublets:

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

Le potentiel scalaire est formé par trois composantes:

$$V = V_D + V_W + V_{soft}$$

La première contribution V_D , appelée D -terme, correspond aux groupes de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$:

$$V_D = \sum_a \frac{1}{2} D^a D^a \quad \text{avec} \quad D^a = -g H_i^* T_{ij}^a H_j$$

On obtient donc pour les deux groupes de jauge:

$$\begin{aligned} U(1) : \quad D^1 &= -\frac{1}{2} g' (|H_2|^2 - |H_1|^2) \\ SU(2) : \quad D^a &= -\frac{1}{2} g \left(H_1^{i*} \sigma_{ij}^a H_1^j + H_2^{i*} \sigma_{ij}^a H_2^j \right) \end{aligned}$$

Et la contribution au potentiel se simplifie en:

$$\begin{aligned} V_D &= \frac{g^2}{8} \left\{ 4|H_1^* \cdot H_2|^2 - 2(H_1^* \cdot H_2)(H_2^* \cdot H_2) + (|H_1|^2 + |H_2|^2)^2 \right\} \\ &\quad + \frac{g'^2}{8} (|H_2|^2 - |H_1|^2)^2. \end{aligned}$$

La seconde contribution provient du superpotentiel W . Le seul terme autorisé par l'invariance de jauge est:

$$W = \mu \hat{H}_1 \hat{H}_2$$

où μ est le paramètre de masse du superpotentiel de Higgs. Le superpotentiel contribue au potentiel scalaire par le biais de ses dérivées par rapport aux 4 champs scalaires complexes $(\phi_1^-, \phi_1^0, \phi_2^{0*}, \phi_2^+)$ composant les deux doublets de Higgs, que nous noterons ici A_i :

$$V_W = \sum_i \left| \frac{\partial W}{\partial A_i} \right|^2$$

Le potentiel scalaire s'exprime alors par:

$$V = V_D + V_W = \mu^2 (|H_1|^2 + |H_2|^2) + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) (|H_2|^2 - |H_1|^2)^2 + \frac{g^2}{2} |H_1^* \cdot H_2|^2$$

Ce potentiel admet ses minima en $\langle H_1^0 \rangle = \langle H_2^0 \rangle = 0$, et ne permet donc pas la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Il faut de plus briser la supersymétrie si on veut rendre compte de la non-observation de partenaires supersymétriques dégénérés en masse. La solution la plus simple consiste à ajouter dans le lagrangien les termes de masse les plus généraux possibles invariants sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et qui brisent explicitement la supersymétrie, sans toutefois réintroduire de divergences quadratiques: on parle de *brisure douce*. Dans le secteur de Higgs cela revient à ajouter un terme de masse pour chacun des doublets ainsi qu'un terme de mélange entre les doublets:

$$V_{soft} = m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 + m_{12} \epsilon_{ij} \left(H_1^i H_2^j + \text{h.c.} \right)$$

Le potentiel complet s'écrit alors:

$$V = (\mu^2 + m_1^2) |H_1|^2 + (\mu^2 + m_2^2) |H_2|^2 - m_{12} \epsilon_{ij} (H_1^i H_2^j + \text{h.c.}) \\ + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{g^2}{2} |H_1^* H_2|^2$$

Il faut noter que les couplages quartiques ne sont pas libres comme dans le modèle standard, mais sont directement reliés aux constantes de couplage de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le potentiel de Higgs est donc décrit par trois combinaisons indépendantes de paramètres:

$$|\mu|^2 + m_1^2, \quad |\mu|^2 + m_2^2, \quad \text{et } m_{12}.$$

Comme dans le modèle standard, la symétrie électrofaible est brisée spontanément lorsque les champs de Higgs développent des valeurs moyennes non nulles dans le vide:

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad \text{avec } \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = v = (\sqrt{2} G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$$

On introduit par ailleurs un paramètre caractérisé par le rapport des valeurs moyennes dans le vide des champs de Higgs:

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

Pour que le potentiel scalaire soit minimum en (v_1, v_2) il faut que ses paramètres vérifient:

$$(\mu^2 + m_1^2) v_1 - m_{12}^2 v_2 + \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) (v_1^2 - v_2^2) v_1 = 0 \\ (\mu^2 + m_2^2) v_2 - m_{12}^2 v_1 + \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) (v_1^2 - v_2^2) v_2 = 0$$

De quatre paramètres libres dans le secteur de Higgs (par ex. $|\mu|^2 + m_1^2$, $|\mu|^2 + m_2^2$, m_{12} et $\tan \beta$), on passe donc à seulement deux. On développe ensuite les champs H_1 et H_2 autour de leurs valeurs moyennes dans le vide:

$$H_1^0 = v_1 + (H^0 \sin \alpha + h^0 \cos \alpha + i A^0 \cos \beta + i G^0 \sin \beta) / \sqrt{2} \\ H_1^- = H^- \sin \beta - i G^- \cos \beta \\ H_2^+ = H^+ \cos \beta + i G^+ \sin \beta \\ H_2^0 = v_2 + (H^0 \cos \alpha - h^0 \sin \alpha + i A^0 \sin \beta - i G^0 \cos \beta) / \sqrt{2}$$

On a dès à présent réexprimé les champs états propres de jauge comme une superposition linéaire des états propres de masse. Le mélange des états propres de masse (h^0 , H^0) est gouverné par l'angle α , et celui des états propres de masse (A^0 , G^0) et (H^\pm , G^\pm) par l'angle β déjà introduit précédemment. Les états propres G^\pm et G^0 sont les trois bosons de Goldstone de masses nulles qui sont absorbés par les champs W^\pm et Z en acquérant un degré de liberté longitudinal. Les 5 autres champs sont physiques et acquièrent une masse via les termes d'auto-couplage du potentiel: h^0 et H^0 sont deux bosons de Higgs neutres scalaires ($CP=+1$), A^0 est un boson de Higgs neutre pseudo-scalaire ($CP=-1$) et H^\pm sont deux bosons de Higgs chargés. La matrice de masse est obtenue en injectant l'expression des champs H_i dans le potentiel. On peut alors exprimer les masses en fonction de m_Z et de deux paramètres indépendants décrivant entièrement le secteur de Higgs, $\tan \beta$ et M_A :

$$m_Z^2 \equiv \frac{1}{2} (g^2 + g'^2) (v_1^2 + v_2^2) \\ M_A^2 \equiv m_{12}^2 \frac{v_1^2 + v_2^2}{v_1 v_2} \\ \tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1}$$

La matrice de masse peut se décomposer en trois blocs 2×2 [4]:

$$\text{Chargés:} \quad M_{\pm}^2 = \sin 2\beta (M_A^2 + m_W^2) \begin{bmatrix} \tan \beta & 1 \\ 1 & \cotan \beta \end{bmatrix}$$

$$\text{Valeurs propres: } m_{H\pm}^2 = M_A^2 + m_W^2, \quad m_{G\pm} = 0$$

$$\text{Pseudoscalaires: } M_a^2 = \sin 2\beta M_A^2 \begin{bmatrix} \tan \beta & 1 \\ 1 & \cotan \beta \end{bmatrix}$$

$$\text{Valeurs propres: } m_A^2 = M_A^2, \quad m_{G^0} = 0$$

$$\text{Scalaires: } M_s^2 = \sin 2\beta \left(\frac{M_A^2}{2} \begin{bmatrix} \tan \beta & -1 \\ -1 & \cotan \beta \end{bmatrix} + \frac{m_Z^2}{2} \begin{bmatrix} \cotan \beta & -1 \\ -1 & \tan \beta \end{bmatrix} \right)$$

Valeurs propres:

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(M_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2 + m_Z^2)^2 - 4M_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right)$$

$$\text{avec } \tan 2\alpha = \tan 2\beta \frac{M_A^2 + m_Z^2}{M_A^2 - m_Z^2}, \quad -\frac{\pi}{2} < \alpha < 0$$

Les paramètres M_A (qui s'identifie à la masse m_A) et $\tan \beta$ sont libres, et donc seule la masse du boson de Higgs neutre scalaire le plus léger h^0 admet une limite supérieure:

$$\begin{aligned} m_{H\pm} &> m_W \\ m_H &> m_Z \\ m_h &< m_A \\ m_h &< m_Z |\cos 2\beta| \end{aligned}$$

Cette contrainte très forte, prédisant un boson de Higgs en dessous de la masse du Z est due au fait que les termes quartiques du potentiel scalaire ne sont pas libres comme dans le modèle standard mais sont fixés par les constantes de couplage de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cependant ces relations sont obtenues à l'ordre des arbres; pour obtenir une limite plus précise il est nécessaire de prendre en compte les corrections radiatives. La contribution dominante vient du top et de ses partenaires supersymétriques (aux quarks top de chiralité droite et gauche t_L t_R sont associés deux scalaires notés \tilde{t}_L et \tilde{t}_R). Si la supersymétrie n'était pas brisée, les corrections dues au top et au stop s'annuleraient exactement (principe de Pauli). Mais comme la supersymétrie est brisée, des corrections non nulles apparaissent, uniquement dues à la différence de masse entre top et stop. La contrainte sur m_h devient:

$$\begin{aligned} m_h^2 &< m_Z^2 \cos^2 2\beta + \delta m_t^2 \\ & m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3\sqrt{2}G_F}{4\pi^2} m_t^4 \ln \left(\frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2} \right) \end{aligned}$$

Derrière le terme m_t^4 se dissimule la constante de couplage de Yukawa h_t identique pour le top et le stop. Le terme logarithmique reflète la différence de masse entre top et stop (il s'annule lorsque

$m_t^2 \sim m_{\tilde{t}}^2$). Il faut également prendre en compte le mélange dans le secteur du stop. Les états propres de masse \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 sont des superpositions linéaires des états propres de jauge \tilde{t}_L et \tilde{t}_R . Les masses sont les valeurs propres de la matrice:

$$\begin{pmatrix} M_Q^2 + m_t^2 + t_L m_Z^2 & m_t X_t \\ m_t X_t & M_U^2 + m_t^2 + t_R m_Z^2 \end{pmatrix}$$

avec $\begin{cases} X_t \equiv A_t - \mu \cotan\beta \\ t_L \equiv \frac{1}{2} - e_t \sin^2 \theta_W \\ t_R \equiv e_t \sin^2 \theta_W \cos 2\beta \end{cases}$

où e_t est la charge électrique du stop, M_Q , M_U et A_t sont des paramètres de brisure douce de la supersymétrie et μ est le paramètre de masse du superpotentiel de Higgs. Le paramètre X_t caractérisera le mélange des stops. On va maintenant introduire un nouveau paramètre, M_{SUSY} qui est l'échelle d'énergie à laquelle la supersymétrie se réalise. L'évolution des masses des particules devra converger vers cette valeur, qui servira donc de conditions aux limites dans le calcul des équations d'évolution. Dans la mesure où la différence de masse est faible entre stops:

$$\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2} \lesssim 0,5$$

on définira l'échelle M_{SUSY} comme:

$$M_{SUSY}^2 = \frac{m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2}{2}$$

La correction supplémentaire engendrée par le mélange des stops est donnée par [24]:

$$\delta m_{mix}^2 = \frac{3\sqrt{2}G_F}{8\pi^2} X_t^2 m_t^4 \left(2h(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) + X_t^2 f(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) \right)$$

avec $h(a, b) = \frac{1}{a-b} \ln\left(\frac{a}{b}\right)$ et $f(a, b) = \frac{1}{(a-b)^2} \left[2 - \frac{a+b}{a-b} \ln\left(\frac{a}{b}\right) \right]$

Le mélange entre stops est pris en compte par le logarithme du rapport des masses qui s'annule lorsque ces dernières sont égales. La correction est proportionnelle à m_t^4 et peut donc avoir des effets importants pour la limite supérieure sur la masse du Higgs scalaire le plus léger ($m_h^2 < m_Z^2 \cos^2 2\beta + \delta m_t^2 + \delta m_{mix}^2$). Le résultat que nous venons d'indiquer est obtenu à partir d'un potentiel effectif calculé à l'ordre d'une boucle [28]. D'autres méthodes existent. Des calculs diagrammatiques complets au premier ordre [25] et incluant les termes dominants au second ordre [26] sont disponibles. Très récemment, un calcul complet au second ordre a vu le jour [27]. Une troisième méthode consiste à injecter dans le potentiel effectif calculé à l'ordre n , l'évolution des couplages décrite par les équations du groupe de renormalisation calculées à un ordre supérieur. L'ensemble des contributions dominantes de cet ordre supérieur seront alors resommées. On dit que le potentiel effectif est amélioré par le groupe de renormalisation (RGI). L'ordre le plus haut calculé actuellement correspond à un potentiel effectif à une boucle amélioré par les équations du groupe de renormalisation calculées à l'ordre de deux boucles [31]. Cependant, il a été démontré qu'un calcul fondé sur un potentiel effectif à l'ordre des arbres et associé au RGI à l'ordre d'une boucle permettait de reproduire précisément les résultats (à moins de 2 GeV/c² sur m_h) obtenus par un RGI à l'ordre de deux boucles, à condition de choisir judicieusement l'échelle de renormalisation ($Q = m_t^{pole}$) [29]. C'est sur cette dernière méthode que reposeront les résultats de la recherche de bosons symétriques à LEP2 présentés dans cette thèse.

La figure 5.12 de gauche représente la dépendance en m_t de la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger h . La première chose à observer est le très bon accord entre le calcul RGI à une boucle et celui à deux boucles, démontrant le bien fondé de la méthode utilisée par Carena *et al.*. Les variations de m_h sont très importantes, la masse du quark top intervenant quadratiquement dans les corrections

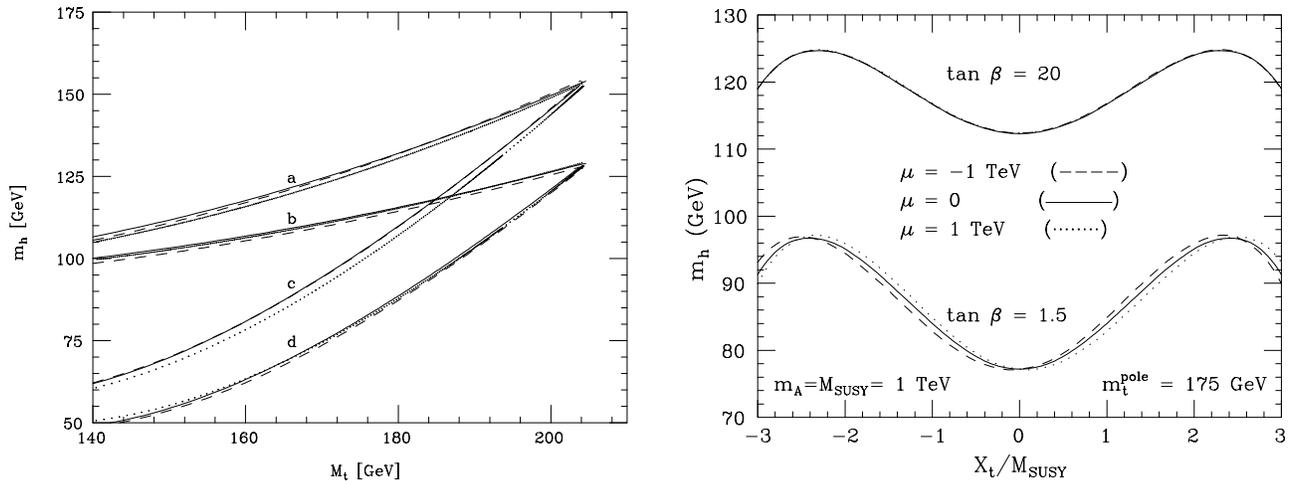


FIG. 5.12 – À gauche: masse du boson de Higgs scalaire le plus léger en fonction de la masse du top pour $M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et dans l'hypothèse de grande valeur de m_A . La ligne continue correspond au calcul à partir du potentiel effectif amélioré par le groupe de renormalisation à l'ordre de deux boucles RGI_2 , la ligne pointillée au RGI à l'ordre d'une boucle (RGI_1), et la ligne formée de point à une expression analytique approchée [29]. Quatre scénarios sont envisagés: a) $\tan\beta=15$ et mélange maximal du stop $X_t = 2,4 M_{SUSY}$; b) $\tan\beta=15$ et mélange nul $X_t = 0$; c) $\tan\beta = 1,6$ et mélange maximal $X_t = 2,4 M_{SUSY}$; d) $\tan\beta = 1,6$ et mélange nul $X_t = 0$. À droite: m_h (calculée par RGI [30]) en fonction du mélange dans le secteur du stop, pour $m_A = M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}/c^2$. Deux hypothèses de $\tan\beta$ sont envisagées, ainsi que trois valeurs du paramètre de masse μ .

radiatives. On observe également que la masse du Higgs est plus stable pour les grandes valeurs de $\tan\beta$. À la valeur mesurée expérimentalement de m_t (combinaison CDF+D0: $m_t = 174,3 \pm 5,1 \text{ GeV}/c^2$) correspond une masse de Higgs de $128 \text{ GeV}/c^2$ dans le cas “pessimiste” (grand $\tan\beta$, mélange maximum) et de $80 \text{ GeV}/c^2$ dans le cas “optimiste” (petit $\tan\beta$, mélange nul). L'effet du mélange dans le secteur des squarks sur la masse du Higgs (dans la région de m_t compatible avec la mesure au Tevatron) varie entre $20 \text{ GeV}/c^2$ pour les faibles $\tan\beta$ et $15 \text{ GeV}/c^2$ pour les hauts $\tan\beta$.

Cela peut-être vu plus facilement sur la figure 5.13 de droite représentant le comportement de m_h en fonction du mélange dans le secteur du stop, pour une masse de top égale à $175 \text{ GeV}/c^2$. Ce résultat est obtenu par une méthode distincte [30] et est entièrement compatible: l'amplitude des oscillations varie de 20 à 13 GeV/c^2 entre les faibles et les grandes valeurs de $\tan\beta$ et les masses correspondant au cas pessimiste ou optimiste sont plus basses d'à peine 3 GeV/c^2 . L'information supplémentaire apportée par cette figure concerne l'influence du paramètre de masse μ du superpotentiel de Higgs. Pour la grande valeur de m_A choisie ($1 \text{ TeV}/c^2$), les variations de m_h dues à μ n'excèdent par l'ordre du GeV et ce quel soit $\tan\beta$. Cela restera vrai pour des valeurs de m_A beaucoup plus basses dans le cas des grands $\tan\beta$. En revanche pour de faibles $\tan\beta$ et de petites masses m_A l'effet de μ sur la masse m_h peut atteindre 5 à 10 GeV/c^2 . Nous pouvons maintenant nous intéresser au comportement des deux points extrêmes de cette figure: mélange maximum et grand $\tan\beta$ résultant en une masse m_h maximale et absence de mélange et faible $\tan\beta$ aboutissant à une masse m_h minimale. Voyons comment ces extrema varient en fonction d'autres paramètres.

La courbe la plus haute de la figure 5.14 de gauche peut être interprétée comme l'évolution de la masse maximale de la figure précédente en fonction de l'échelle M_{SUSY} . L'influence de cette échelle reste limitée, m_h variant de moins de 8 GeV lorsque M_{SUSY} couvre des régions de $500 \text{ GeV}/c^2$ à $2 \text{ TeV}/c^2$. La masse “maximale” demeure supérieure à $120 \text{ GeV}/c^2$. En revanche dans le cas “optimiste” (cf. figure 5.14 de droite), la masse “minimale” m_h est fortement corrélée avec M_{SUSY} . Si la supersymétrie est brisée à basse énergie, le boson de Higgs devrait être observé à LEP1.

Enfin, m_h est représenté en fonction des deux paramètres indépendants qui seront généralement choisis pour définir le secteur de Higgs: $\tan\beta$ et m_A . En résumé, un boson de Higgs h léger sera favo-

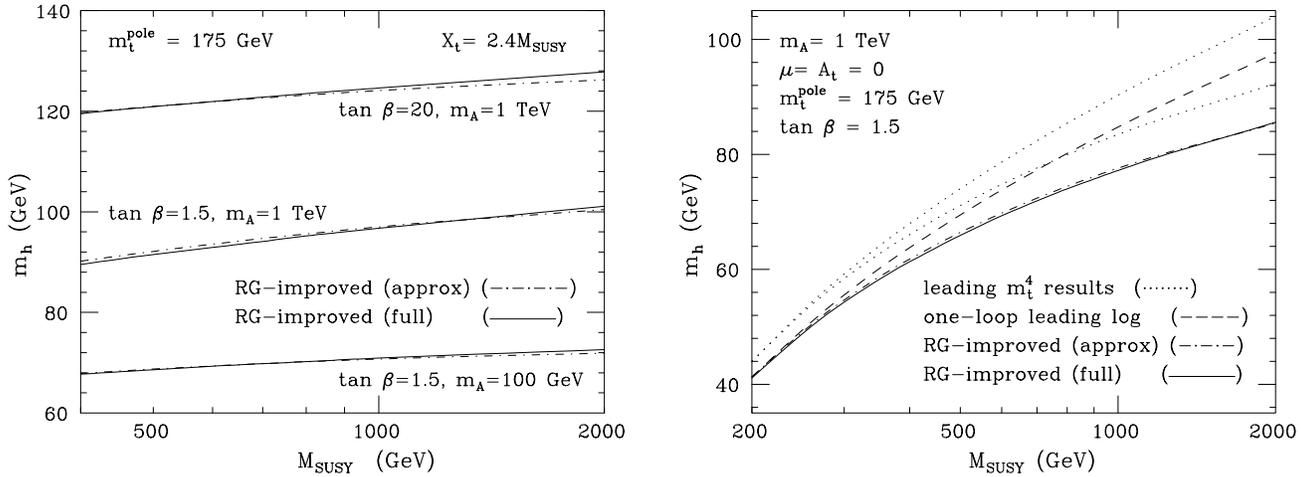


FIG. 5.13 – À gauche: masse du boson de Higgs scalaire le plus léger en fonction de l'échelle d'énergie M_{SUSY} , pour un mélange maximal dans le secteur du stop ($X_t = 2,4 M_{SUSY}$). Le trait continu correspond au calcul par RGI à une boucle, et le trait pointillé à une expression analytique approchée [30]. Trois hypothèses sont envisagées pour le couple m_A , $\tan \beta$. À droite: id. pour un mélange nul dans le secteur du stop et avec $\tan \beta = 1,5$ et $m_A = 1 \text{ TeV}/c^2$. Deux lignes supplémentaires apparaissent correspondant à un calcul moins précis n'incluant pas la resommation des termes dominants par les RGI.

risé par de petites valeurs de $\tan \beta$ et de m_A et par un faible mélange dans le secteur du stop. Aux valeurs élevées de $\tan \beta$ les bosons h et A sont quasi-dégénérés en masse jusqu'à un certaine limite où m_A continue d'augmenter tandis que m_h est borné supérieurement. Si l'on considère la mesure directe de la masse du quark top à Fermilab, la masse du boson h ne peut pas dépasser $\sim 128 \pm 4 \text{ GeV}/c^2$ dans le cas d'un mélange maximal des stops et $\sim 113 \pm 3 \text{ GeV}/c^2$ dans le cas d'un mélange nul et ce quelque soit les valeurs de m_A et $\tan \beta$ (l'incertitude sur la limite correspond uniquement à l'erreur statistique sur la mesure de m_t). Dans le cas le plus pessimiste, il existe donc une fenêtre en masse¹⁴ $\sim 90 - 128 \text{ GeV}/c^2$ dans laquelle le boson de Higgs scalaire le plus léger du MSSM échapperait à la découverte. Dans le cas de l'extension du MSSM à un singulet de jauge supplémentaire (NMSSM), la limite supérieure est légèrement relâchée: $m_h \lesssim 135 \text{ GeV}/c^2$ [33]. Cette limite la plus haute obtenue en $\tan \beta \sim 2,5$ est plus stricte aux grandes valeurs de $\tan \beta$: $m_h \lesssim 125 \text{ GeV}/c^2$.

Nous allons maintenant aborder très brièvement la phénoménologie des jauginos qui peut avoir une conséquence sur la recherche du Higgs à LEP2.

5.3.2 Secteurs des jauginos et des higgsinos

Les jauginos et les higgsinos sont les fermions partenaires supersymétriques respectifs des bosons de jauge du modèle standard et des bosons de Higgs. Aux bosons W^\pm et aux composantes chargées des deux doublets de Higgs sont associés les winos $\tilde{W}^\pm = (\tilde{W}_\mu^1 \pm i\tilde{W}_\mu^2)$ et les higgsinos \tilde{H}_1^- et \tilde{H}_2^+ (comme dans le modèle standard les deux premières composantes du champ \tilde{W}_μ donnent les bosons chargés tandis que la troisième composante se mélange avec le champ \tilde{B}_μ pour donner photino et zino). Les états propres de masse, appelés charginos et notés $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ sont des combinaisons linéaires des états propres

14. Pour des données représentant une luminosité intégrée de 200pb^{-1} pour chacune des quatre expériences LEP et collectées à une énergie $\sqrt{s}=200 \text{ GeV}$.

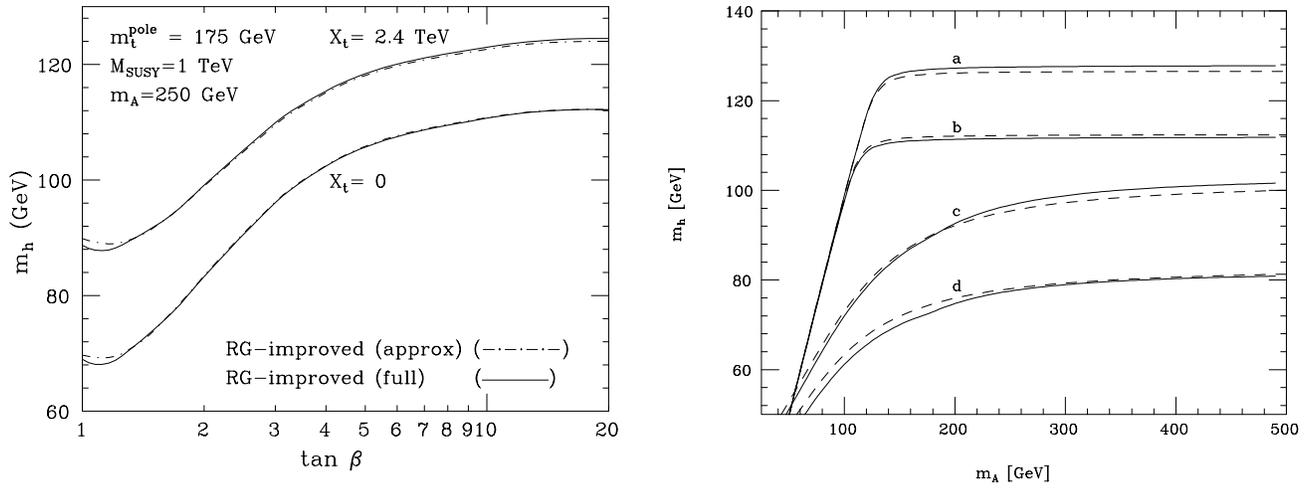


FIG. 5.14 – À gauche: masse du boson de Higgs scalaire le plus léger en fonction de $\tan \beta$, pour $M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et $m_A = 250 \text{ GeV}/c^2$. Deux hypothèses sont présentées: mélange maximal dans le secteur du stop ($X_t = 2,4 M_{SUSY}$) et mélange nul ($X_t = 0$) [30]. À droite: m_h en fonction de m_A pour $M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et $m_t^{\text{pole}} = 175 \text{ GeV}/c^2$. La ligne continue correspond au calcul à l'ordre d'une boucle (RG_{11}). La ligne pointillée à une approximation analytique. Quatre scénarios sont envisagés: a) $\tan \beta = 15$ et mélange maximal du stop $X_t = 2,4 M_{SUSY}$; b) $\tan \beta = 15$ et mélange nul $X_t = 0$; c) $\tan \beta = 1,6$ et mélange maximal $X_t = 2,4 M_{SUSY}$; d) $\tan \beta = 1,6$ et mélange nul $X_t = 0$.

de jauge et la matrice de masse s'exprime dans la base $(\widetilde{W}^+, \widetilde{H}_2^+, \widetilde{W}^1, \widetilde{H}_1^+)$ par [34]:

$$\mathcal{M}_{\pm} = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W \sin \beta \\ \sqrt{2}m_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

En général deux matrices unitaires (2×2) U et V sont requises pour diagonaliser la matrice de masse:

$$U^* X V^{-1} = \mathcal{M}_{\tilde{\chi}_{\pm}}$$

Les états physiques $\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$, appelés charginos, ont pour masses:

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

Aux bosons Z , au photon et aux composantes neutres des deux doublets de Higgs sont associés le zino \widetilde{Z} , le photino $\tilde{\gamma}$ et les higgsinos \widetilde{H}_a^0 et \widetilde{H}_b^0 . Comme dans le modèle standard le photino et le zino sont des superpositions des champs \widetilde{W}_μ^3 et \widetilde{B}_μ , dont le mélange est gouverné par l'angle de Weinberg. De même les higgsinos \widetilde{H}_a^0 et \widetilde{H}_b^0 sont un mélange des champs supersymétriques associés aux composantes neutres des doublets de Higgs:

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma} &= \sin \theta_W \widetilde{W}_3 + \cos \theta_W \widetilde{B} \\ \widetilde{Z} &= \cos \theta_W \widetilde{W}_3 - \sin \theta_W \widetilde{B} \\ \widetilde{H}_a &= \cos \beta \widetilde{H}_1^0 - \sin \beta \widetilde{H}_2^0 \\ \widetilde{H}_b &= \sin \beta \widetilde{H}_1^0 + \cos \beta \widetilde{H}_2^0 \end{aligned}$$

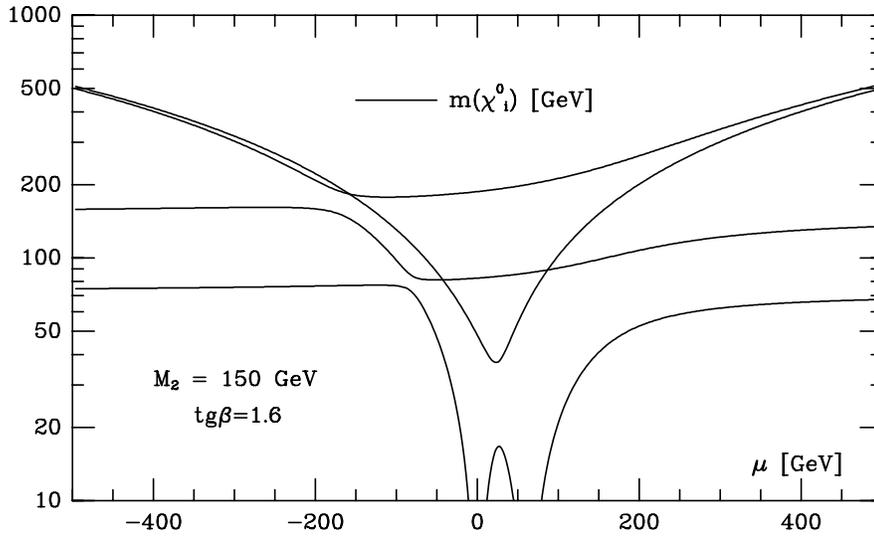


FIG. 5.15 – Masses des neutralinos en fonction du paramètre μ pour une valeur de $\tan \beta$ égale à 1,6. Les paramètres de masse des jauginos sont fixés à $M_1 = 75 \text{ GeV}/c^2$ et $M_2 = 150 \text{ GeV}/c^2$ [38].

Les états propres de masse $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$, appelés neutralinos, sont des combinaisons linéaires des zino, photino et higgsinos. Leurs masses correspondent aux valeurs de la matrice \mathcal{M}_0 qui s'écrit dans la base $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_a^0, \tilde{H}_b^0)$:

$$\mathcal{M}_0 = \begin{pmatrix} M_2 \sin^2 \theta_W + M_1 \cos^2 \theta_W & (M_2 - M_1) \cos \theta_W \sin \theta_W & 0 & 0 \\ (M_2 - M_1) \cos \theta_W \sin \theta_W & M_2 \cos^2 \theta_W + M_1 \sin^2 \theta_W & m_Z & 0 \\ 0 & m_Z & \mu \sin 2\beta & -\mu \cos 2\beta \\ 0 & 0 & -\mu \cos 2\beta & -\mu \sin 2\beta \end{pmatrix}$$

On peut également exprimer la matrice de masse dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_a^0, \tilde{H}_b^0)$:

$$\mathcal{M}_0 = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \cos \theta_W \sin \beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & m_Z \cos \theta_W \sin \beta \\ -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin \theta_W \sin \beta & m_Z \cos \theta_W \sin \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

La matrice de masse peut se diagonaliser à l'aide d'une matrice (4×4) unitaire Z :

$$Z^* \mathcal{M}_0 Z^{-1} = \mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0}$$

Les éléments de la matrice Z et les masses des neutralinos sont relativement compliqués. Les formes analytiques obtenues dans [35] sont rappelées dans l'annexe A. On distinguera ici trois cas limites:

(i) $M_1 = M_2 = \mu = 0$ Le premier neutralino est alors purement photino et le second neutralino purement higgsino. Les deux neutralinos les plus lourds sont des mélanges de zino et higgsinos:

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_1^0 &= \tilde{\gamma} & m_{\tilde{\chi}_1^0} &= 0 \\ \tilde{\chi}_2^0 &= \tilde{H}_1^0 \cos \beta + \tilde{H}_2^0 \sin \beta & m_{\tilde{\chi}_2^0} &= 0 \\ \tilde{\chi}_3^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\tilde{Z} - \tilde{H}_1^0 \sin \beta + \tilde{H}_2^0 \cos \beta \right) & m_{\tilde{\chi}_3^0} &= m_Z \\ \tilde{\chi}_4^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\tilde{Z} - \tilde{H}_1^0 \sin \beta + \tilde{H}_2^0 \cos \beta \right) & m_{\tilde{\chi}_4^0} &= m_Z \end{aligned}$$

	Φ	$g_{\Phi u\bar{u}}$	$g_{\Phi d\bar{d}}$	$g_{\Phi VV}$
MS	H^0	1	1	1
MSSM	h^0	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$\sin(\beta - \alpha)$
	H^0	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$	$\cos(\beta - \alpha)$
	A^0	$1 / \tan \beta$	$\tan \beta$	0

TAB. 5.5 – Couplages des bosons de Higgs du MSSM aux quarks de type up, de type down (ou leptons chargés) et aux bosons W^\pm et Z , relativement aux couplages du modèle standard.

(ii) $\mu \gg m_Z$ Dans la limite des grandes valeurs du paramètre de masse du superpotentiel de Higgs, la masse des neutralinos se simplifie en:

$$\begin{aligned}
 m_{\chi_1^0} &\simeq M_1 - \frac{m_Z^2}{\mu^2} (M_1 + \mu \sin 2\beta) \sin^2 \theta_W^2 \\
 m_{\chi_2^0} &\simeq M_2 - \frac{m_Z^2}{\mu^2} (M_2 + \mu \sin 2\beta) \cos^2 \theta_W^2 \\
 m_{\chi_3^0} &\simeq |\mu| + \frac{1}{2} \frac{m_Z^2}{\mu^2} \epsilon_\mu (1 - \sin 2\beta) (\mu + M_2 \sin^2 \theta_W^2 + M_1 \cos^2 \theta_W^2) \\
 m_{\chi_4^0} &\simeq |\mu| + \frac{1}{2} \frac{m_Z^2}{\mu^2} \epsilon_\mu (1 + \sin 2\beta) (\mu - M_2 \sin^2 \theta_W^2 - M_1 \cos^2 \theta_W^2)
 \end{aligned}$$

Si de plus μ est grand devant les paramètres de masse des jauginos ($|\mu| \gg M_1, M_2$) alors les deux premiers neutralinos sont purement jauginos avec des masses $m_{\chi_1^0} \simeq M_1$, $m_{\chi_2^0} = M_2$, et les deux autres sont purement higgsinos avec des masses $m_{\chi_3^0} \simeq m_{\chi_4^0} \simeq |\mu|$.

(iii) $\mu \sim m_Z$, $M_1, M_2 \gg m_Z$ La situation est alors l'inverse du cas (ii): les deux premiers neutralinos sont purement higgsinos $m_{\chi_1^0} \simeq m_{\chi_2^0} \simeq |\mu|$ et les deux autres sont purement jauginos $m_{\chi_3^0} \simeq M_1$, $m_{\chi_4^0} = M_2$.

L'évolution de la masse des neutralinos en fonction du paramètre μ est représentée sur la figure 5.15.

Unification des paramètres de masse des jauginos – Afin de limiter le nombre de paramètres libres, on postule généralement l'égalité des constantes de couplages de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(1)_Y$ et des paramètres de masses des jauginos à une échelle de grande unification M_{GUT} :

$$\alpha_1(M_{GUT}) = \alpha_2(M_{GUT}) = \alpha_3(M_{GUT}) = \alpha_U$$

$$M_1(M_{GUT}) = M_2(M_{GUT}) = M_3(M_{GUT}) = m_{1/2}$$

(M_3 s'identifie à la masse des gluinos, partenaires supersymétriques des gluons). Le rapport M_i/α_i a la propriété d'être invariant d'échelle. Il suffit de faire évoluer les constantes de couplage à l'aide des équations du groupe de renormalisation pour obtenir la relation entre les paramètres de masse des jauginos valable à basse énergie:

$$M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2$$

Cependant l'existence de nombreux modèles de grande unification qui ne nécessitent pas l'universalité des masses à l'échelle d'unification [36], laisse planer le doute sur la validité de cette relation.

5.3.3 Mode de désintégration des bosons de Higgs supersymétriques

Les couplages des bosons de Higgs neutres aux fermions et bosons restent identiques à ceux du modèle standard, avec toutefois un facteur faisant intervenir les angles de mélanges α et β . Ces facteurs sont récapitulés dans le tableau 5.5. Il est nécessaire de prendre en compte les corrections radiatives dans le calcul de ces coefficients. Cela est réalisé en incluant l'ensemble des corrections dans la valeur de α et en calculant par la suite β et m_A à partir de la valeur corrigée de α :

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \frac{M_A^2 + m_Z^2}{M_A^2 - m_Z^2 + \epsilon/\cos 2\beta} \quad , \quad -\frac{\pi}{2} < \alpha < 0 \quad \text{et} \quad 0 < \beta < \frac{\pi}{2}$$

où ϵ correspond aux corrections dominantes dues au top et au stop:

$$\epsilon = \frac{3G_F}{\sqrt{2}\pi \sin 2\beta} m_t^4 \ln \left(\frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2} \right)$$

L'évolution des coefficients $\sin(\beta - \alpha)$, $\cos \alpha / \sin \beta$ et $\sin \alpha / \cos \beta$ est représentée sur la figure 5.16. Ces coefficients tendent tous vers 1 aux grandes valeurs de m_A . Le comportement du boson h est alors entièrement similaire à celui du boson de Higgs du modèle standard. On constate également que le coefficient $\sin \alpha / \cos \beta$ est en général beaucoup plus grand que $\cos \alpha / \sin \beta$. Le rapport d'embranchement du boson h en fermions de type down (essentiellement b et τ) sera donc plus important que dans le modèle standard.

Désintégrations “exotiques” Lorsque $m_h > m_A/2$, le boson h peut se désintégrer en un paire de bosons A. Cette désintégration en cascade se produit pour les faibles valeurs de m_A et de $\tan \beta$ et est alors dominante (cf. figure 5.17).

Les bosons de Higgs peuvent également se désintégrer en particules supersymétriques lorsque cela est permis cinématiquement. On traite ici le cas de la désintégration en neutralinos qui est généralement considérée comme la particule supersymétrique la plus légère. Dans le domaine de masse couvert à LEP2 ($m_h \lesssim 110 \text{ GeV}/c^2$), il existe un domaine de l'espace des paramètres où la masse du neutralino peut être plus légère que $m_h/2$ (cf. figure 5.15). Le couplage du boson h au neutralino le plus léger est donné par:

$$\kappa = (Z_{12} - \tan \theta_W Z_{11})(\sin \alpha Z_{13} + \cos \alpha Z_{14})$$

où Z_{1i} sont les éléments de la matrice diagonalisant la matrice de masse des neutralinos (cf. appendice A). La dépendance en μ de ce couplage est représentée sur la figure 5.18. Les éléments de matrice Z_{11} et Z_{12} correspondent aux composantes jauginos et les éléments Z_{13} et Z_{14} aux composantes higgsinos. Le couplage du Higgs au neutralino sera donc supprimé lorsque le neutralino est purement higgsino ($\mu \ll M_2$) ou purement jaugino ($\mu \gg M_2$). Les régions négatives du paramètre μ sont défavorisées pour les mêmes raisons. Pour les grandes valeurs de $\tan \beta$, le couplage du Higgs au quark b devient très important et limite le rapport d'embranchement $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$. Le couplage sera maximal pour des valeurs similaires de μ et M_2 . La largeur de désintégration est donnée par:

$$\Gamma(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) = \frac{G_F m_W^2}{2\sqrt{2}\pi} \kappa^2 m_h \beta_\chi^3$$

$$\text{avec} \quad \beta_\chi = \left(1 - \frac{4m_\chi^2}{s} \right)^{1/2}$$

La figure 5.18 représente le rapport d'embranchement $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ pour des paramètres favorables. Lorsque la désintégration en neutralino devient possible, elle domine très rapidement. Toutefois sur la figure 5.19, on constate que la région de l'espace des paramètres couverte par la recherche de ce mode de désintégration n'étend jamais le domaine auquel sont sensibles les recherches de production directe de charginos ou neutralinos. Mais cette conclusion peut s'avérer erronée pour plusieurs raisons:

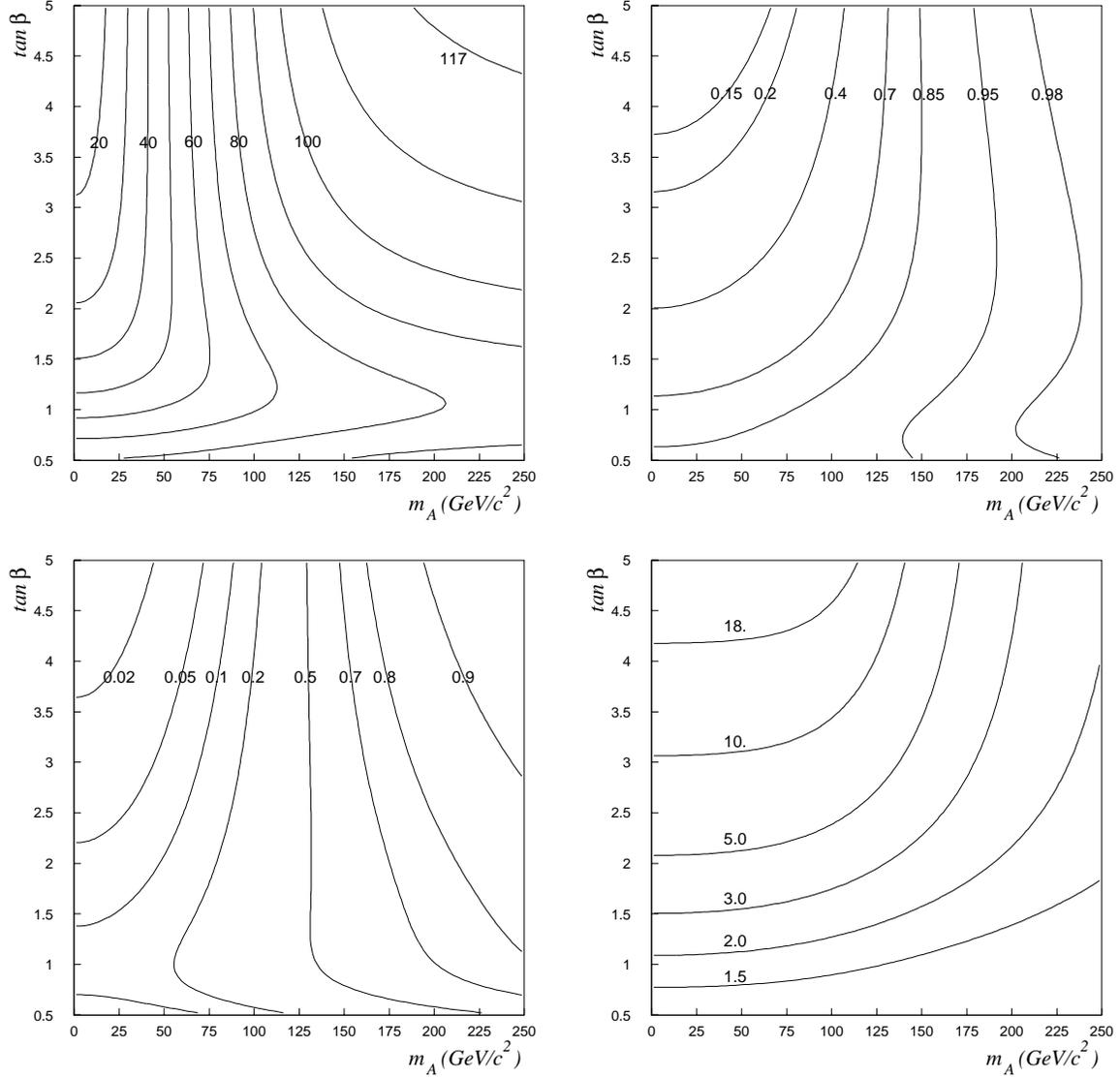


FIG. 5.16 – Dépendance en m_A et $\tan \beta$ (les deux paramètres libres du secteur de Higgs), de m_h (la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger), de $\sin^2(\beta - \alpha)$ (gouverne les couplages hZZ et hAZ), de $(\cos \alpha / \sin \beta)^2$ (couplages de type $h\bar{u}u$) et de $(\sin \alpha / \cos \beta)^2$ (couplages de type $h\bar{d}d$). La masse du quark top est choisie égale à $170 \text{ GeV}/c^2$ [32].

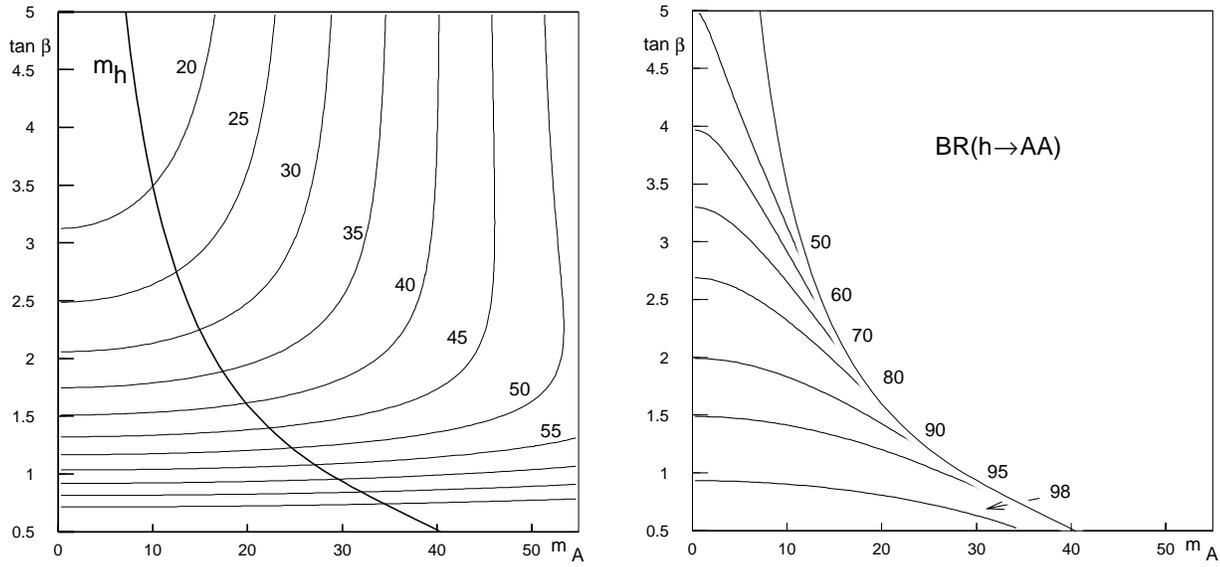


FIG. 5.17 – À gauche: masse du boson h en fonction de m_A et $\tan \beta$. La ligne plus épaisse coupant les courbes d'isomasse correspond à $m_h = m_A$. À droite: rapport d'embranchement $h \rightarrow AA$ (en %) [32].

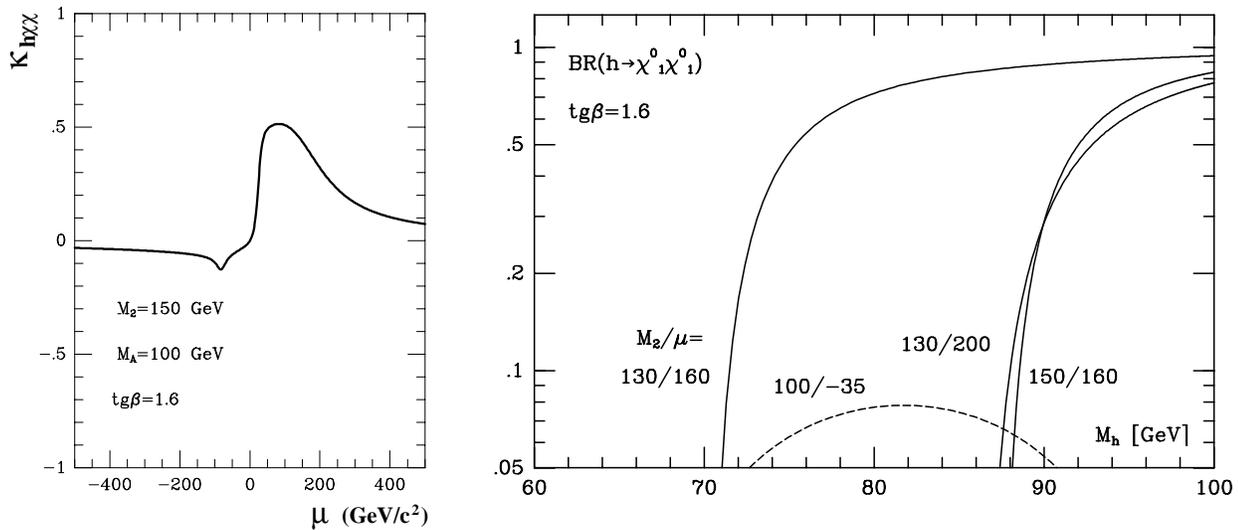


FIG. 5.18 – À gauche: couplage du boson de Higgs h au neutralino le plus léger en fonction du paramètre μ . Le paramètre de masse des jauginos est fixé à $150 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan \beta$ à 1,6. À droite: rapport d'embranchement du mode $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ en fonction de m_h . Différentes valeurs de μ et M_2 sont utilisées, $\tan \beta$ est fixé à 1,6 [38].

l'unification à l'échelle GUT des masses M_1 et M_2 à été postulée. Or cette relation est incertaine et les régions de l'espace des paramètres exclues par la recherche de charginos ou neutralinos est plus réduite lorsqu'on abandonne cette relation. Par ailleurs, si le sneutrino est léger et que sa masse est choisie de manière appropriée, la section efficace de production des charginos peut être considérablement réduite par une interférence destructive. De même, lorsque la masse du sneutrino est très légèrement inférieure à celle du chargino, le mode de désintégration $\tilde{\chi}^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\nu}$ devient dominant et est difficilement détectable car le lepton est trop mou pour être efficacement détecté. Ces deux cas surviennent dans des régions de l'espace des paramètres qui ne peuvent pas être couvertes par la recherche de neutralinos. La recherche d'un boson de Higgs se désintégrant en neutralinos ne doit donc pas être négligée.

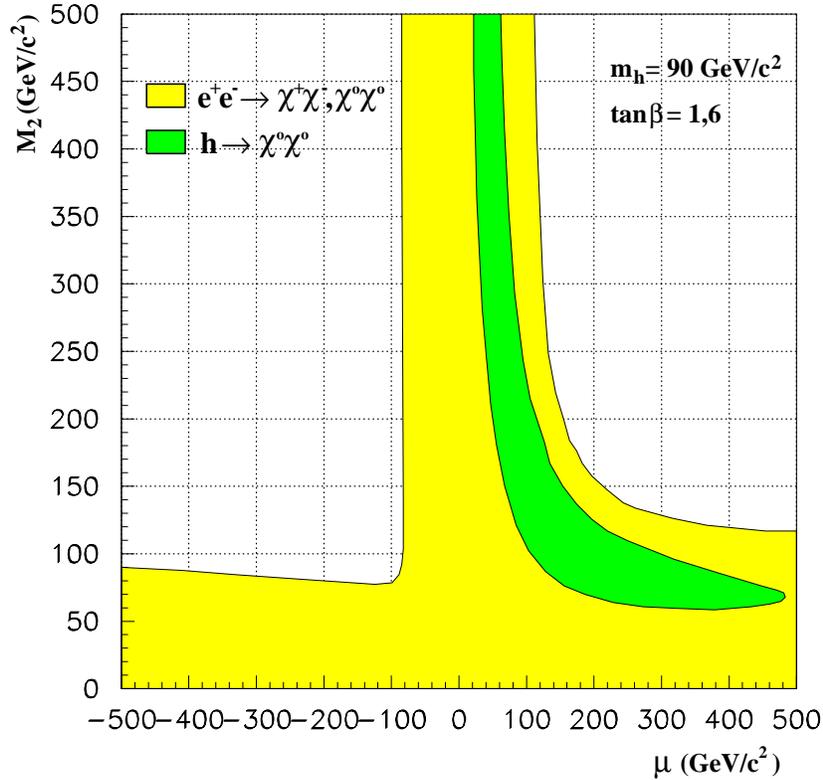


FIG. 5.19 – Région du plan $\mu - M_2$ couverte à LEP2 avec une énergie de $\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}/c^2$ et une luminosité intégrée de 150 pb^{-1} par expérience. Le domaine couvert par la recherche directe de charginos ou neutralinos est représentée en gris claire, celui couvert par la recherche de désintégration invisible du Higgs en gris foncé. La masse du boson h est prise égale à $90 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan \beta$ est fixé à 1,6 [38].

5.3.4 Mode de production des bosons de Higgs supersymétriques

Les modes de production du boson de Higgs h^0 reste identiques à ceux du modèle standard (cf. figure 5.3). Cependant les couplages aux bosons W^\pm et Z sont réduits par un facteur $\sin(\beta - \alpha)$. La section efficace de production hZ par higgsstrahlung ou par fusion est donc :

$$\sigma_{hZ} = \sin^2(\beta - \alpha) \sigma_{HZSM}$$

Le boson de Higgs pseudo-scalaire A^0 ne se couple pas aux paire W^+W^- et ZZ . Il ne peut donc pas être produit par higgsstrahlung ou par fusion de bosons jauge. En revanche un nouveau mode apparaît, la production associée d'un boson h^0 et d'un boson A^0 par l'intermédiaire d'un Z . Sa section efficace

est proportionnelle $\sigma_{\text{HZ}^{\text{SM}}}$:

$$\sigma_{\text{hA}} = \bar{\lambda} \cos^2(\beta - \alpha) \sigma_{\text{HZ}^{\text{SM}}}$$

où $\bar{\lambda}$ est fonction des facteurs d'espace des phases à deux corps des processus hZ et hA :

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_{\text{hA}}^{3/2}}{\lambda_{\text{hZ}}^{3/2} (12m_Z/s + \lambda_{\text{hZ}})} \quad \text{avec} \quad \lambda_{ij} = (1 - (m_i + m_j)^2/s)(1 - (m_i - m_j)^2/s)$$

Les processus hZ et hA sont donc complémentaires (gouvernés par $\sin^2(\beta - \alpha)$ et $\cos^2(\beta - \alpha)$). L'évolution de $\sin^2(\beta - \alpha)$ en fonction de $\tan \beta$ et m_A est représentée sur la figure 5.16. A grand m_A le processus hZ est complètement dominant quelque soit $\tan \beta$. Dans cette région les couplages du boson h aux fermions et aux bosons de jauge sont similaires à ceux du modèle standard. Dans la limite des grands m_A la recherche de bosons de Higgs supersymétriques s'identifie donc pleinement à celle du boson de Higgs du modèle standard. Aux faibles valeurs de m_A , le processus hZ domine à petit $\tan \beta$. Le processus hA est de plus défavorisé par le facteur $\bar{\lambda}$, les faibles valeurs de $\tan \beta$ entraînant des masses élevées du boson A. A grand $\tan \beta$, le processus hA domine et les masses des bosons h et A sont quasi-identiques (*cf.* figure 5.14).

Contrairement au modèle standard, le processus de production d'un boson de Higgs par couplage de Yukawa aux fermions (*cf.* 5.3c) ne peut pas être entièrement négligé. Il est possible que la production hZ par higgsstrahlung ou fusion soit supprimée par un facteur $\sin^2(\beta - \alpha)$ et que la production associée hA soit interdite cinématiquement. Ce cas se produit en particulier aux grandes valeurs de m_A et $\tan \beta$. Le processus de "Yukawa" devient alors dominant mais sa section efficace est relativement faible [37].

5.4 Le projet LEP2

Le projet LEP2 a pour but d'améliorer les performances du collisionneur e^+e^- afin d'atteindre des énergies proches de 200 GeV. Les motivations physiques sont principalement l'étude de la production de paires de bosons W^+W^- et ZZ , ainsi que la recherche de nouvelles particules dans des domaines de masses les plus élevées possibles. Cette recherche de nouveaux phénomènes concerne tout particulièrement le boson de Higgs pour lequel les indications en faveur d'une masse accessible à LEP2 sont importantes.

Les étapes du programme de la montée en énergie sont brièvement rappelées. On présentera ensuite les différents canaux de recherche du (des) boson(s) de Higgs, ainsi que les principaux processus physiques perturbant cette recherche.

5.4.1 Le programme de montée en énergie

Depuis 1995, l'énergie disponible dans le centre de masse augmente progressivement d'année en année grâce à l'ajout de cavités accélératrice et à l'augmentation du gradient accélérateur au sein des cavités. Les performances réalisées ou envisagées sont récapitulées dans le tableau 5.6. La stratégie du programme LEP2 est un compromis entre énergie disponible dans le centre de masse et luminosité intégrée. Au-delà du seuil de production des paires W^+W^- et ZZ , la luminosité doit être maximale pour étudier précisément ces processus (sections efficaces, masse du boson W, couplage à trois bosons...). En revanche la sensibilité au boson de Higgs du modèle standard dépend quasi-uniquement de l'énergie dans le centre de masse dès qu'environ 200pb^{-1} ont été enregistrées par les expériences. Un domaine de masse de Higgs s'étendant jusqu'à des valeurs proches de $\sqrt{s}-m_Z$ peut alors être exploré. Dans le cas de la production associée de bosons supersymétriques hA, les sections efficaces sont réduites par un facteur dépendant des angles de mélange dans le secteur de Higgs et par un facteur d'espace des phases, si bien qu'une luminosité de 200pb^{-1} n'est pas suffisante pour explorer le domaine de masse s'étendant jusqu'à la limite cinématique. La sensibilité augmente d'environ $1\text{GeV}/c^2$ pour 100pb^{-1} [39]. De ce point de vue, 1998 aura été une année relativement stable consacrée à produire une luminosité maximale. L'énergie était alors limitée par la puissance cryogénique disponible, ainsi que par la puissance maximale pouvant être supportée par le câble des antennes RF des cavités accélératrices. L'année 1999 en revanche aura pour but d'atteindre les plus hautes énergies possibles. La puissance

cryogénique a été doublée et les performances seront au début maintenant principalement limitées par le gradient accélérateur. Les cavités ont été reconditionnées et l'on espère atteindre des champs des gradients de 7 MV/m. La montée en énergie se fera très probablement en trois étapes (192, 196 et 200 GeV), aucun objectif de luminosité n'étant fixée pour l'année 1999. L'énergie maximale atteinte en 1999 devrait demeurer inchangée pour l'année 2000, consacrée à la collecte d'une importante luminosité. Sur l'ensemble de ces deux années, on espère obtenir un minimum de 200 pb^{-1} . Dans ses dernières semaines de vie, le LEP sera peut être acculé dans ses derniers retranchement, en "poussant" ses performances au maximum et au mépris de certaines contraintes comme la dose maximale de radiation dans les aimants dipolaires ou la puissance maximale pouvant être dissipée par les antennes RF des cavités. Le but est de collecter une très faible luminosité à la plus haute énergie possible afin de détecter la présence d'un signal à grande section efficace, comme la production de charginos.

Année	\sqrt{s} (GeV)	Luminosité intégrée (pb^{-1})
1996	161	12
	172	11
1997	183	64
1998	189	198
1999	192, 196, 200	
2000	200, 205?	

TAB. 5.6 – Programme de montée en énergie du LEP. L'énergie atteinte ou que l'on espère atteindre est indiquée dans la seconde colonne, la luminosité intégrée délivrée en moyenne par le LEP à chacune de ses expériences est donnée en dernière colonne.

5.4.2 Les signaux de Higgs recherchés à LEP2

Le ou les bosons de Higgs sont recherchés dans la quasi-totalité des canaux possibles. Dans le cas du modèle standard, (ou du scénario à bas $\tan \beta$ et grand m_A du MSSM qui s'identifie alors au modèle standard) le Higgs est recherché dans le mode de production par higgsstrahlung. Lorsque le Higgs se désintègre en quarks b ($Br \sim 86 - 80\%$), l'intégralité des modes de désintégrations du Z sont couverts. En particulier, l'état final à 4 jets représente près de 64 % des modes de désintégration. L'étude de ce canal était impossible à LEP1 à cause du bruit de fond trop important engendré par la production de paires $q\bar{q}(g)$ au pic du Z. Il peut désormais être recherché à LEP2 grâce d'une part à l'effondrement de la section efficace du fond $q\bar{q}(g)$ depuis que l'on a quitté la résonance du Z, et d'autre part grâce au fait que le Higgs est maintenant produit en association avec un boson Z sur sa couche de masse. Une information supplémentaire sur la masse des deux jets avec le contenu le plus faible en quarks b peut donc être exploitée.

Dans le cas d'un boson de Higgs se désintégrant en leptons τ (~ 7 à 8%), les désintégrations du Z en quarks sont étudiées systématiquement et parfois aussi les désintégrations du Z en électron ou muon. En revanche l'état final $\tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ présente trop de difficultés pour être recherché (énergie manquante venant à la fois des taus et des neutrinos, contamination importante par les retours radiatifs $Z \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$). Il devrait pourtant constituer le second canal par ordre d'importance dans le cadre de scénarios supersymétriques où les désintégration du Higgs en taus sont dominantes [40]

La production associée de bosons supersymétriques hA, est recherchée dans les états finals purement hadroniques (4 quarks b), et semi-leptoniques (2 quarks et 2 leptons taus). La désintégration en cascade $h \rightarrow AA$ se produit principalement à bas $\tan \beta$ où les analyses "standard" $hZ \rightarrow 4$ jets offrent des efficacités satisfaisantes de sélection de l'état final AAZ.

Des cas plus exotiques sont également étudiés. Le Higgs pourrait fort bien se désintégrer de manière invisible (en paires de neutralinos ou de majorons). Les désintégration du Z en quarks (une application directe du canal "standard" $h \rightarrow b\bar{b}$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ sans reconnaissance des quarks b) et en électrons ou

	État final	Rapport d'embranchement
MS	$h \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow q\bar{q}$	$\sim 59 \%$
	$h \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$	$\sim 18 \%$
	$h \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow e^+e^-$	$\sim 3 \%$
	$h \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$\sim 3 \%$
	$h \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	$\sim 3 \%$
	$h \rightarrow \tau^+\tau^-, Z \rightarrow q\bar{q}$	$\sim 5 \%$
MSSM	$h \rightarrow b\bar{b}, A \rightarrow b\bar{b}$	$\sim 84 \%$
	$h \rightarrow b\bar{b}, A \rightarrow \tau^+\tau^-$	} $\sim 13 \%$
	$h \rightarrow \tau^+\tau^-, A \rightarrow b\bar{b}$	
Invisible	$h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow q\bar{q}$	$\sim 70 \%$
	$h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow e^+e^-$	$\sim 3 \%$
	$h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$\sim 3 \%$
	$h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	$\sim 3 \%$

TAB. 5.7 – Liste des principaux états finals recherchés à LEP2.

muons sont alors recherchées. L'hypothèse d'un Higgs "fermiophile" est également prise en compte en recherchant des désintégrations $h \rightarrow \gamma\gamma$.

Le domaine de recherche du Higgs apparaît donc comme l'un des mieux couverts actuellement. Le seul domaine quelque peu délaissé est celui d'un boson de Higgs supersymétrique se désintégrant en quarks c . Dans l'hypothèse d'un faible angle de mélange ($\sin\alpha \sim 0$), le boson h se couplerait uniquement aux fermions de type "up" et les modes de désintégration en quark b ou lepton tau se feraient.

Enfin d'autres modes de production existent. La fusion de W ou de Z commence à être activement étudiée, afin d'explorer en particulier dans la toute fin de vie du LEP (lorsque la luminosité intégrée sera conséquente) des domaines de masse du Higgs au-delà de la limite cinématique imposée par la production par higgsstrahlung.

Cette thèse est consacrée à la recherche d'événements hZ où le boson Z se désintègre en électrons ou en muons. Le cas des désintégrations "standards" du Higgs (c.à.d. en quark b ou en lepton tau) sera traité au chapitre 7, puis nous aborderons le cas des désintégrations invisibles du Higgs au chapitre 8. Dans ce second scénario seul l'état final à deux muons sera présenté. L'état final à deux électrons est en effet plus délicat. En particulier la simulation de processus physiques, comme les événements Bhabha ou $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, dominant lors des premières étapes de sélection, est imparfaite et il est difficile d'obtenir un bon accord entre données et simulation. L'accord apparaît raisonnable lorsque seuls restent les processus à 4-fermions, mais la statistique est alors insuffisante pour juger pleinement de ce niveau d'accord. En l'absence d'une bonne compréhension des processus Bhabha et à deux photons on ne dispose donc pas de processus physiques à grande section efficace permettant de tester chaque étape de sélection (bon accord sur chacune des variables discriminantes). Il est donc difficile d'évaluer la confiance que l'on peut avoir dans l'estimation du bruit de fond final. Un long travail d'approfondissement sera nécessaire pour améliorer notre compréhension de la simulation des événements Bhabha ou $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ (génération et réponse du détecteur). Les résultats du canal $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow e^+e^-$ ne seront donc pas abordés ici.

La caractéristique commune à l'ensemble des canaux étudiés ici, est la présence de leptons énergiques, de charges opposées et acoplanaires¹⁵. La masse invariante du dilepton doit de plus être compatible avec celle d'un boson Z sur sa couche de masse. Ensuite, selon le type de désintégration du boson de Higgs, on devra observer deux jets avec des vertex secondaires dus à la présence de mésons beaux,

15. On définira l'acoplanarité comme le complémentaire à 90° de l'angle entre l'axe du faisceau et la normale au plan formé par les deux muons.

ou bien deux leptons taus, ou encore de l'énergie manquante (Higgs invisible). Nous allons maintenant énumérer brièvement les différents processus physiques pouvant affecter ces recherches.

5.4.3 Les bruits de fonds

Processus photon-photon Les événements $\gamma\gamma$ résultent de l'interaction de deux photons quasi-réels, l'un provenant de l'électron l'autre du positon. Le photon ayant les mêmes nombres quantiques que les mésons vecteurs, peut aussi bien interagir par interaction électromagnétique que par interaction forte, *via* ses constituants partoniques virtuels. Trois modèles sont utilisés pour décrire la diversité de ces interactions:

- le modèle VDM (*Vector Dominance Model*) est non-perturbatif et décrit l'interaction entre photon par l'intermédiaire de mésons vecteur (ρ, ω, ϕ).
- le modèle QPM (*Quark-Parton Model*) décrit l'interaction des photons par échange d'un quark. C'est également ce modèle qui est utilisé pour décrire les processus $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ faisant intervenir un couplage direct du lepton au photon.
- le modèle QCD suppose une structure partonique du photon reposant sur la chromodynamique quantique.

Plus le photon rayonné est énergétique, plus l'angle le séparant de l'électron ou du positon est faible. Cela a deux conséquences: les électrons et positons seront généralement perdus dans le tube à vide, donnant lieu à une importante énergie manquante. Les deux photons ont rarement des énergies très proches, le produit de leur interaction sera donc *boosté* suivant une direction proche de l'axe du faisceau. Les particules produites auront de faibles énergies transversales. Les photons mous peuvent être émis avec une plus grande acolinéarité par rapport aux électrons (positons). Les particules finales sont alors produites à plus grand angle polaire mais sont peu énergiques.

Plusieurs caractéristiques permettront de rejeter ces événements: une faible impulsion transversale totale, une faible masse invariante et une impulsion manquante pointant vers le tube à vide.

Les générateurs utilisés par DELPHI sont **TWOGAM** pour les modèles QCD et VDM et **BDKRC** pour le modèle QPM. La section efficace des processus $\gamma\gamma$ diverge pour les énergies transversales nulles. Il est nécessaire d'employer des critères de sélection pour réduire la statistique des événements à simuler. une coupure d'environ 4 GeV sur l'énergie transversale totale de l'événement est appliquée. Par comparaison, le système de déclenchement de la TPC ne retient que les traces d'impulsion supérieure à 1,2 GeV/c.

Processus à deux fermions Au-delà de la résonance du Z, la section efficace $Z \rightarrow f\bar{f}$ est augmentée par les corrections radiatives (rayonnement d'un photon dans l'état initial (ISR)). L'énergie du photon de retour radiatif au Z est donnée par:

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

Près de la moitié des événements $Z \rightarrow f\bar{f}$ sont des retours radiatifs au Z (*ie* l'énergie du photon correspond à une masse du système de recul égale à celle du Z à \pm, z). Dans 70 % des cas, la paire de fermions produite est une paire de quarks. L'événement ne contient pas alors de leptons isolés et sera assez facilement rejeté. Dans le cas où les fermions sont des leptons, ce processus peut constituer un bruit de fond important lors la recherche du Higgs invisible. Après un retour radiatif, la masse du dilepton sera proche de celle du Z. Lorsque le photon de retour radiatif a été détecté, ce type d'événement peut être rejeté en coupant sur l'énergie maximale qu'une particule neutre peut déposer dans le calorimètre électromagnétique (les π_0 issus des jets sont peu énergiques). En outre l'événement ne présentera pas d'énergie manquante. Lorsque le photon a été perdu dans le tube à vide, l'impulsion manquante pointe dans la direction du faisceau. Par ailleurs les leptons seront coplanaires avec l'axe du faisceau (le photon étant rayonné le long du tube à vide, le boson Z est *boosté* suivant la direction du faisceau et les leptons ne peuvent "tourner" qu'autour du faisceau). Les générateurs utilisés par DELPHI sont **PYTHIA** pour l'état final hadronique et **KORALZ** pour l'état final leptonique (muons ou taus). Le générateur **DYMU3** est également employés dans le cas des muons.

Le cas de l'état final e^+e^- est particulier, car il peut être produit dans la voie t. Une coupure à 9° sur l'angle polaire est utilisée pour éviter la divergence de la section efficace à bas angle. Les électrons sont essentiellement produits vers les régions avant. Or l'épaisseur des matériaux est relativement importante dans la région avant (elle peut atteindre deux longueurs de radiation en amont des calorimètres) et est imparfaitement simulée. La reconstruction des événements Bhabha est donc particulièrement délicate. Jusqu'en 1998, le générateur **BABAMC** était utilisé. Ses prédictions ne sont valables qu'au premier ordre en α_{QED} , et au plus un photon est rayonné. Depuis cette année, le générateur **BHWISE** qui offre un meilleur traitement des radiations est employé.

Processus à 4 fermions

- La production de paires W^+W^- est devenue possible en 1996 lorsque l'énergie dans le centre de masse a atteint le seuil de production à 161 GeV. Ce processus fait l'objet d'une étude approfondie [41]. Sa section efficace est mesurée à chaque nouvelle étape dans la montée en énergie. La mesure de la masse du W a atteint une précision équivalente voire meilleur à celle obtenue auprès de collisionneur hadronique (Tevatron) et pour la première fois les couplages trilineaires des bosons de jauge vont pouvoir être étudiés. Le boson W se désintègre à 70 % en une paire de quarks et à 30 % en lepton-neutrino. Les événements W^+W^- purement hadronique (46 %) n'engendrent pas de leptons isolés et sont aisément rejetés. En revanche, il peut arriver que dans les événements semi-leptoniques W^+W^- (44 %), un lepton (ou un pion mal identifié) soit produit dans un jet avec une relativement grande impulsion transverse par rapport au jet. Le processus W^+W^- constitue alors un bruit de fond important pour le canal $hZ \rightarrow b\bar{b}\ell^+\ell^-$. Cependant la masse invariante des deux leptons isolée n'a aucune d'être proche de la masse du Z. De plus la reconnaissance des mésons beaux pourra être utilisé, la seule contamination venant de la désintégration d'un W en paire $c\bar{s}$. Les événements W^+W^- purement leptoniques (10 %) formeront le bruit de fond dominant dans la recherche du Higgs invisible. La distribution de la masse du dilepton est relativement uniforme et il sera difficile de rejeter la fraction d'événements dont la masse est proche de celle du Z.
- Les premières paires ZZ ont été produites en 1997 à une énergie de 183 GeV. On regroupe en fait sous l'appellation ZZ l'ensemble des événements $Z/\gamma^* Z/\gamma^*$. Ce processus est divergent lorsqu'on approche du pôle du photon. Une coupure $m_{Z/\gamma^*} > 2 \text{ GeV}/c^2$ est donc utilisée au niveau des générateurs d'événements. La section efficace s'élève alors $1,46 \text{ pb}^{-1}$ à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$. Les événements ZZ constituent un bruit de fond irréductible dans la recherche du boson de Higgs. Toutefois le rapport d'embranchement du Z en quarks b est de 15 % alors qu'il est supérieur à 80 % dans le cas du Higgs. L'étiquetage des mésons B permettra donc de réduire partiellement ce fond. Les événements ZZ par leur similarité avec les événements hZ constituent un atout: ils permettent de tester notre capacité à découvrir le Higgs.
- Dans les événements $W\nu$ le neutrino emporte en moyenne la moitié de l'énergie de l'événement. De plus, l'électron est le plus souvent perdu dans le tube. Le boson W seul ne pourra pas engendrer un bruit de fond réellement gênant pour la recherche de boson de Higgs. La section efficace est en outre très faible, environ $0,55 \text{ pb}$ à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$.
- Les événements Ze^+e^- pourront être rejetés en utilisant le fait que l'un des électrons est émis préférentiellement à petit angle et échappe le plus souvent à la détection. L'impulsion manquante pointe alors vers le tube à vide. Le boson Z en se désintégrant en deux quarks peut engendrer un électron (ou un pion qui sera mal identifié) qui s'écarte du jet au sein duquel il a été produit. Mais la masse du diélectron sera rarement compatible avec celle d'un Z.

Pour simuler les événements à 4 fermions, deux générateurs sont utilisés au sein de DELPHI: **PYTHIA** et **EXCALIBUR**. Jusqu'en 1997 **PYTHIA** avait l'avantage pour les canaux qui nous concerne d'inclure les radiations dans l'état final des muons. Mais depuis lors cette propriété a été implémentée dans **EXCALIBUR** qui à l'avantage de prendre en compte les interférences entre les différents processus à 4 fermions. Ces événements constituent le principal bruit de fond dans les analyses qui vont être présentées. On utilisera donc à la fois **PYTHIA** et **EXCALIBUR** afin de détecter un éventuel effet systématique dû à une génération imparfaite des événements.

Bibliographie

- [1] S. Eidelmann et F. Jegerlehner, *Z. Phys.* **C67** (1995) 585;
M. Schwartz, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 5268;
A. Martin et D. Zeppenfeld, *Phys. Lett.* **B345** (1994) 558;
H. Burkhardt et B. Pietrzyk, *Phys. Lett.* **B356** (1995) 398;
R. Alemany *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C2** (1998) 123;
J. Erler, *Phys. Rev.* **D59** (1999).
- [2] M. Davier et A. Höcker, *Phys. Lett.* **B419** (1998) 419.
- [3] J. Ellis, K. Gaillard et D.V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* **B106** (1976) 292.
- [4] M. Spira et P.Zerwas, *Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics*, CERN-TH 97-379, [hep-ph/9803257](#);
A. Djouadi, M. Spira et P.M. Zerwas, *Z. Phys.* **C70** (1996) 427.
- [5] E. Gross, B. Kniehl et G. Wolf, *Z. Phys.* **C63** (1994) 417; erratum *ibid.* **C66** (1995) 32.
- [6] A. Djouadi *et al.*, *Conférence e^+e^- collisions at 500 GeV: The Physics Potential*, Hamburg (Septembre 1991), DESY 92-123.
- [7] B. W. Lee, C. Quigg et H. Thacker, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 883;
B. W. Lee, C. Quigg et H. Thacker, *Phys. Rev.* **D16** (1977) 1519.
- [8] T. Hambye et K. Riesselmann, *ECFA/DESY Study on Physics and Detectors for the Linear Collider*, DESY 97-152, [hep-ph/9708416](#);
N. Cabibbo *et al.*, *Nucl. Phys* **B158** (1979) 295.
- [9] N. Cabibbo, L. Maiani, G.Parisi et R. Petronzio, *Nucl. Phys.* **158** (1979) 295;
M. Sher, *Phys. Rep.* **179** (1989) 273;
G. Altarelli et G. Isidori, *Phys. Lett.* **B337** (1994) 141;
J. R. Espinosa et M. Quirós, *Phys. Lett.* **B353** (1995) 257;
J. A. Casas, J. R. Espinosa et M. Quirós, *Phys. Lett.* **B382** (1996) 374;
M. Quirós, *Constraints on the Higgs Boson Properties from the Effective Potential*, publié dans *Perspectives on Higgs Physics II*, G. L. Kane (ed.) (1997) World Scientific, [hep-ph/9703412](#).
- [10] *Reports of the working group on precision calculation for the Z resonance* eds. D. Bardin, W. Hollik et G. Passarino, CERN Yellow Report 95-03;
G. Degrassi, S. Fanchiotti et A. Sirlin, *Nucl. Phys.* **B351** (1991) 49;
G. Degrassi et A. Sirlin, *Nucl. Phys.* **B352** (1991) 342;
G. Degrassi, P. Gambino et A. Vicini, *Phys. Lett.* **B383** (1996) 219;
G. Degrassi, P. Gambino et A. Sirlin, *Phys. Lett.* **B394** (1997) 188;
A. Czarnecki et J. Kühn, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 3955;

- R. Harlander, T. Seidenstricker et M. Steinhauser, Phys. Lett. **B426** (1998) 125;
- [11] The LEP Experiments: ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL, Nucl. Instr. Meth **A378** (1996) 101;
The LEP Collaboration ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group,
*Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the
Standard Model*, CERN-PPE 97-154;
BLUE L. Lyons, D. Gibaut et P. Clifford, Nucl. Instr. Meth **A270** (1988) 110;
ZFITTER: D. Bardin *et al.*, Z. Phys. **C44** (1989) 493; Comp. Phys. Comm. **59** (1990) 303; Nucl.
Phys **B351** (1991) 1; Phys. Lett. **B255** (1991) 290; CERN-TH 6443-92;
TOPAZO: G. Montagna *et al.*, Nucl. Phys. **B401** (1993) 3; Comp. Phys. Comm. **76** (1993) 328;
Comparaison ZFITTER 5.10 / TOPAZO 4.0i: D. Bardin et G. Passarino, CERN-TH 98-92;
- [12] S. Marcellini, *Electroweak Physics at m_Z* , Rencontres de Moriond (Mars 1999);
The LEP Electroweak Working Group, <http://www.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [13] M. Steinhauser, Phys. Lett. **B429** (1998) 158.
- [14] P. Abreu *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B384** (1996) 427;
D. Buskulic *et al.*, DELPHI Collaboration, Nucl. Phys. **B421** (1994) 3;
M. Acciarri *et al.*, L3 Collaboration, Phys. Lett. **B385** (1996) 454;
G. Alexander *et al.*, OPAL Collaboration, Z. Phys. **C73** (1997) 189;
- [15] M. Davier et A. Höcker, Phys. Rev. **D58** (1998).
- [16] H. Georgi et S. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438;
H. Georgi et D. V. Nanopoulos, Nucl. Phys. **B155** (1979) 52; Nucl. Phys. **B159** (1979) 16.
- [17] J. L. Lopez, *Supersymmetry: From the Fermi Scale to the Planck Scale*, hep-ph/9601208.
- [18] U. Amaldi *et al.*, Phys. Lett. **B281** (1992) 374.
- [19] Y. Fukuda *et al.*, Collaboration Super-Kamiokande, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562;
C. Athanassopoulos *et al.*, Collaboration LSND, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1774;
P. Anselmann *et al.*, Collaboration Gallex, Phys. Lett. **B357** (1995) 237; erratum *ibid.* **B361**
(1996) 235;
A. I. Abazov *et al.*, Collaboration SAGE, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3332;
- [20] Particle Data Group, *Review of particle physics*, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 312.
- [21] M. Sher, Phys. Rep. **179** (1989) 273.
- [22] J. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. **B238** (1984) 453.
- [23] P. Fayet, *Introduction aux théories supersymétriques des particules*;
P. Fayet, *Proc. of the Europhysics Study Conference*, Erice (1980) 587;
J. Wess et J. Bagger, *Supersymmetry*, Princeton Series in Physics, Princeton University Press
(1983);
M. Sohnius, *Introducing Supersymmetry*, Phys. Rep. **128** (1985) 39;
G. Kane et H. Haber, *The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard
Model*, Phys. Rep. **C117** (1985) 75;
H. Haber, *Introductory Low Energy Supersymmetry*, Cours dispensé au “Theoretical Advanced
Study Institute”, University of Colorado, (Juin 1992), hep-ph/9306207;

- H. P. Nilles, *Phenomenological Aspects of Supersymmetry*, Présentation à la conférence *Gauge Theories, Applied Supersymmetry and Quantum Gravity*, Leuven, Belgique (juillet 1995), [hep-ph/9511313](#) ;
S. Martin, *A Supersymmetry Primer*, publié dans *Perspectives on supersymmetry*, Ed. G. L. Kane (1997) World Scientific, [hep-ph/9709356](#).
- [24] *Workshop on Physics at LEP2*, Ed. G. Altarelli, T. Sjöstrand et F. Zwirner, CERN Yellow Report CERN 96-01.
- [25] Y. Okada, M. Yamaguchi et T. Yanagida, *Prog. Theor. Phys.* **85** (1991) 1;
H. E. Haber et R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1815;
P. H. Chankowski, S. Pokorski et J. Rosiek, *Phys. Lett.* **B274** (1992) 191.
- [26] S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, *Phys. Rev.* **D58** (1998) 091701;
S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, *Cracow Epiphany Conference on Electron - Positron Colliders*, Cracovie (Jan 1999), [hep-ph/9903504](#);
S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, *Phys. Lett.* **B440** (1998) 296;
Ralf Hempfling et Andre H. Hoang, *Phys. Lett.* **B331** (1994) 99.
- [27] S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, CERN-TH-99-74, [hep-ph/9903404](#).
- [28] J. Ellis, G. Ridolfi et F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B257** (1991) 83;
J. Ellis, G. Ridolfi et F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B262** (1991) 477;
A. Brignole, J. Ellis, G. Ridolfi et F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B271** (1991) 123;
A. Brignole, *Phys. Lett.* **B277** (1992) 313;
A. Brignole, *Phys. Lett.* **B281** (1992) 284.
- [29] M. Carena, J. R. Espinosa, M. Quirós et C. Wagner, *Phys. Lett.* **B355** (1995) 209.
- [30] H. E. Haber, *Perspectives on Higgs Physics II*, Ed. G. L. Kane (1997) World Scientific, [hep-ph/9707213](#).
- [31] J. A. Casas, J. R. Espinosa, M. Quirós et A. Riotto, *Nucl. Phys.* **B436** (1995) 3.
- [32] Stefan Simion, Thèse, *Recherche de bosons de Higgs neutres d'un modèle à deux doublets avec le détecteur ALEPH au LEP*, LAL 95-14, Avril 1995.
- [33] J. R. Espinosa et M. Quirós, *6th International Symposium on Particles, Strings and Cosmology (PASCOS 98)*, Boston (Mars 1998), CERN-TH 98-292, [hep-ph 9809269](#).
- [34] Voir par exemple appendice C de *The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model*, G. Kane et H. Haber, *Phys. Rep.* **C117** (1985) 75.
- [35] A. Djouadi, J. Kalinowsky, P. Ohmann et P. Zerwas, *Z. Phys.* **C74** (1997) 93;
M. El Kheishen, A. Shafik et A. Aboshousha, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 4345.
- [36] G. Anderson *et al.*, *Summer Study on New Directions for High-energy Physics (Snowmass 96)*, (Juillet 1996), [hep-ph/9609457](#);
N. Arkani-Hamed, H.-C. Cheng et T. Moroi, *Phys. Lett.* **B387** (1996) 529;
L. J. Hall et L. Randall, *Nucl. Phys.* **B352** (1991) 289.

- [37] J. Kalinowski et M. Krawczyk, *Acta Phys. Polon.* **B27** (1996) 961, [hep-ph/9602292](#);
J. Kalinowski et H. P. Nilles, *Phys. Lett.* **B255** (1991) 134.
- [38] A. Djouadi, P. Janot, J. Kalinowski et P.M. Zerwas, *Phys. Lett.* **B376** (1996) 220.
- [39] F. Richard, *Higgs and Supersymmetry Search and Discovery*, Université de Floride (Mars 1999).
- [40] M. Carena, S. Mrenna et C. Wagner, *MSSM Higgs boson phenomenology at the Tevatron collider*, CERN-TH 98-262, [hep-ph/9808312](#).
- [41] R. Barate *et al.*, ALEPH collaboration, *Phys. Lett.* **B453** (1999) 121;
R. Barate *et al.*, ALEPH collaboration, *Phys. Lett.* **B453** (1999) 107;
R. Barate *et al.*, ALEPH collaboration, *Phys. Lett.* **B401** (1997) 347;
P. Abreu *et al.*, DELPHI collaboration, CERN-EP 99-79;
P. Abreu *et al.*, DELPHI collaboration, *Phys. Lett.* **B456** (1999) 310;
P. Abreu *et al.*, DELPHI collaboration, *Phys. Lett.* **B397** (1997) 158;
M. Acciarri *et al.*, L3 collaboration, *Phys. Lett.* **B454** (1999) 386;
M. Acciarri *et al.*, L3 collaboration, *Phys. Lett.* **B436** (1998) 437;
M. Acciarri *et al.*, L3 collaboration, *Phys. Lett.* **B398** (1997) 223;
G. Abbiendi *et al.*, OPAL collaboration, *Phys. Lett.* **B453** (1999) 138;
G. Akerstaff *et al.*, OPAL collaboration, *Eur. Phys. J.* **C1** (1998) 395;
G. Akerstaff *et al.*, OPAL collaboration, *Phys. Lett.* **B389** (1996) 416.

Chapitre 6

Outils d'analyse

On décrit dans ce chapitre les principales méthodes expérimentales mises en oeuvre pour rechercher un boson de Higgs produit en association avec un boson Z se désintégrant en une paire d'électrons ou de muons. L'identification des muons repose principalement sur l'étude des signaux déposés dans le calorimètre hadronique et dans les chambres à muons. L'identification des électrons repose quant à elle essentiellement sur les calorimètres électromagnétiques. Une présentation plus approfondie de ces détecteurs est donnée, ainsi que du détecteur à imagerie Tchénkov même s'il ne contribue que très peu à l'identification des muons. On montrera également la manière dont sont exploités ces détecteurs pour parvenir à l'identification des particules. Une seconde caractéristique des événements recherchés est la masse invariante de la paire de leptons qui doit être compatible avec celle d'un boson Z sur sa couche de masse. Nous verrons comment prendre en compte cette information dans une procédure d'ajustement cinématique, afin d'améliorer la résolution en masse. Enfin lorsque le boson de Higgs se désintègre en quark b , il est nécessaire de regrouper en *jets* les nombreuses particules, produits de l'hadronisation, afin de tenter de reconstruire les partons initiaux. Différentes méthodes d'agrégation seront comparées afin de retenir celle offrant les meilleures performances. L'identification des quarks b mettant en oeuvre le détecteur de vertex sera ensuite abordée. Nous terminerons par une description de la méthode utilisée pour optimiser les analyses afin d'offrir la meilleure sensibilité au signal recherché.

6.1 Identification des muons

Les muons sont les seules particules, hormis bien sûr les neutrinos, qui peuvent s'échapper du détecteur. Le muon est un lepton, il n'est donc pas sensible à l'interaction forte, et traverse les calorimètres en perdant son énergie essentiellement par le biais de processus électromagnétiques.

- **Pertes par ionisation:** en traversant la matière, le muon va ioniser les atomes constituant le milieu. La perte d'énergie par unité de longueur est décrite par la formule de Bethe-Bloch. Dans le cas des muons qui nous intéressent (provenant d'un Z sur couche de masse quasiment au repos), les pertes par ionisation sont dominantes. Dans du fer, près de 91,5% des pertes en énergie d'un muon de 40 GeV, sont dues au processus d'ionisation.
- **bremsstrahlung:** le muon perd également son énergie, par rayonnement de freinage. Mais cet effet est proportionnel à l'inverse du carré de la masse de la particule et est donc environ 40 000 fois plus faible que dans le cas d'un électron. Le bremsstrahlung ne représente qu'environ 3,4% des pertes d'énergie d'un muon de 40 GeV traversant du fer.
- **Création de paire d'électrons:** de manière similaire au bremsstrahlung, le muon peut interagir avec le champ électromagnétique environnant, mais en émettant cette fois-ci, non pas un photon réel, mais un photon virtuel qui se convertit en une paire électron-positon. Toujours dans le cas d'un muon de 40 GeV traversant du fer, ce processus représente 4,4% des pertes en énergie.

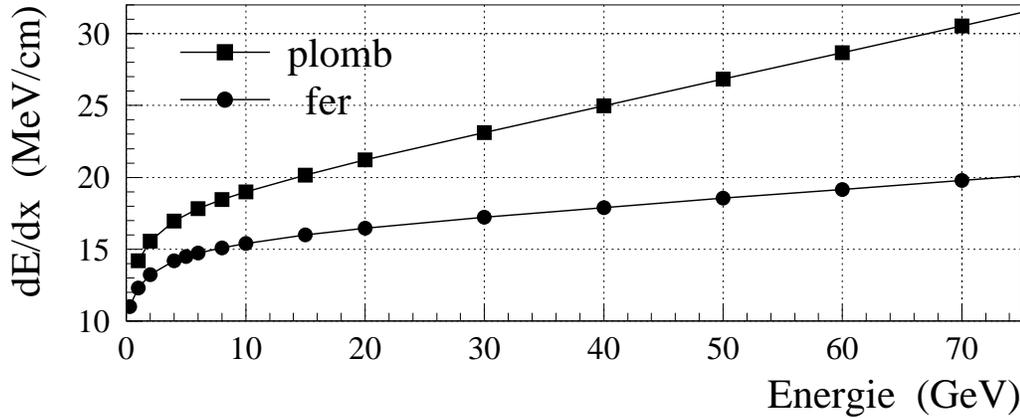


FIG. 6.1 – Perte d'énergie linéique, pour un muon traversant du fer (calorimètre hadronique) ou du plomb (calorimètre électromagnétique), en fonction de son énergie. [1]

- **Interaction nucléaire:** en principe, ce type d'interaction ne devrait pas être classé dans les processus purement électromagnétiques car il fait intervenir le noyau des atomes. La 0 des processus d'interaction photo-nucléaire repose sur la mesure des sections efficaces γ -p et γ -A en accélérateur. La diffusion photo-nucléaire ne devient importante que pour les muons très énergiques. Dans le cas du muon de 40 GeV traversant du fer, seul 0,7% des pertes en énergie proviennent de ce processus.

La perte d'énergie totale d'un muon traversant du fer ou du plomb est représentée sur la figure 6.1, en fonction de l'impulsion du muon. Le calorimètre électromagnétique de la région centrale (HPC) est constitué de 40 couches de plomb d'environ 3 mm d'épaisseur chacune. Les muons étudiés franchiront donc aisément ces 12 cm de convertisseur. L'absorbeur du calorimètre hadronique (HAC) est quant à lui formé de 110 cm d'épaisseur de fer. La figure 6.2 présente le spectre en impulsion de muons produits dans des événements $h\mu^+\mu^-$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV, ainsi que la fraction de leur énergie déposée dans les calorimètres. La fraction d'énergie perdue est ici définie comme le rapport entre le dépôt d'énergie mesuré par les calorimètres (électromagnétique et hadronique) et l'impulsion mesurée par les détecteurs de trace. C'est donc une limite inférieure sur la fraction totale d'énergie effectivement perdue par la particule car des interactions peuvent se produire avant les calorimètres, parfois dans des zones non instrumentées (aimant, parois des détecteurs, câbles...) échappant ainsi à la détection. A titre de comparaison, la figure 6.2 donne également la fraction d'énergie déposée dans les calorimètres par des pions ou des kaons. On utilise pour cela un échantillon simulé de bosons Z se désintégrant en une paire de taus à une énergie $\sqrt{s}=189$ GeV. Le seuil de sélection en impulsion est de 10 GeV/c, aussi bien pour les hadrons que pour les muons. On voit clairement que la quasi-totalité des muons franchiront les calorimètres. En outre la durée de vie relativement longue du muon ($c\tau = 659$ m), fait qu'il se désintègre généralement hors du détecteur. En revanche, les hadrons sont en partie arrêtés. La figure 6.2 est quelque peu trompeuse, car elle laisse penser qu'une bonne partie des hadrons s'échappent des calorimètres. Cela tient au fait que la variable E_{calo} ne contient pas toute l'énergie perdue par ces hadrons et en réalité, seuls 5,76% de ces hadrons ne seront pas complètement arrêtés par les calorimètres, soit parce qu'ils n'ont pas interagi, soit parce que leur gerbe hadronique se prolonge au delà du calorimètre: on les appelle *punch-through*. Un moyen simple d'identifier les muons, consiste donc à placer des détecteurs de trace au delà des calorimètres.

Nous verrons également que les caractéristiques des gerbes hadroniques permettent d'améliorer l'identification des muons. Le détecteur à imagerie Tchérenkov pourra également être utilisé, bien que la pureté de son identification soit médiocre dans le cas des muons. Enfin nous terminerons par la manière dont sont combinées l'ensemble de ces informations et indiquerons les performances obtenues.

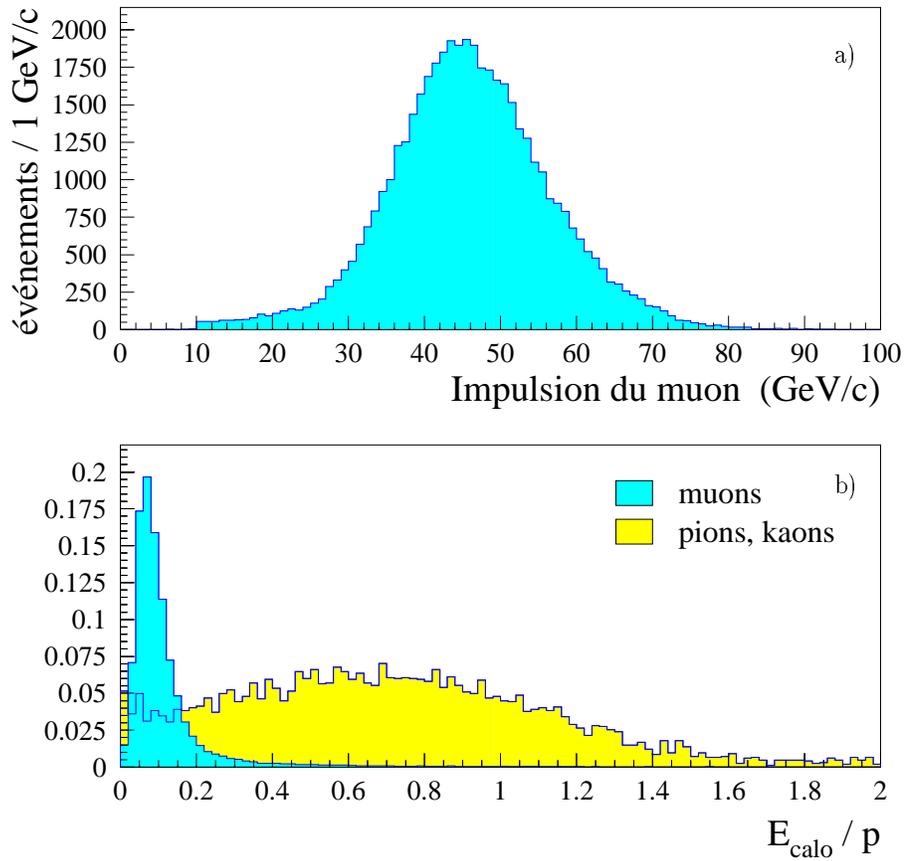


FIG. 6.2 – (a) Spectre en impulsion des muons issus de la désintégration d'un boson Z dans des $h\mu^+\mu^-$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV. – (b) Rapport entre énergie mesurée dans les calorimètres (électromagnétiques et hadroniques) et impulsion, pour des muons issus d'événements $h\mu^+\mu^-$ et des pions ou kaons provenant de la désintégration de leptons τ dans des événements $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV.

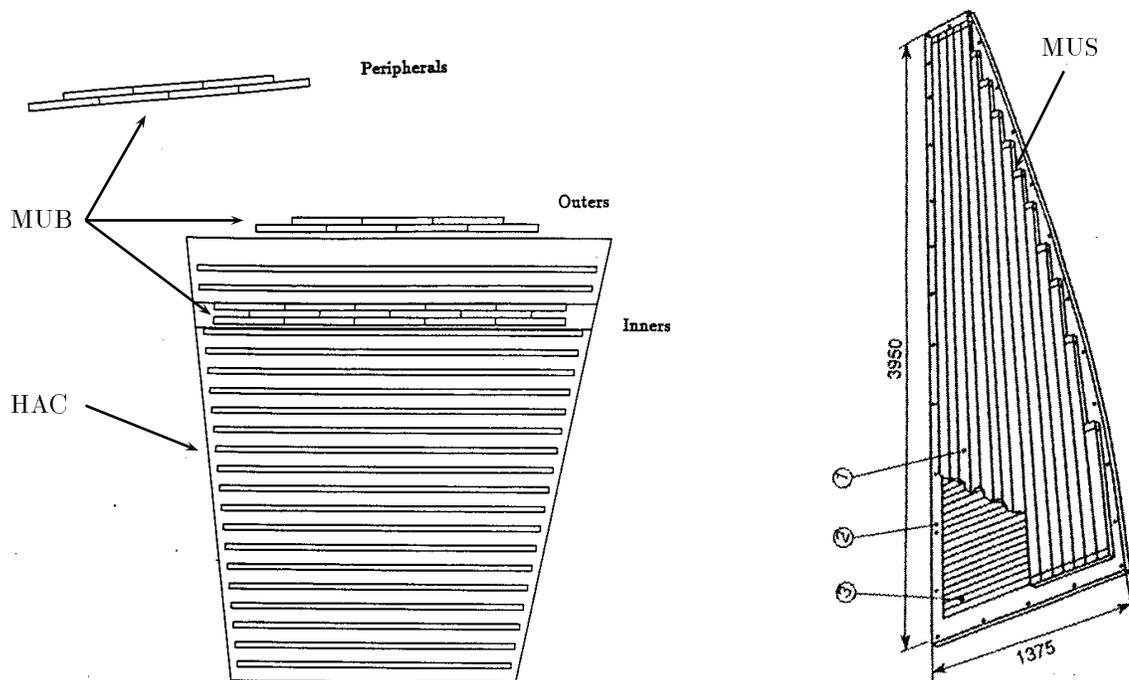


FIG. 6.3 – A gauche, la disposition, vue dans le plan $r\phi$, des chambres à muons centrales (MUB) au sein d'un module du calorimètre hadronique (HAC). A droite, un demi-module des chambres à muons supplémentaires (MUS), installées en 1994, pour parfaire l'hermiticité.

6.1.1 Les chambres à muons

6.1.1.1 Description des chambres

Les détecteurs de muons de la région centrale (MUB) [2] sont composés de chambres à dérive de 3,65 m de long, ayant une section rectangulaire de $(20,8 \times 2,6 \text{ cm})$. Ces lattes sont disposées parallèlement à l'axe du faisceau. Trois plans de chambres (5 + 4 + 5 lattes) sont disposés en quinconce au sein de chaque module du calorimètre hadronique, après 90 cm d'épaisseur de fer. Le schéma de gauche de la figure 6.3 montre cette disposition. Deux autres plans de 4 + 3 chambres sont placés juste après la couche la plus externe du calorimètre hadronique, après 20 cm de fer supplémentaire. Enfin, deux plans de 4 + 3 chambres sont placés au delà des câbles qui ceinturent le calorimètre. Ces plans sont placés à cheval entre deux modules du calorimètre, afin d'assurer l'hermiticité azimutale des détecteurs de muons.

Chaque chambre est composée d'un tube au centre duquel est disposé un fil d'anode dans le sens longitudinal, c'est à dire parallèle à l'axe des faisceaux. L'intérieur du tube est tapissé de rubans cathodiques longitudinaux qui assurent la dérive des électrons d'ionisation vers le fil d'anode, dans un mélange d'argon-méthane (90/10%). Le temps de dérive permet de déterminer la position transversale. Il n'excède jamais $2 \mu\text{s}$. L'ambiguïté gauche-droite est levée grâce à la disposition en quinconce des chambres. L'une des cathodes, située directement en regard du fil d'anode, est en fait une ligne à retard. Le signal induit par effet capacitif se propage suffisamment lentement sur cette ligne (5,2 cm/ns), pour permettre la mesure de la coordonnée longitudinale z . Les résolutions intrinsèques de ces chambres sont de 1 mm dans le plan $r\phi$ et de 10 mm en z . Mais lorsque les signaux détectés dans les chambres à muons sont associés aux traces extrapolées, alors les résolutions tombent à 2 mm en $r\phi$ et 80 mm

en z , dans le cas de muons de 45 GeV. L'acceptance en angle polaire des chambres à muons centrales s'étend de $53,0^\circ$ à $127,0^\circ$ avec toutefois une zone morte ($88,5^\circ < \theta < 91,5^\circ$) au niveau de la jonction entre les chambres.

Les détecteurs de muons de la région avant (MUF) [3] se composent de quatre plans de chambres à fils, disposés perpendiculairement à l'axe du faisceau, à des distances de 4,64 m, 4,67 m, 5,01 m et 5,04 m du point d'interaction. Les plans sont regroupés par paires, la première étant située à l'intérieur même du calorimètre hadronique, la seconde accolée à la paroi externe du calorimètre. Chaque plan est divisé en quatre quadrants de 4,4 m de côté, qui sont en fait l'assemblage de 22 tubes à dérive, similaires à ceux de la région centrale, de 4,35 m de long et de $18,8 \times 2,0$ cm de section. L'orientation des tubes au sein des deux plans consécutifs d'une paire, varie de 90° : horizontale dans le plan le plus proche du point d'interaction, verticale dans l'autre. Les coordonnées sont lues de la même manière que dans les détecteurs de la région centrale. L'ambiguïté gauche-droite est levée grâce à la disposition croisée des tubes de deux plans successifs: le temps de dérive est lu sur un premier tube et le retard est mesuré aux extrémités d'un second tube, orthogonal au premier. La résolution intrinsèque est de 5 mm pour les coordonnées x et y . Les chambres à muons avant couvrent en moyenne les régions d'angle polaire $20,0^\circ \leq \theta \leq 42,0^\circ$ et $138,0^\circ \leq \theta \leq 160,0^\circ$. Mais l'acceptance polaire dépend de l'angle azimutal du fait de la forme carrée des chambres.

Les chambres à muons supplémentaires (MUS) [4] — Les chambres à muons centrales et avant n'offrent pas une couverture complète de l'angle polaire. Il subsiste des zones mortes à 90° , à 45° et naturellement à très bas angle. L'inefficacité aux alentours de 45° est conséquente car près de 11° en angle polaire ne sont pas couverts comme le montre le schéma inférieur de la figure 6.4. Les chambres à muons *supplémentaires* (Surround Muon Chamber – MUS) furent mises en place au cours de l'année 94, afin d'améliorer l'hermiticité dans la région à 45° . Elles se composent de 4 modules de chaque côté du détecteur DELPHI (cf. schéma en haut à droite de la figure 6.4), présentant une surface plane, normale à la direction du point d'interaction. Les chambres à muons supplémentaires couvrent les régions $42,0^\circ \leq \theta \leq 53,0^\circ$ et $127,0^\circ \leq \theta \leq 138,0^\circ$ avec toutefois des zones mortes dans les régions azimutales à 45° , 135° , 225° et 315° . Chaque module se divise en deux parties symétriques, d'environ $4,0 \times 1,4$ m, représentées sur le schéma de droite de la figure 6.3. Chacune de ces parties se compose de deux plans superposés de tubes plastiques similaires à ceux du calorimètre hadronique (cf. 6.1.2.1). Des bandes cathodiques de 4 cm de large sont disposées perpendiculairement aux fils d'anode. Deux points par trace sont ainsi reconstruits dans le plan de la chambre, avec une précision de 1 cm. Les modules situés vers le sol, ne correspondent pas tout à fait à cette description. Du fait de l'encombrement lié aux pieds de support de DELPHI, leur taille est près de deux fois moindre que celle des modules normaux.

6.1.1.2 Extrapolation des traces et critères d'identification

La simple présence d'activité dans les chambres à muons ne peut suffire à identifier les muons, du fait de la contamination par les *punch-through*. Toutefois ces hadrons sont en général beaucoup moins énergiques que les muons produits dans un événement hZ, et sont donc plus affectés par la diffusion coulombienne.

Diffusion multiple coulombienne — Une particule chargée traversant un matériau, est défléchie par de nombreuses diffusions à bas angles. L'interaction coulombienne entre la particule incidente et les électrons ou noyaux du matériau est principalement responsable de cette diffusion. Dans la limite des angles faibles décrite par la théorie de Molière [5] la distribution angulaire des particules sortant du matériau, par rapport à la direction incidente de ces particules, est approximativement gaussienne. La distribution de probabilité angulaire $\mathcal{P}(\theta)$, dans un plan donné, est décrite par (dans l'approximation $v \sim c$):

$$\mathcal{P}(\theta_{\text{plan}}) d\theta_{\text{plan}} = \frac{1}{\theta_0 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{\theta_{\text{plan}}^2}{2\theta_0^2} \right] d\theta_{\text{plan}} \quad \text{avec} \quad \theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}/c}{p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right]$$

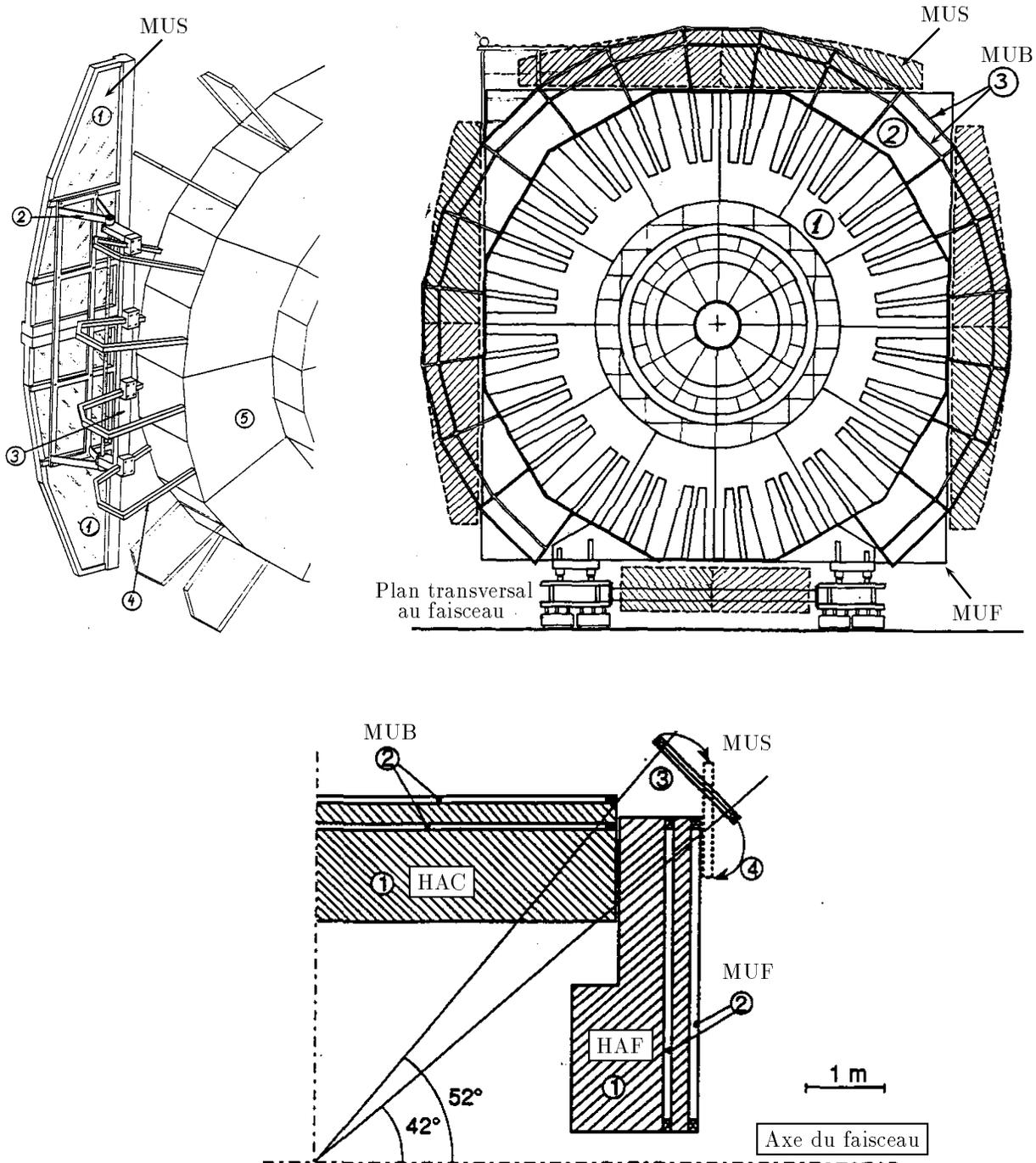


FIG. 6.4 – Les chambres à muons supplémentaires (MUS) permettent depuis 1994 de couvrir la zone morte dans la région à 45° entre les chambres à muons centrales (MUB) et les chambres à muons avant (MUF).

La largeur θ_0 de la gaussienne est donc inversement proportionnelle à l'impulsion p de la particule incidente, et proportionnelle à la racine carrée de l'épaisseur de matériau traversé exprimée en longueur de radiation (x/X_0).

Si les *punch-through* sont plus mous que les muons, ils auront donc tendance à être déviés d'avantage lors de leur traversée du calorimètre hadronique. Les signaux reçus dans les chambres à muons sont utilisés pour déterminer cette déviation. Les traces mesurées par les détecteurs de la région interne (situés avant les calorimètres) sont extrapolées jusqu'aux chambres à muons. Il est ainsi possible de déterminer quels devraient être les points d'impact dans les chambres à muons, ainsi que la direction des traces en ces points, puis de comparer ces prédictions aux signaux, effectivement mesurés dans les chambres à muons.

Désintégrations en muon de leptons τ ou de mésons légers— La méthode d'extrapolation permet aussi de réduire la contamination due à la désintégration de leptons τ ou de mésons légers (π^\pm , K^\pm). Ces mésons ont une probabilité non négligeable de se désintégrer dans le détecteur ($c\tau_\pi = 7,80$ m et $c\tau_K = 3,71$ m), en donnant naissance à un muon ($Br(\pi \rightarrow \mu\nu) \sim 100\%$ et $Br(K \rightarrow \mu\nu) \sim 63,5\%$). Si la désintégration se produit en amont de la TPC, seul le muon sera reconstruit, et l'extrapolation sera inutile. En revanche si le méson se désintègre en aval de la TPC, l'extrapolation de la trace du méson ne correspondra pas au signal engendré dans les chambres par le muon. Dans le cas d'une désintégration au sein même de la TPC, une seule trace sera en général reconstruite avec une grande erreur sur l'impulsion, qui se propagera dans l'extrapolation jusqu'aux chambres à muons, résultant en une piètre qualité de l'association trace extrapolée / impact dans les chambres à muons.

L'extrapolation des traces vers les chambres à muons [6] s'effectue en prenant en compte la perte d'énergie par ionisation prévue dans le cas d'un muon, et en considérant l'intensité du champ magnétique en chaque point. L'erreur de mesure sur l'impulsion par les détecteurs internes (principalement TPC) est propagée tout au long de l'extrapolation. La diffusion multiple coulombienne dans les calorimètres, contribue également à l'erreur sur la position du point d'intersection entre chambre à muons et extrapolation de la trace, ainsi que sur la direction de la trace en ce point. La trace extrapolée au niveau des chambres à muons est caractérisée par 4 variables: t_1^{ext} et t_2^{ext} sont les coordonnées du point d'intersection de la trace dans le plan de la chambre à muons (les coordonnées x et y sont utilisés dans la région avant, $r\phi$ et z dans la région centrale), tandis que Θ^{ext} et Φ^{ext} définissent la direction de la trace au niveau du point d'intersection. La matrice V_{ext} , de dimension 4×4 , est extraite de la matrice de covariance issue de l'extrapolation. Seuls les termes en t_1^{ext} , t_2^{ext} , Θ^{ext} et Φ^{ext} sont retenus (les termes corrélés avec l'impulsion sont omis).

Pour chaque impact dans les chambres à muons, deux coordonnées sont mesurées t_1^{muc} et t_2^{muc} . Pour n impacts détectés, on obtiendra une matrice d'erreurs V_{muc} , de dimension $2n \times 2n$. Cette matrice est diagonale car chaque mesure est indépendante, et les variables t_1^{muc} et t_2^{muc} sont décorélées.

L'association entre une trace et des impacts dans les chambres à muons s'effectue en ajustant à la fois la position des points extrapolés et celle des impacts réellement mesurés. Pour cela, on minimise un χ^2 construit en sommant les contributions dues à l'extrapolation et celles dues à la mesure des impacts dans les chambres:

$$\chi_{global}^2 = \chi_{ext}^2 + \chi_{muc}^2$$

Dans le cas de l'extrapolation, les variables à ajuster sont les écarts par rapport aux prédictions de l'extrapolation:

$$\begin{cases} \Delta t_1 &= t_1^{fit} - t_1^{ext} \\ \Delta t_2 &= t_2^{fit} - t_2^{ext} \\ \Delta \Theta &= \Theta^{fit} - \Theta^{ext} \\ \Delta \Phi &= \Phi^{fit} - \Phi^{ext} \end{cases}$$

Le χ^2 est ensuite construit comme:

$$\chi_{ext}^2 = (\Delta t_1^{ext} \ \Delta t_2^{ext} \ \Delta \Theta^{ext} \ \Delta \Phi^{ext}) V_{ext}^{-1} \begin{pmatrix} \Delta t_1^{ext} \\ \Delta t_2^{ext} \\ \Delta \Theta^{ext} \\ \Delta \Phi^{ext} \end{pmatrix}$$

Dans le cas de la mesure des impacts, la construction du χ_{muc}^2 , à partir des variables $t_1^{i\ muc}$, $t_2^{i\ muc}$ (où i est le i^e impact mesuré) et de la matrice d'erreur V_{muc} , est entièrement similaire.

Critères d'identification dans les chambres à muons [7] — L'étiquetage des muons repose d'une part sur le nombre d'impacts qu'une trace engendre dans les chambres et sur la localisation des ces impacts selon qu'ils se trouvent sur des plans de chambres à muons situés hors ou bien à l'intérieur du calorimètre hadronique. On définit N_{plan} comme le nombre total de couches touchées, et $N_{externe}$ comme le nombre de couche touchées, situées au delà du calorimètre hadronique. Mais avant ce décompte les impacts de mauvaise qualité sont rejetés selon un critère défini à partir de χ^2 partiels:

$$\begin{aligned} \text{- dans les chambres centrales MUB: } \chi_{bad}^2 &= \left(\frac{r\phi_{fit} - r\phi_{muc}}{\sigma_{muc}^{r\phi}} \right)^2 \\ \text{- dans les chambres avant MUF: } \chi_{bad}^2 &= \left(\frac{x_{fit} - x_{muc}}{\sigma_{muc}^x} \right)^2 + \left(\frac{y_{fit} - y_{muc}}{\sigma_{muc}^y} \right)^2 \end{aligned}$$

Le second critère d'identification repose sur la valeur des χ^2 de l'ajustement entre trace extrapolée et impacts dans les chambres. Les deux χ^2 définis au paragraphe précédent sont utilisés (χ_{ext}^2 et $\chi_{global}^2 = \chi_{ext}^2 + \chi_{muc}^2$). Suivant les valeurs prises par ces variables, plusieurs niveaux de fiabilité de l'identification sont définis: excellente, bonne, moyenne et faible. Les critères, correspondant à ces différents étiquetages sont résumés dans le tableau 6.1.

MUB					MUF				
Fiabilité	faible	moyenne	bonne	excellente	Fiabilité	faible	moyenne	bonne	excellente
χ_{bad}^2	< 1000	< 16	< 16	< 10	χ_{bad}^2	< 1000	< 10	< 10	< 10
N_{plan}	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1	N_{plan}	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$N_{externe}$	-	-	≥ 1	≥ 1	$N_{externe}$	-	-	≥ 1	≥ 1
χ_{global}^2	-	≤ 6	$\leq 3,5$	≤ 2	χ_{global}^2	-	≤ 7	≤ 4	≤ 2
χ_{ext}^2	-	≤ 6	$\leq 5,25$	≤ 3	χ_{ext}^2	-	≤ 7	≤ 3	$\leq 1,5$

MUS				
Fiabilité	faible	moyenne	bonne	excellente
N_{plan}	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
χ_{global}^2	-	≤ 6	≤ 4	≤ 2
χ_{ext}^2	-	≤ 5	≤ 5	≤ 5

TAB. 6.1 – Critères d'identification des muons dans les chambres avant (MUF) centrales (MUB) et supplémentaires (MUS). La coupure sur χ_{bad}^2 définit le seuil au-dessus duquel sont rejetés les impacts.

Dans le cas des chambres à muons supplémentaires, tous les impacts détectés sont considérés comme hors du calorimètre. En outre, le recouvrement angulaire entre les chambres supplémentaires et les chambres avant, fait qu'un muon peut déposer un signal dans plusieurs chambres. Si tel est le cas, les impacts déposés dans les MUS sont sommés avec ceux des MUF et sont considérés comme situés hors du calorimètre.

En 1996, le premier traitement des données à 161 GeV et 172 GeV ne disposait pas encore de la version de l'identification de muons utilisant l'étiquetage par les MUS. Une identification simplifiée a été utilisée: au moins un impact devait être reconstruit dans les MUS pour satisfaire le critère le plus faible. Les critères de fiabilité moyenne, bonne et excellente correspondaient à une unique coupure sur le χ_{global}^2 , fixée à 7, 4 et 2.

L'efficacité de l'identification a été évaluée sur un échantillon de muons provenant d'événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV. La pureté est estimée à partir de pions ou de kaons issus de la désintégration de taus dans des événements $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ également simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV. La pureté est ici définie comme $1 - \mathcal{P}(\pi, K \rightarrow \mu)$, où $\mathcal{P}(\pi, K \rightarrow \mu)$ est la probabilité d'identifier accidentellement un pion ou un kaon comme étant un muon. Les performances de l'identification sont résumées dans le tableau 6.2 pour les zones d'acceptance polaire correspondant aux trois chambres à muons:

- Chambres centrales MUB: $\Delta\theta_{MUB} \Rightarrow 53,0^\circ < \theta < 88,5^\circ$ et $91,5^\circ < \theta < 127,0^\circ$
- Chambres avant MUF: $\Delta\theta_{MUF} \Rightarrow 20,0^\circ < \theta < 42,0^\circ$ et $138,0^\circ < \theta < 160,0^\circ$
- Chambres supplémentaires MUS: $\Delta\theta_{MUS} \Rightarrow 42,0^\circ < \theta < 53,0^\circ$ et $127,0^\circ < \theta < 138,0^\circ$

L'ensemble de la région azimutale ($0^\circ < \phi < 360^\circ$) est prise en compte. Les chiffres cités dans le tableau 6.2 n'incluent pas l'inefficacité dans la reconstruction des traces.

zone d'acceptance		Critère d'identification			
		faible	moyenne	bonne	excellente
4π	efficacité	$93,6 \pm 0,2$	$91,6 \pm 0,2$	$84,9 \pm 0,3$	$72,1 \pm 0,3$
	contamination	$6,1 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,1$	$0,33 \pm 0,07$	$0,12 \pm 0,04$
$\Delta\theta_{MUB}$	efficacité	$96,1 \pm 0,2$	$93,8 \pm 0,3$	$85,0 \pm 0,4$	$74,0 \pm 0,5$
	contamination	$5,4 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,2$	$0,21 \pm 0,08$	$0,18 \pm 0,07$
$\Delta\theta_{MUF}$	efficacité	$93,1 \pm 0,3$	$92,0 \pm 0,4$	$89,3 \pm 0,4$	$74,6 \pm 0,6$
	contamination	$8,1 \pm 0,6$	$2,1 \pm 0,3$	$0,54 \pm 0,16$	$0,10 \pm 0,07$
$\Delta\theta_{MUS}$	efficacité	$91,6 \pm 0,5$	$89,1 \pm 0,6$	$77,7 \pm 0,8$	$63,8 \pm 0,9$
	contamination	$2,6 \pm 0,5$	$0,7 \pm 0,3$	$0,3 \pm 0,1$	$0,11 \pm 0,06$

TAB. 6.2 – Performances de l'identification par les chambres à muons (en %).

La contamination due aux hadrons est légèrement plus importante dans la région avant. L'épaisseur de fer est en effet plus réduite dans la partie à grand rayon ($r > 2,30$ m) du calorimètre hadronique avant. Les chambres à muons supplémentaires remplissent parfaitement leur rôle, en comblant la zone morte à 45° , comme le montre la figure 6.5. Des efficacités quasi-similaires à celles des chambres à muons centrales et avant sont obtenues pour les critères d'identification les moins contraignants. Environ 1/4 des muons reconstruits dans la région $42^\circ < \theta < 53^\circ$ sont en fait identifiés par les "coins carrés" de la chambre avant. L'acceptance $20^\circ \leq \theta \leq 42^\circ$ des MUF est en réalité une limite inférieure correspondant au rayon du cercle inscrit dans le carré formé par les chambres avant.

6.1.2 Profil de la gerbe hadronique

L'identification par les chambres à muons peut être complétée par l'étude du dépôt d'énergie mesuré dans le calorimètre hadronique, au passage d'un muon ou d'un hadron. Comme indiqué au début du chapitre, les muons perdent essentiellement leur énergie par ionisation. Dans la gamme d'impulsion étudiée (cf. figure 6.2), les muons sont très peu freinés par le calorimètre, et leur dépôt en énergie est essentiellement uniforme le long des 110 cm de fer rencontrés. Ils sont peu déviés par le champ électromagnétique régnant à l'extérieur de la bobine, et sont faiblement affectés par la diffusion multiple. La "gerbe" calorimétrique de ces muons est donc rectiligne, de profil longitudinal plat (c.à.d. une énergie déposée uniformément aux différentes profondeurs du calorimètre), et de faible dispersion dans le plan transversal (normal à la direction de la gerbe). Le terme de *gerbe* sera utilisé ici abusivement pour qualifier le dépôt en énergie des muons, issu de simples processus d'ionisation.

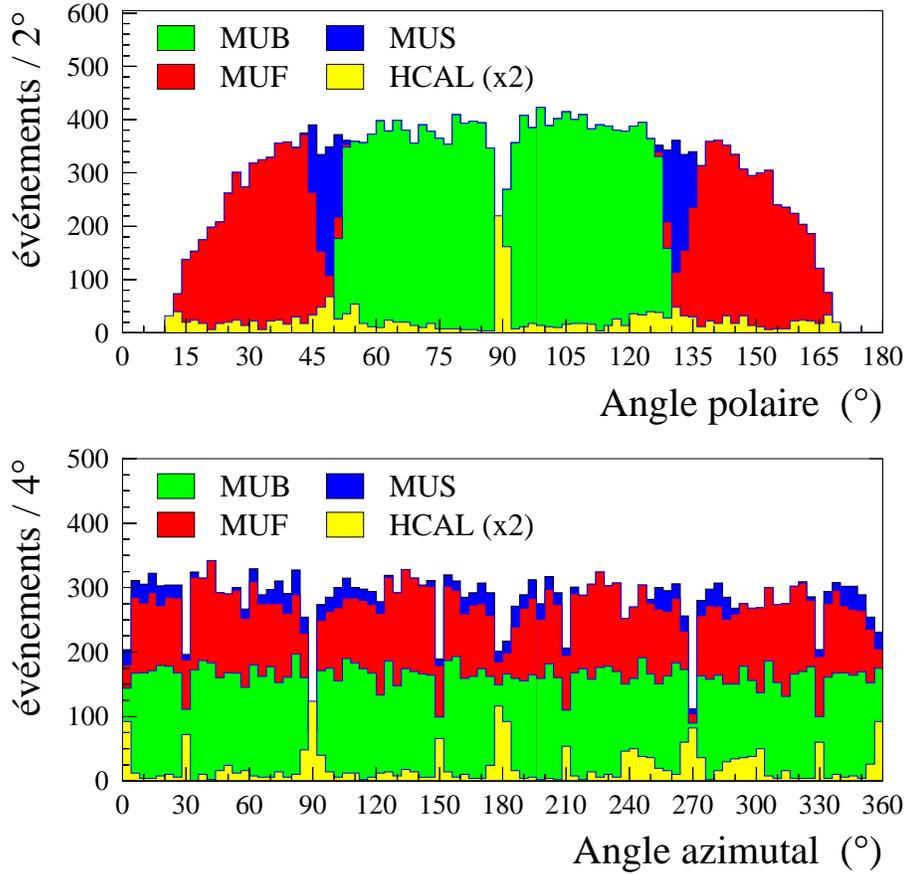


FIG. 6.5 – Distributions cumulées des angles polaire et azimutal des muons identifiés par les chambres à muons centrales (MUB), avant (MUF) et supplémentaires (MUS). Est également superposée la distribution des muons identifiés par le calorimètre hadronique (HAC) ayant échappés à l'identification par les chambres à muons. Les muons proviennent d'événements $h\mu^+\mu^-$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV, avec des masses de boson de Higgs allant de 70 GeV/ c^2 à 97 GeV/ c^2 .

Dans le cas des hadrons, l'interaction forte donne lieu à une cascade de processus hadroniques, à l'origine des gerbes détectées dans le calorimètre [8].

- Une fraction de l'énergie du hadron incident donne naissance à de nouvelles particules. La plupart de ces particules secondaires sont de faible impulsion et présentent une composante transversale non négligeable ($p_T \sim 0,35 \text{ GeV}/c$ en moyenne). Elles emportent en moyenne la moitié de l'énergie du hadron "consacrée" à la création de nouvelles particules. Elles vont contribuer, ainsi que la diffusion multiple coulombienne, à l'élargissement transversale de la gerbe. L'autre moitié d'énergie est emportée par une minorité de particules, dirigées vers l'avant (c.à.d. à faible impulsion transversale). Les particules secondaires se composent essentiellement de protons, neutrons et pions (neutres ou chargés). Les π^0 se désintègrent en deux photons, avant d'interagir fortement, et donnent donc naissance à une gerbe électromagnétique au sein du calorimètre hadronique. Ils peuvent représenter une part importante de la gerbe. Ils emportent en moyenne une fraction d'énergie égale à $0,1 \ln E$ (avec E en GeV, dans la gamme de quelques GeV à quelques centaines de GeV). Mais cette fraction dépend crucialement de la première interaction du hadron incident et est donc sujette à d'importantes fluctuations d'un événement à l'autre.
- Le hadron incident interagit également au sein du calorimètre, en excitant ou en cassant les noyaux du milieu. Cela donne d'une part de nouveaux processus de gerbes, mais d'autre part, une fraction de l'énergie demeure indétectée, à cause de processus comme l'excitation vibrationnelle ou rotationnelle des noyaux.

Bien sûr, les particules secondaires peuvent à leur tour interagir, alimentant ainsi la gerbe. On exprime généralement la distance l parcourue par un hadron dans le calorimètre en unité de longueur d'absorption nucléaire λ , propre à chaque matériau ($\lambda = 17,1 \text{ cm}$ dans le cas du fer), et telle que $e^{-l/\lambda}$ décrive la probabilité qu'à le hadron de "survivre" à la distance l sans interagir.

La forme de la gerbe est principalement caractérisée par sa longueur (la profondeur de pénétration dans le calorimètre) et par sa dispersion transversale (la taille caractéristique de la gerbe dans le plan normal à sa direction). La longueur de la gerbe est généralement définie par la position de son maximum l_{max} , c'est à dire le point auquel la perte linéique en énergie est la plus grande:

$$l_{max} \sim (0,2 \ln E + 0,7) \lambda \quad , \quad \text{avec } E \text{ en GeV,}$$

ou bien par la longueur l_{95} "contenant" 95% de la gerbe:

$$l_{95} \sim l_{max} + 2,5 \lambda E^{0,13} \quad , \quad \text{avec } E \text{ en GeV.}$$

Le terme en $\lambda E^{0,13}$ décrit le comportement exponentiel de la gerbe au-delà de son maximum. Ces expressions offrent une précision de l'ordre de 10% dans le cas d'énergie de hadrons allant de quelques GeV à quelques centaines de GeV. La taille transversale de la gerbe peut être définie comme le rayon r_{95} du cylindre, dont l'axe se superpose à la direction de la gerbe et dont le volume renferme 95% de la gerbe:

$$r_{95} \sim \lambda \quad ,$$

à 20% près et indépendamment de l'énergie du hadron incident.

Cette brève description des gerbes nous indique quelles sont les qualités requises pour un calorimètre hadronique. Il doit être suffisamment profond pour contenir entièrement les gerbes et également pour réduire la probabilité qu'à un hadron de traverser le calorimètre sans interagir fortement. Sa résolution angulaire doit être proche de la taille transversale moyenne des gerbes ($r_{95} \sim \lambda$). L'identification des particules sera d'autant meilleure que l'échantillonnage des mesures en énergie le long de l'axe de la gerbe est fin. On obtient ainsi un profil longitudinal en énergie plus précis, qui permet de distinguer les hadrons (ayant interagi fortement) des muons. La résolution en énergie doit bien sûr être la meilleure possible, tout en ne sacrifiant pas la réponse du calorimètre à la partie "électromagnétique" de la gerbe.

Le calorimètre hadronique de DELPHI répond à ces critères. Nous présentons ici ses caractéristiques, puis nous indiquons comment il peut contribuer à l'identification des muons.

6.1.2.1 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique de DELPHI [9] est constitué d'une ossature en fer, d'environ 2 000 tonnes, qui sert à la fois d'absorbeur et de canaliseur des lignes de retour du champ magnétique. Dans la partie centrale, 19 couches de fer de 5 cm d'épaisseur sont superposées, avec des intervalles de 1,7 cm. Viennent ensuite deux couches de 2,5 cm d'épaisseur, séparées par un espace de 8 cm où sont insérés les trois premiers plans de chambres à muons. Le tout se termine avec une unique couche de fer de 10 cm d'épaisseur.

La détection des particules est assurée par des tubes plastique [10] (*Plastic Streamer Tube*), de $9 \times 9 \text{ mm}^2$ de section, de longueur fixe dans la région centrale (environ 3,50 m) et de longueur variable dans la partie avant (de 34 cm à 4 m). Ils sont disposés à l'intérieur des espaces séparant deux couches de fer, parallèlement à l'axe du faisceau dans la région centrale et dans un plan vertical dans la région avant. Les tubes utilisent le principe de la chambre à fil: une particule incidente ionise le gaz contenu à l'intérieur du tube – un mélange d'argon (10%), de CO_2 (60%) et d'isobutane (30%). Les électrons arrachés dérivent vers une fil d'anode, situé au centre du tube et porté à un potentiel de 4 kV. La cathode est formée par les parois du tubes recouvertes d'un film de graphite de faible conductivité. La résistivité de la cathode, supérieure à 50 k Ω /square, permet de mesurer les charges induites par couplage capacitif sur des électrodes situées à l'extérieur du tube.

Les tubes sont en fait assemblés par groupe de 8, dans une structure en PVC de 0,5 mm d'épaisseur recouverte du film de graphite, formant ainsi des lattes de $1 \times 8 \text{ cm}^2$ de section. Les électrodes de lecture sont découpées en pavés qui couvrent chacun une zone angulaire $\Delta\theta = 2,96^\circ$ ($2,62^\circ$ dans la région avant) et $\Delta\phi = 3,75^\circ$. La surface d'un pavé varie entre $16 \times 21 \text{ cm}^2$ et $23 \times 33 \text{ cm}^2$. Un pavé, suivant sa position, couvre donc en angle azimutal entre 2 et 3 lattes de tubes (partiellement 4). Cette dégradation volontaire de la granularité, de 8 cm à environ 20-30 cm, est le résultat d'un compromis entre le coût de l'électronique de lecture et la granularité désirée. Nous avons vu que la dimension latérale d'une gerbe était de l'ordre de la longueur d'interaction nucléaire λ , soit 17 cm dans le cas du fer. Des pavés de 20-30 cm semblent donc suffisants. Dans le même souci d'économie, les pavés équipant 5 couches de tubes successives (dans la direction r pour la région centrale et z pour l'avant), sont reliés électriquement entre eux. On désignera désormais abusivement par pavé, un tel groupe de 5 électrodes. La structure résultante, représentée sur la figure 6.6 est donc formée de 96 damiers juxtaposés en un anneau dans le plan $r\phi$. Quatre anneaux concentriques couvrent des rayons de 3,20 m à 4,60 m dans la région centrale et d'environ 80 cm à 4,60 m dans la région avant. La structure est répétée 56 fois, en couvrant des angles polaires de $11,2^\circ$ à $168,2^\circ$, par 32 pas de $2,96^\circ$ dans la région centrale et 24 pas de $2,62^\circ$ dans la région avant. Le nombre de pavés est considérable: 21 504 voies de lecture (56 en $\theta \times 96$ en $\phi \times 4$ couches).

Pour le support mécanique, les pavés sont regroupés en module de 4 couches de 4 pavés en ϕ , comme le montre la figure 6.7. Cela induit 24 zones mortes en ϕ , entre deux modules adjacents. Il n'existe pas en revanche de coupure en θ , à l'exception de la séparation entre calorimètre central et avant, ainsi que la cassure entre les deux parties du calorimètre central à $z = 0$. L'hermiticité du calorimètre hadronique s'étend ainsi sur plus de 95% de l'angle solide.

Mode *streamer limité* et mesure en énergie — Les tubes plastiques sont utilisés en mode streamer limité. Ce nouveau régime dans la détection par ionisation de gaz a été découvert par l'équipe de G. Charpak [11], en constatant la présence de signaux anormalement élevés dans une chambre proportionnelle multifils¹. La grande intensité du signal a d'abord fait penser qu'il s'agissait d'un mode Geiger qui s'arrêtait *spontanément*.

1. L'équipe de Charpak a d'abord pensé que ce nouveau régime était spécifique au gaz employé (un mélange d'argon, d'isobutane et de fréon-13 B1). Mais le même phénomène fut observé plus tard dans une chambre à fils utilisant un classique mélange argon-isobutane, mais dont les fils sensibles étaient relativement épais (100 μm).

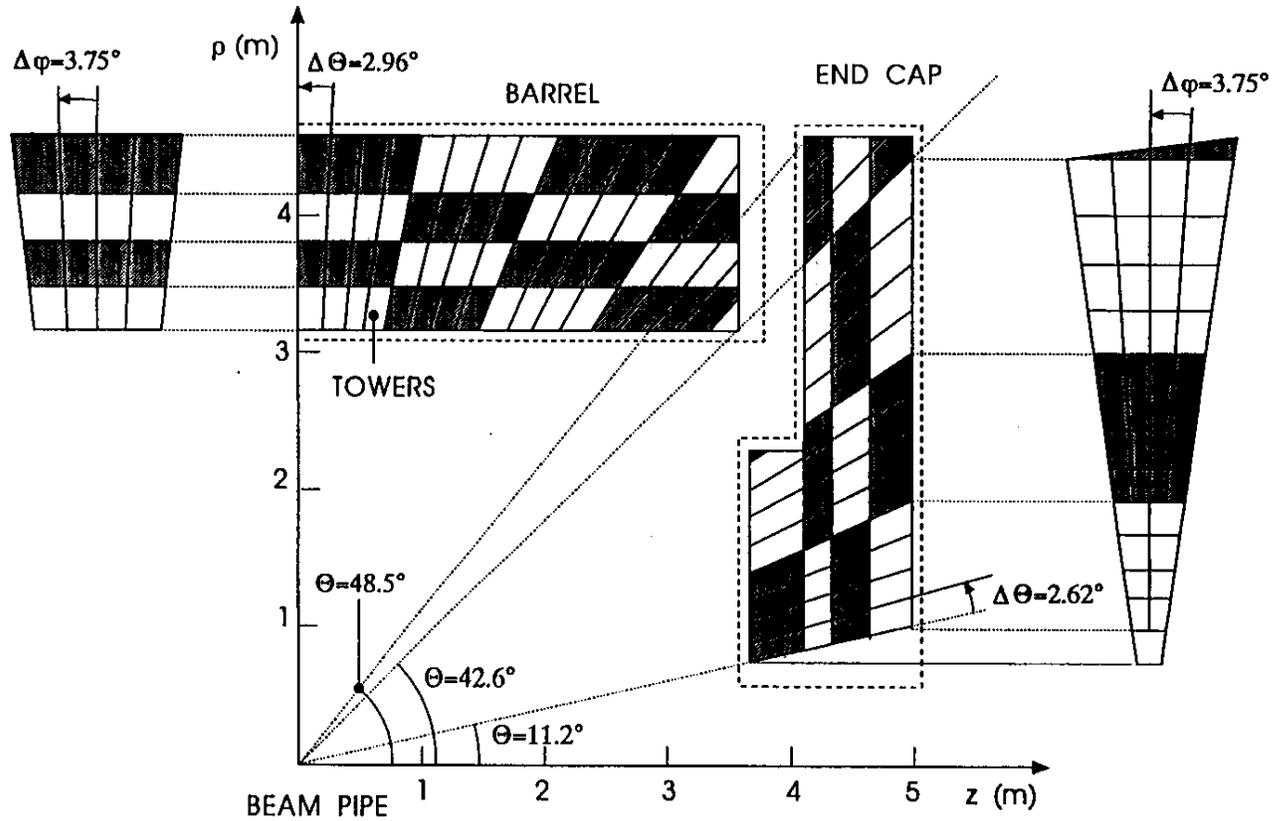


FIG. 6.6 – Configuration géométrique des pavés de lecture du calorimètre hadronique.

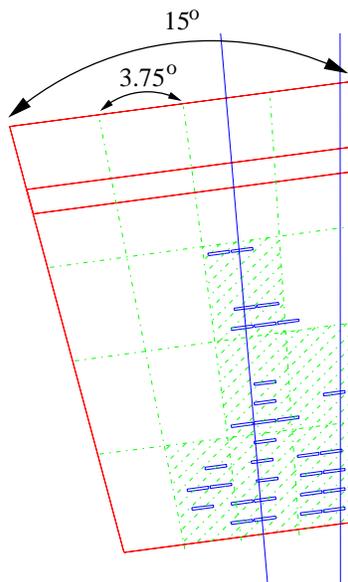


FIG. 6.7 – Un module du calorimètre hadronique, vu dans le plan $r\phi$. La division en 4 couches de 4 pavés en ϕ est apparente. Les pavés ayant détectés un signal au cours de cet événements sont hachurés. On distingue également les tubes touchés, représentés sous forme de rectangles aplatis.

Lorsqu'on augmente le champ électrique appliqué entre l'anode et la cathode, différents régimes sont observés:

- **Régime d'ionisation:** la charge collectée sur l'anode correspond aux électrons créés par ionisation, lors du passage de la trace dans le gaz. Le champ électrique n'est pas assez fort pour que ces électrons soient suffisamment accélérés pour ioniser à leur tour de nouveaux atomes de gaz. Le facteur d'amplification du gaz est donc de 1 (rapport entre le nombre d'électrons collectés sur l'anode et le nombre d'électrons créés par le passage de la trace dans le gaz)
- **Régime proportionnel:** le champ est suffisamment fort pour que les électrons primaires ionisent le gaz. Il se produit un phénomène d'avalanche à proximité de l'anode. Le nombre d'électrons suit grossièrement une loi de croissance exponentielle (avalanches de Townsend). Il existe une région E/p , où E est le champ électrique et p la pression du gaz, pour laquelle le facteur d'amplification du gaz est indépendant du nombre d'ions primaires. La charge collectée sur l'anode est alors directement proportionnelle aux nombres d'électrons primaires créés par le passage de la trace dans le gaz.
- **Régime Geiger-Müller:** si l'on augmente encore le champ, une partie des électrons des avalanches se recombinaient avec des ions positifs qui se désexcitent radiativement. Les photons sont émis de manière isotrope, ils sont ensuite capturés par les atomes de gaz qui se retrouvent parfois ionisés. Les électrons arrachés redéclenchent de nouvelles avalanches. Les avalanches se propagent ainsi tout le long du fil d'anode, jusqu'à couvrir complètement la chambre. Le signal collecté sur l'anode est donc toujours le même, quelque soit le nombre d'électrons primaires.

Les observations de Charpak *et al.* ne correspondaient à aucun de ces modes. Le signal avait une intensité très élevée comme dans le cas du régime Geiger, mais sa durée était très brève (moins de 100 ns) et il n'était pas suivi d'un long temps mort. Les études qui ont suivi [12] ont montré qu'il s'agissait d'avalanches très localisées suivant la direction du fil d'anode (150-200 μm), qui pouvaient être relativement étendues dans la direction radiale (plusieurs mm) suivant l'intensité du champ électrique. Le phénomène s'apparente donc plus à des *streamers* qui s'auto-limiteraient, d'où le nom *self-quenching streamer*:

Les électrons primaires dérivent vers l'anode en ionisant le gaz. Une avalanche se crée en forme de goutte, avec à l'extrémité pointue les ions positifs qui dérivent lentement vers la cathode, et à l'autre extrémité les électrons. Au fur et à mesure que la densité de charge augmente, un champ électrique s'établit entre les électrons et les ions. Il tend à s'opposer au champ appliqué entre anode et cathode. A partir d'environ 10^7 - 10^8 paires électrons-ions, les électrons sont fortement ralentis par ce champ et peuvent subir des recombinaisons radiatives: $A^+ + e^- \rightarrow A^* + \gamma$, où le photon emporte l'énergie cinétique de l'électron et l'énergie de liaison de l'atome. Ces photons peuvent à leur tour ioniser les atomes de gaz. Si l'électron est produit entre la cathode et le bord positif de l'avalanche, il subira un champ encore plus intense que celui appliqué aux bornes de l'anode et de la cathode. Il va se former une seconde avalanche, dont le bord négatif dérive plus vite vers l'anode que la première avalanche. Les deux avalanches se fondent en une seule. Ce processus se répète et finit par former un *streamer*, accumulation d'avalanches sur une longueur importante. Au final le *streamer* forme un plasma d'électrons et d'ions qui va joindre les deux électrodes. Il se produit alors une étincelle (*spark*) entre l'anode et la cathode. Pour éviter cette étincelle, on peut par exemple dans le cas d'une chambre à *streamer*, appliquer le champ électrique que pendant quelques ns, au passage de la particule. Le *streamer* qui se rapproche de l'anode et de la cathode à une vitesse d'environ 0.1 cm/ns, n'aura pas alors le temps de les relier.

Dans le cas du mode *streamer limité*, l'étincelle est évitée naturellement. Ce mécanisme d'auto-limitation n'est pas connu avec certitude. Il pourrait être dû à un tarissement de la source de photon [13]. On observe en effet que la densité de photons diminue au fur et à mesure que le *streamer* se rapproche de la cathode. Les processus de recombinaison se raréfieraient à cause de la baisse de densité des ions, due à l'orientation aléatoire des avalanches successives. Mais ce n'est qu'une explication parmi de nombreuses autres [14]. En pratique le mode *streamer limité* est obtenu en utilisant des fils sensibles suffisamment épais (de l'ordre de 100 μm) et/ou des mélanges gazeux très fortement *quenchés*. Le quencher ainsi qu'une pression suffisamment élevée ($\gtrsim 1/10$ d'atmosphère) augmentent la section efficace d'absorption des photons, et empêchent ainsi la propagation des avalanches le long du fil d'anode, caractéristique du mode Geiger.

Le mode *streamer limité* présente de nombreux avantages:

- il permet l'utilisation de fils d'anode épais et donc très résistants (fil en béryllium-cuivre de 80 μm dans le cas du calorimètre de DELPHI). Les moyens mécaniques à mettre en oeuvre s'en trouvent simplifiés.
- le signal de sortie a une grande amplitude et n'a donc pas obligatoirement besoin d'être préamplifié.
- le temps de montée et la largeur du signal sont très rapides (inférieurs à 100 ns) et permettent donc une mesure très précise du temps de passage des particules.
- ces deux derniers points font qu'une bonne précision peut être obtenue sur la mesure de la position le long du fil, par couplage capacitif sur des pavés extérieurs.

Nous venons de voir que les tubes plastiques permettaient une détermination précise de la position de la gerbe sur l'axe du tube, mais comment mesure-t-on l'énergie avec un détecteur qui ne fonctionne pas en mode proportionnel? Cela repose sur le fait que le nombre de particules produites dans la gerbe hadronique est approximativement proportionnel à l'énergie du hadron incident. La mesure en énergie revient en sorte à compter le nombre de *streamers*. Connaissant la réponse, lue sur les pavés, à une particule d'énergie connue (procédure d'étalonnage), on peut déduire l'énergie de tout autre particule à partir de son signal sur les pavés. Un dernier avantage du mode *streamer limité* est donc d'éviter les fluctuations de Landau, rencontrées lors de la mesure d'une énergie à partir de l'amplitude d'un signal déposé.

Lecture des pavés — Jusqu'en 1996, seuls les pavés étaient utilisés pour étudier le signal déposé dans le calorimètre. L'énergie est lue sur les 4 couches du calorimètre en profondeur, avec une résolution:

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

Lecture des cathodes — Lors de l'arrêt de maintenance 95-96 de DELPHI, le calorimètre hadronique a été équipé, dans sa région centrale, d'un système de lecture des cathodes. La granularité en ϕ est ainsi améliorée d'un facteur 2,6 à 3,7 suivant le rayon, et d'un facteur 5 dans la direction radiale (les pavés mesurent entre 20 et 30 cm et couvrent donc en ϕ , 2 à 3 tubes de 8 cm de large et sont lus par couche de 5). Cependant, la résistivité élevée de la cathode n'est pas uniforme le long d'un tube. La forme du signal reçu à une extrémité dépend donc de la position du *streamer* sur le tube, rendant impossible la détermination de l'énergie, et seule une information binaire est mesurée sur les cathodes. La résolution spatiale plus fine permet de mieux distinguer deux gerbes hadroniques proches. Il était fréquent auparavant d'avoir deux dépôts calorimétriques proches, l'un dû à un hadron neutre (K_L^0 par exemple), l'autre à une particule chargée (π^+ par ex.). La granularité n'était pas suffisante, et l'ensemble des deux gerbes était considéré comme un unique dépôt calorimétrique, dû au hadron chargé. Le hadron neutre était alors perdu. L'énergie lui correspondant était également perdue si l'on utilisait uniquement l'impulsion du hadron chargé et non son énergie, ce qui est le cas le plus fréquent dans les analyses. Depuis 98, la lecture des cathodes est employée dans le programme de reconstruction et d'association des gerbes hadroniques.

Lecture des anodes — La conception du calorimètre hadronique ne permet pas un accès direct au fil d'anode des tubes. Toutefois, une information temporelle peut être extraite des modules d'alimentation des fils. Cette pseudo-lecture des anodes peut être employée comme *trigger* et est également utile pour rejeter des signaux non-physiques (bruit), ou bien des cosmiques, qui ne sont pas en temps avec le croisement des faisceaux.

6.1.2.2 Dépôt calorimétrique d'un muon et d'un hadron

Profil en énergie — Un muon traverse le calorimètre en perdant principalement son énergie par ionisation. Dans la gamme d'impulsion étudiée, les muons sont très peu ralentis. L'énergie déposée

dans chacune des 4 couches du calorimètre est à peu près constante. En revanche les hadrons ont une grande probabilité (99,5%) d'interagir fortement dans les 90 cm de fer précédant le premier plan de chambre à muons. Le dépôt longitudinal en énergie augmente très rapidement pour atteindre un maximum généralement localisé à moins d'une longueur d'absorption du début de la gerbe, et suit alors une décroissance exponentielle. La figure 6.8 présente l'énergie déposée dans chacune des 4 couches du calorimètre par des muons issus d'événements $h\mu^+\mu^-$ et des pions ou kaons chargés provenant de la désintégration de taus dans des événements $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ à $\sqrt{s}=189$ GeV. Les muons ou hadrons sélectionnés ont des impulsions supérieures à 10 GeV. Le dépôt d'énergie des muons reste constant, aux alentours de 1 GeV par couche. Celui des hadrons présente deux composantes: d'une part les hadrons n'interagissant pas par interaction forte dans la couche perdent leur énergie par ionisation et déposent environ 1 GeV comme pour le muon; d'autre part les hadrons qui amorcent une gerbe dans la couche. La majeure partie de leur énergie est perdue très rapidement (maximum au bout d'environ une longueur d'absorption), ce qui explique les longues queues à haute énergie dans les distributions. Ainsi les pions ou kaons sélectionnés déposent en moyenne 6 fois plus d'énergie que les muons dans la première couche du calorimètre.

Cette différence dans le profil longitudinal du dépôt calorimétrique offre la possibilité de discriminer un muon d'un hadron. La sélection des muons reposera sur une coupure sur l'énergie déposée dans chacune des couches du calorimètre hadronique, ou bien sûr une coupure sur la fraction maximale d'énergie déposée dans une couche ainsi que sur la dispersion des énergies déposées dans les 4 couches. La fraction maximale d'énergie est définie comme $\max(E_1, E_2, E_3, E_4)/(E_1 + E_2 + E_3 + E_4)$, où E_i est l'énergie mesurée dans la i^{eme} couche du calorimètre. Les performances de cette méthode d'identification ont été évaluées à partir du même échantillon de muons et pions ou kaons décrit au paragraphe 6.1.1.2. Aucune coupure angulaire sur les traces n'est appliquée pour déterminer l'efficacité et la pureté de l'identification. Les zones mortes du calorimètre sont donc incluses dans l'estimation des performances. En variant les coupures sur le profil longitudinal de la gerbe hadronique, des efficacités de $90,2 \pm 0,2\%$ à $77,5 \pm 0,3\%$ sont obtenues, avec des taux de contamination allant respectivement de $17,4 \pm 0,5\%$ à $1,4 \pm 0,1\%$. Ces résultats sont en retrait par rapport à ceux obtenus par les chambres à muons sur la totalité de l'angle solide (cf. tableau 6.2). Le calorimètre hadronique peut toutefois être utilisé pour améliorer l'efficacité de l'identification en complétant l'hermiticité des chambres à muons, ou pour réduire la contamination par les hadrons en confirmant l'identification par les chambres à muons. Les résultats alors obtenus seront décrits au paragraphe 6.1.4.

Utilisation de la lecture des cathodes — En 1997, l'équipe responsable du calorimètre hadronique a développé un algorithme d'identification des muons reposant sur le profil de la gerbe reconstruite à partir de la lecture des cathodes. Une partie de l'information en énergie est perdue, mais la granularité est bien meilleure. L'événement de la figure 6.9 montre clairement l'amélioration apporté par la lecture des cathodes. On identifie quasiment à "l'oeil nu" quels sont les muons et quels sont les hadrons. Les muons, dans l'idéal, sont reconstruits sous forme d'un alignement rectiligne de 20 tubes tandis que le signal engendré par les hadrons s'étend rarement sur plus de deux rangées de pavés (10 tubes). La gerbe hadronique de ces derniers tend à s'élargir. Plusieurs tubes sont touchés au sein d'une même couche dans la direction radiale. L'algorithme d'identification des muons exploite ces caractéristiques. Lorsqu'une gerbe est reconstruite, on tente de l'associer à une trace proche, comme dans le cas des chambres à muons. Dans l'hypothèse où une telle trace est trouvée, le nombre de tubes proches touchés dans chaque couche est calculé. La couche de tubes est parcourue dans les deux sens en ϕ à partir de la trace. Le comptage des tubes s'arrête lorsque un tube non touché est trouvé, ou lorsque le bord d'un module du calorimètre est atteint (24 modules au total en ϕ). Ce décompte est effectué pour les 20 couches de tubes. On définit alors le nombre moyen de tubes touchés par couche ainsi que la dispersion sur cette moyenne. Différents niveaux de coupures sont utilisés sur le rapport longueur de la gerbe / dispersion transversale de la gerbe afin d'établir 3 niveaux de fiabilité (bonne, moyenne et faible) de l'identification des muons. A l'heure actuelle cette méthode d'identification n'est disponible que pour la région centrale du calorimètre. Seule la zone polaire $55^\circ < \theta < 125^\circ$ est ainsi couverte. Les performances dans cette région angulaire sont à nouveau estimées à partir de l'échantillon de muons et pions ou kaons décrit au paragraphe 6.1.1.2:

- critère le moins fiable: efficacité= $94,1 \pm 0,3\%$ et contamination= $13,5 \pm 0,6\%$

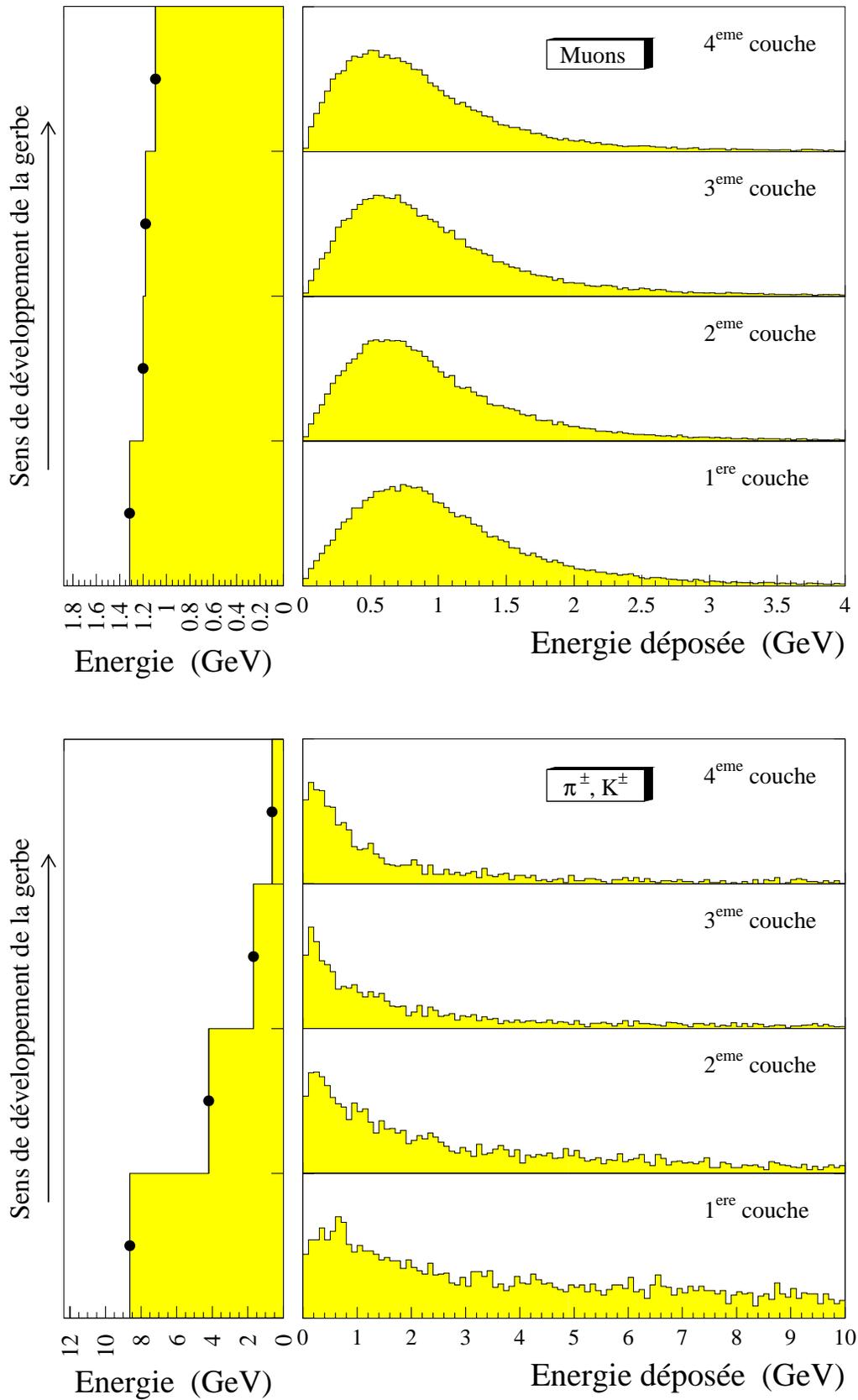


FIG. 6.8 – Profil des dépôts calorimétriques de muons et de hadrons chargés.

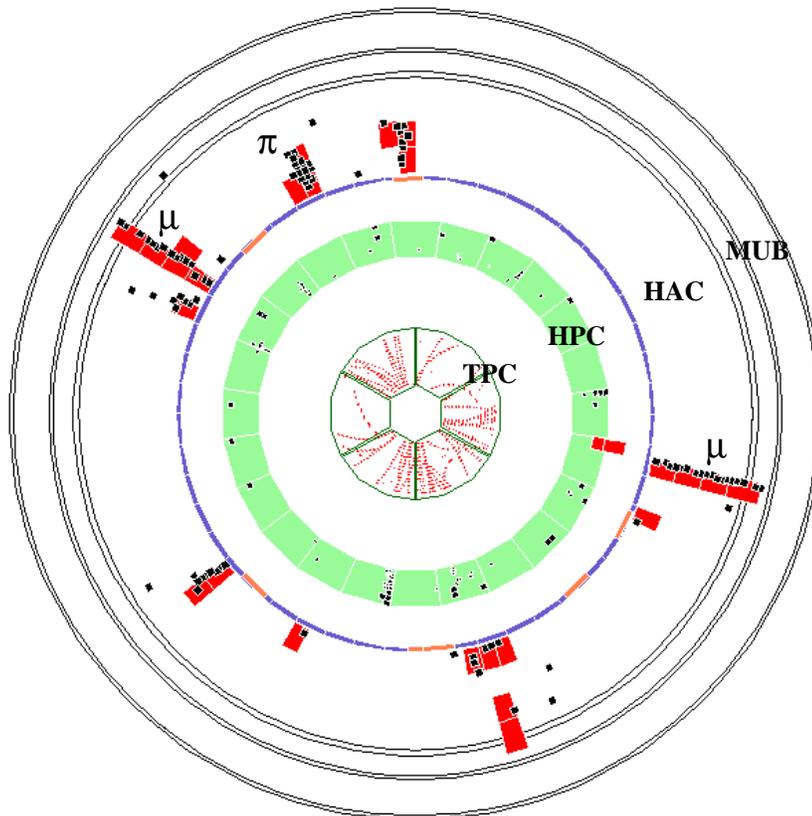


FIG. 6.9 – Exemple d'événement $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ enregistré à $\sqrt{s}=183$ GeV (données réelles). Les tubes touchés du calorimètre hadronique (HAC) apparaissent sous forme de petits carrés noirs, les signaux des pavés sous forme de rectangles gris plus importants.

– critère le plus fiable: efficacité= $93,2 \pm 0,3\%$ et contamination= $4,4 \pm 0,6\%$

Le gain en efficacité est donc très faible entre critères peu et très fiable, comparé à l'accroissement de la contamination par les hadrons. Les performances du critère le plus fiable sont très proches de celle des chambres à muons dans cette région angulaire et améliorent nettement l'identification reposant sur le profil longitudinal de la gerbe.

La figure 6.5 montre l'apport du calorimètre hadronique à l'identification des muons. La distribution la plus claire représente les muons qui ont échappé à l'identification des chambres à muons mais qui sont récupérés par le calorimètre. Le critère d'identification le moins strict est utilisé pour les chambres à muons et correspond donc à une efficacité de 93,6% et à une pureté de 6,1% sur la totalité de l'angle solide. En revanche les critères d'identification les plus fiables sont requis dans le cas des muons étiquetés par le calorimètre. A la fois l'information reposant sur le profil longitudinal de la gerbe (efficacité de 77,5% et pureté de 1,4% sur un angle de 4π stéradians) et sur la lecture des cathodes (efficacité de 93,2% et pureté de 4,4% dans le région polaire 55° - 125°) sont utilisés. La figure 6.5 présente donc le cas le plus pessimiste, c'est à dire le gain minimum en efficacité apporté par le calorimètre hadronique. On voit clairement que le calorimètre améliore l'hermiticité au niveau de la jonction ($\theta = 0$) entre les deux parties des chambres à muons centrales (MUB), et également dans la zone $\theta = 45^\circ$ où les chambres à muons supplémentaires ne sont pas toujours suffisantes (zones mortes en ϕ à 45° , 135° , 225° et 315°). On distingue également très nettement les zones mortes en ϕ à 0° , 90° , 180° et 270° , dues à la croix de support des chambres à muons. Les pieds de support de la partie centrale de DELPHI, à $\phi = 240^\circ$ et 270° , restreignent la taille des chambres à muons supplémentaires. La dernière structure visible, est une baisse d'efficacité dans les trois chambres à muons (MUB, MUF et MUS) tous les 60° dans le plan azimutal, à partir de $\phi = 30^\circ$. Cela correspond aux zones mortes entre les 6 secteurs de la TPC. Sans cette dernière la mesure en impulsion est beaucoup moins précise. L'erreur est propagée jusqu'aux chambres à muons. L'impact détecté par la chambre est très souvent rejeté car le χ^2 d'association entre trace extrapolée et impact (χ_{bad}^2) est trop grand. Le calorimètre hadronique est donc très utile dans toutes ces zones sensibles où les chambres à muons ne sont pas suffisantes. Il permet également d'améliorer la pureté de l'identification dans les zones déjà couvertes par les chambres à muons.

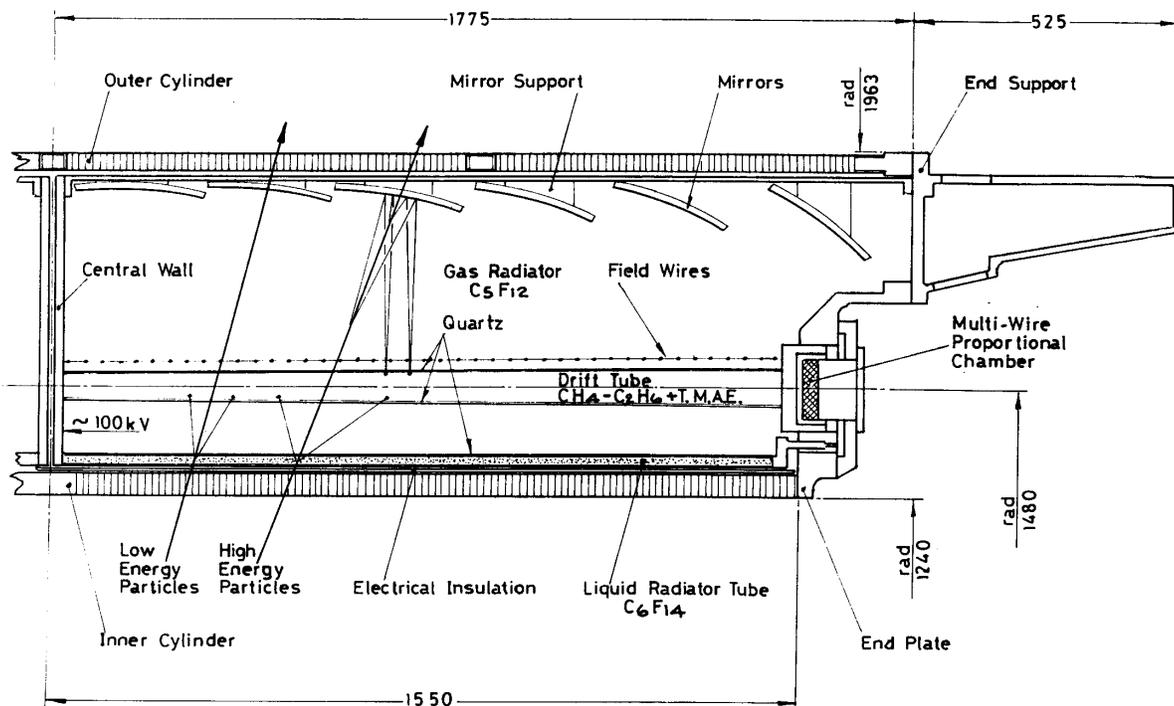
6.1.3 Imagerie Tchérénkov

Le détecteur à imagerie Tchérénkov (RICH) [15] apporte une contribution essentielle à l'identification des particules dans DELPHI. Il est particulièrement efficace pour distinguer les hadrons (essentiellement π^\pm , K^\pm et p), et pourrait être utile pour réduire la contamination due au K et p dans l'identification des muons.

En traversant un milieu réfringent d'indice n , une particule chargée polarise les molécules du milieu proche de sa trajectoire. Il se produit une émission cohérente de photons UV, appelée rayonnement Tchérénkov, due à la dépolarisation de ces molécules au fur et à mesure de l'éloignement de la particule chargée. L'angle d'émission θ_c de ces photons par rapport à la trajectoire de la particule est directement relié à la vitesse β de la particule:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

Le rayonnement Tchérénkov ne se produit que si $\beta n > 1$, c'est à dire que si la vitesse de la particule dans le milieu réfringent est supérieure à celle de la lumière. Une limite inférieure est ainsi fixée sur la gamme d'énergie des particules identifiables par leur rayonnement Tchérénkov. La limite supérieure est donnée par la résolution angulaire du RICH au voisinage de l'angle de saturation ($\cos \theta_c^{sat} = 1/n$). Afin de couvrir des gammes d'énergie les plus larges possibles, deux types de milieu réfringent sont utilisés. Le radiateur liquide contient un fréon, le perfluorohexane C_6F_{14} , d'indice 1,283, qui permet d'observer un rayonnement Tchérénkov à partir de 200 MeV/c pour les pions, 600 MeV/c pour les kaons et 1,2 GeV/c pour les protons. L'angle de saturation atteint 39° . Le radiateur gazeux, contient également



CROSS SECTION OF THE BARREL RICH

FIG. 6.10 – Vue longitudinale en coupe d'un module du RICH de la région centrale.

un fréon, le perfluoropentane C_5F_{12} , mais d'indice de réfraction beaucoup plus faible (1,00176) qui permet de couvrir des domaines d'énergies plus élevées. Le seuil d'émission est de 2,5 GeV/c pour les pions, 8,5 GeV/c pour les kaons et 16 GeV/c pour les protons et l'angle Tchénkov sature à $3,4^\circ$. Les fréons utilisés ont l'avantage d'être quasi-transparents aux photons UV produit par effet Tchénkov.

Le nombre de photons Tchénkov, émis par unité de longueur, est proportionnel à $\sin^2 \theta_c$, c'est à dire à $1 - (1/\beta n)^2$. Plus l'indice de réfraction est faible, plus l'épaisseur du radiateur doit être importante, afin que le nombre de photons détectés soit suffisamment grand pour reconstruire l'anneau Tchénkov. Ainsi le radiateur liquide est peu épais, 1 cm, mais suffit à produire une quinzaine de photons UV. Tandis que le radiateur gazeux, du fait de son faible indice de réfraction, nécessite une épaisseur plus importante, environ 40 cm, pour produire 6 à 7 photons en moyenne.

La détection des photons UV est effectuée à l'aide d'un tube à dérive, de 4 cm d'épaisseur, placé juste avant le radiateur gazeux dans la direction radiale, et environ 12 cm après le radiateur liquide (cf. figure 6.10). Les photons UV sont convertis dans le tube grâce à un gaz photo-ionisant, le TMAE. Les photons UV se convertissent en électrons ou sont absorbés très rapidement, en 1,2 cm en moyenne. L'efficacité de conversion atteint 40% pour des photons de 170 nm de longueur d'onde. Le principe de détection est alors celui d'une TPC. Les électrons produits dérivent dans le tube dans un mélange de méthane et d'éthane (hormis les vapeurs de TMAE), sous l'influence d'un champ électrique. Ils engendrent des avalanches dans la chambre proportionnelle multifils située à l'extrémité du tube. La très faible longueur d'absorption des photons dans le TMAE, rend possible l'utilisation du même tube à dérive pour la détection des photons en provenance des deux radiateurs. Dans le cas du radiateur liquide, les photons Tchénkov se propagent directement vers le tube et le sommet du cône est aisément reconstruit du fait de la faible épaisseur du radiateur. Dans le cas du radiateur gazeux, 6 miroirs sont utilisés pour réfléchir et focaliser les photons vers le tube à dérive. Une précision d'environ 1%

est obtenue sur l'angle du rayonnement Tchérékov émis dans le radiateur liquide et de 2% dans le radiateur gazeux [16]. Dans la région centrale, ce système de radiateurs, de miroirs et de tube à dérive est reproduit dans 2×24 modules de 15° (cf. figure 6.10), formant deux anneaux dans le plan $r\phi$, disposés de part et d'autre du plan $z = 0$. Les modules mesurent entre 1,50 m et 1,80 m dans la direction parallèle à l'axe du faisceau. Le RICH dans sa région centrale couvre ainsi les angles polaires compris entre 40° et 140° . Dans sa région avant, le RICH est composé de deux secteurs de 180° dans le plan $r\phi$, accolés dans le plan vertical. Le radiateur liquide est divisé en trois anneaux concentriques afin de rester normal aux particules en provenance du point d'interaction, sans pour autant occuper trop de place dans la direction z . Les miroirs focalisant sont également disposés selon trois anneaux. Le RICH dans la région avant couvre les angles $15^\circ < \theta < 35^\circ$ et $145^\circ < \theta < 165^\circ$.

Identification des particules — Trois cas sont possibles lors de l'identification d'une particule. Suivant la vitesse de la particule, soit aucun rayonnement Tchérékov n'est observé, soit un seul radiateur (le liquide), soit les deux sont à l'origine d'un rayonnement Tchérékov. Ces seuils diffèrent suivant les particules. La discrimination entre deux particules repose donc sur les angles Tchérékov mesurés dans l'un ou l'ensemble des radiateurs, mais aussi parfois sur un veto: les photons UV doivent être observés dans le radiateur gazeux pour une seule des deux particules. Les différentes gammes d'énergie, pour lesquelles la discrimination entre proton, kaon et pion est efficace, sont récapitulées dans le tableau 6.3.

	radiateur liquide	radiateur gazeux	
	mesure des anneaux	veto	mesure des anneaux
K/ π	0,7 – 5,0	2,5 – 8,5	8,5 – 21
p/ π	1,5 – 7,5	2,5 – 16	16 – 25
K/p	0,7 – 7,5	8,5 – 16	16 – 25

TAB. 6.3 – Gammes d'impulsion (en GeV/c) pour lesquelles la séparation de deux types de hadrons est possible.

L'algorithme RINGSCAN — Parmi les différentes méthodes existantes pour identifier les particules traversant le RICH, nous avons utilisé l'algorithme **RINGSCAN** [17]. Pour une particule d'impulsion connue (mesurée par les détecteurs de trace), les caractéristiques du cône de lumière Tchérékov sont calculées pour 5 hypothèses de masse, en l'occurrence: e , μ , π , K et p. L'angle et le nombre de photons prédits sont comparés aux observations. Une probabilité est ainsi définie pour chacune des hypothèses de masse.

Dans le cas qui nous intéresse, à savoir l'identification de muons de haute énergie, le RICH rend possible le rejet du bruit de fond dû aux protons ou aux kaons dont la gerbe hadronique a atteint la première couche des chambres à muons. Mais en aucun cas la discrimination π/μ n'est possible. Leurs masses sont trop proches et aux énergies considérées (>10 GeV) leurs angles Tchérékov sont indiscernables. De plus l'algorithme **RINGSCAN** ne tire partie que de la région centrale du RICH. Seuls des muons situés entre 45° et 135° d'angle polaire peuvent être identifiés. L'apport du RICH en terme d'efficacité d'identification des muons est représenté sur la figure 6.11.

6.1.4 Combinaison et performance des identifications de muons

Plusieurs détecteurs contribuent à l'identification des muons au sein de DELPHI. Il nous reste à déterminer la manière dont sont combinées ces informations. Soit nous cherchons à améliorer l'efficacité, en profitant de la couverture par le calorimètre hadronique ou le RICH de certaines zones mortes ou peu efficaces des chambres à muons (**OU** logique des différents étiquetages de muons). Soit nous tentons de réduire la contamination par les hadrons (**ET** logique). L'apport du calorimètre hadronique aux 4

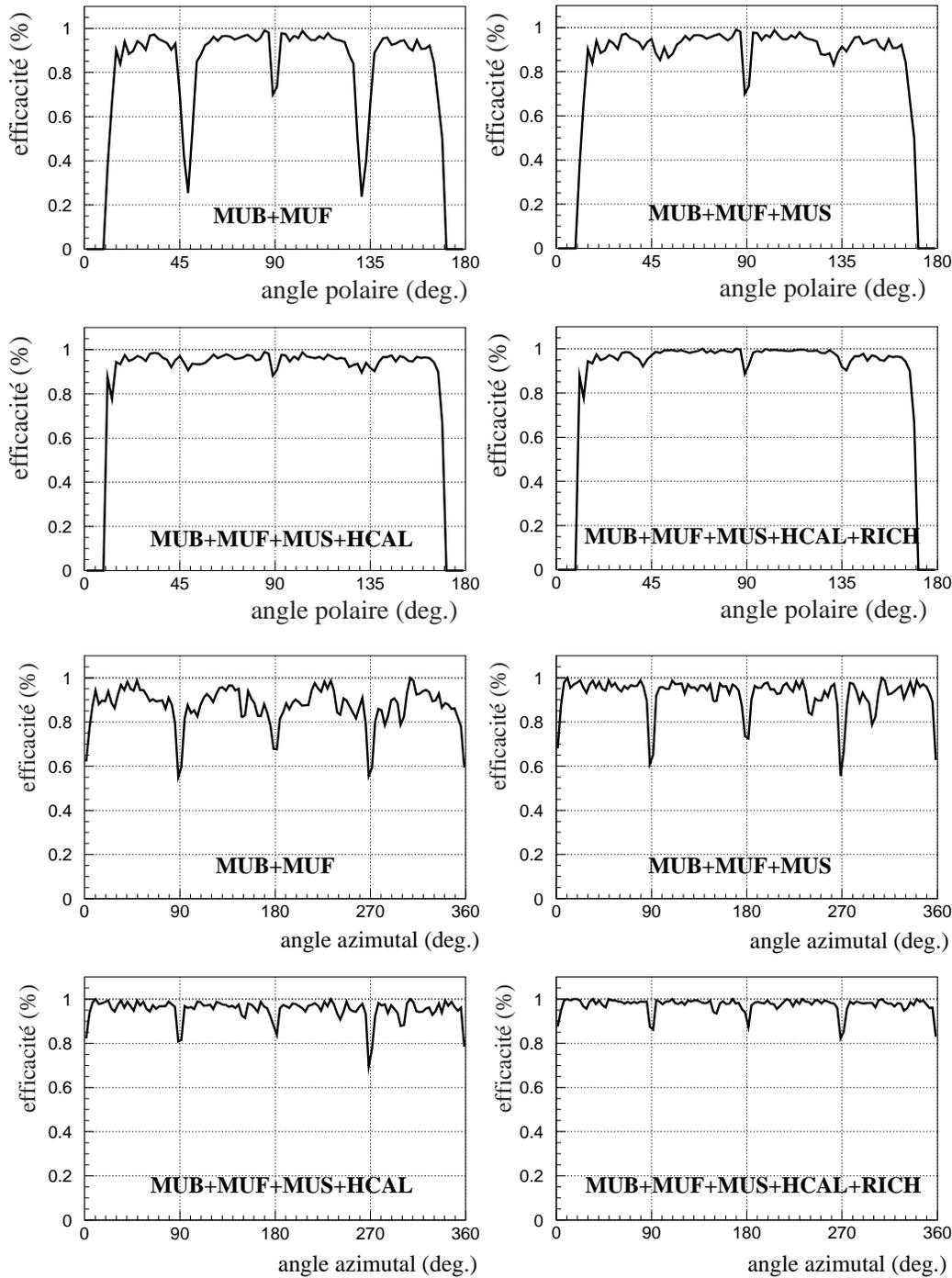


FIG. 6.11 – Efficacité de l'identification d'un muon en fonction de son angle polaire ou azimutal, suivant les différents détecteurs mis à contribution. Les muons proviennent d'événements $h\mu^+\mu^-$ simulés à $\sqrt{s}=161$ GeV, avec des masses de boson de Higgs allant de 45 GeV/ c^2 à 70 GeV/ c^2 .

combinaison		Fiabilité de l'identification			
		faible	moyenne	bonne	excellente
MUC	efficacité	93,6 ± 0,2	91,6 ± 0,2	84,9 ± 0,3	72,1 ± 0,3
	contamination	6,1 ± 0,3	1,4 ± 0,1	0,33 ± 0,07	0,12 ± 0,04
MUC ET HAC -	efficacité	86,2 ± 0,3	84,6 ± 0,3	78,2 ± 0,3	66,7 ± 0,3
	contamination	3,1 ± 0,2	0,64 ± 0,09	0,23 ± 0,06	0,09 ± 0,04
MUC ET HAC +	efficacité	74,2 ± 0,3	73,0 ± 0,3	67,6 ± 0,3	57,9 ± 0,4
	contamination	0,41 ± 0,08	0,14 ± 0,05	0,11 ± 0,04	0,02 ± 0,01
MUC OU HAC -	efficacité	97,5 ± 0,1	97,3 ± 0,1	96,9 ± 0,1	95,6 ± 0,2
	contamination	20,1 ± 0,5	18,1 ± 0,5	17,5 ± 0,5	17,4 ± 0,5
MUC OU HAC +	efficacité	96,9 ± 0,1	96,2 ± 0,1	94,8 ± 0,2	91,7 ± 0,2
	contamination	7,0 ± 0,3	2,6 ± 0,2	1,7 ± 0,2	1,6 ± 0,1

TAB. 6.4 – Apport du calorimètre hadronique à la reconnaissance des muons. Les 4 niveaux d'identification par les chambres à muons (MUC) sont combinés avec le critère le moins fiable (HAC -), ou le plus fiable (HAC +) reposant sur le profil longitudinal de la gerbe hadronique (lecture des pavés). Les performances sont données pour la totalité de l'angle solide (4π).

combinaison		Fiabilité de l'identification			
		faible	moyenne	bonne	excellente
MUC	efficacité	95,3 ± 0,2	93,0 ± 0,3	85,4 ± 0,4	73,8 ± 0,5
	contamination	5,6 ± 0,4	1,1 ± 0,2	0,21 ± 0,08	0,18 ± 0,06
MUC OU CRO +	efficacité	98,3 ± 0,1	98,0 ± 0,2	97,7 ± 0,2	96,8 ± 0,2
	contamination	9,3 ± 0,5	5,3 ± 0,4	4,5 ± 0,4	4,5 ± 0,4
MUC ET CRO +	efficacité	90,3 ± 0,3	88,3 ± 0,3	81,0 ± 0,4	70,2 ± 0,5
	contamination	0,6 ± 0,1	0,18 ± 0,07	0,06 ± 0,04	0,06 ± 0,04

TAB. 6.5 – Apport de la lecture des cathodes du calorimètre hadronique (CRO) à la reconnaissance des muons. Les 4 niveaux d'identification par les chambres à muons (MUC) sont combinés avec le critère d'identification le plus fiable (CRO +). Les performances sont données uniquement pour la région $55^\circ < \theta < 125^\circ$ où l'identification par les cathodes est disponible.

niveaux d'identification des chambres à muons est décrit dans les tableaux 6.4 et 6.5. L'identification des muons à partir de l'énergie lue sur les pavés du calorimètre hadronique ne permet pas gagner en pureté par rapport à l'identification des chambres à muons. Il est préférable de renforcer les coupures sur les χ^2 des ajustements entre traces extrapolées et impacts dans les chambres à muons, plutôt que de confirmer l'identification à l'aide du profil longitudinal de la gerbe. La combinaison logique **ET** ne pourrait être utile que si l'on accepte de travailler à très basse efficacité (<70%), en permettant d'atteindre des puretés inaccessibles aux seules chambres à muons. Mais cela ne convient pour la recherche de phénomènes à très faible section efficace. La combinaison **OU** de l'étiquetage par les chambres à muons et du critère le moins fiable du calorimètre (MUC **OU** HAC -) tombe dans l'excès inverse. La combinaison la plus utile semble être MUC **OU** HAC +. A pureté égale, le calorimètre permet alors de récupérer 3 à 4% de muons supplémentaires.

L'information plus détaillée sur la forme de la gerbe obtenue grâce à la lecture des cathodes du calorimètre (CRO) permet en revanche d'améliorer la pureté de l'échantillon. L'identification fondée sur les CRO est entièrement compétitive avec celles des chambres à muons. Il est parfois préférable d'utiliser une combinaison logique **ET** entre les deux plutôt que de renforcer uniquement le critère d'identification dans les chambres à muons. Lorsqu'un **OU** logique est utilisé un gain similaire à celui obtenu avec la lecture des pavés (HAC) est observé: environ 3% d'efficacité gagnés, à pureté équivalente.

Les deux tableaux (6.4 et 6.5) sont uniquement donnés pour illustrer le cas de quelques combinaisons particulières. En fait l'intégralité des combinaisons logiques **ET** et **OÙ** sont testées à partir des 4 sources d'identification: chambres à muons (MUC), profil en énergie de la gerbe hadronique déterminé par la lecture des pavés du calorimètre (HAC), dispersion et longueur de la gerbe mesurées par les cathodes du calorimètre (CRO) et enfin algorithme **RINGSCAN** du RICH. Toutes les associations possibles ont été étudiées et plus de 10 000 points ont ainsi été testés. Le résultat se présente sous forme de points dans un plan efficacité / pureté (cf. figure 6.12). Seuls les points formant "l'enveloppe supérieure" sont conservés (ligne en trait plein).

Parmi les grandes tendances, nous constatons que quasiment aucun des points de cette enveloppe n'utilisent l'information du RICH. Ce n'est pas une surprise: la contamination dominante est due aux pions. Aux énergies étudiées ($p > 10 \text{ GeV}/c$), le RICH est incapable de distinguer les pions des muons. Le RICH n'est donc utilisé que pour quelques points à très haute efficacité, et très faible pureté (probabilité de mauvaise identification $\gtrsim 20\%$).

L'information calorimétrique est principalement utilisée dans la région d'efficacité $\gtrsim 90\%$ pour parfaire l'hermiticité des chambres à muons (combinaison logique **OÙ**). Lorsque les deux informations calorimétriques (HAC, CRO) sont utilisées simultanément, c'est généralement sous la forme d'une combinaison logique **OÙ** plutôt que **ET**. L'information calorimétrique refait son apparition dans les régions à plus grande pureté (probabilité de mauvaise identification $\lesssim 0,4\%$), mais cette fois-ci en confirmant un étiquetage des chambres à muons.

L'ensemble des caractéristiques des points constituant l'enveloppe supérieure est conservé. Ce seront autant de points de fonctionnement qui seront disponibles lorsqu'on aura recours à l'identification des muons dans le cadre de la recherche d'événements $h\mu^+\mu^-$.

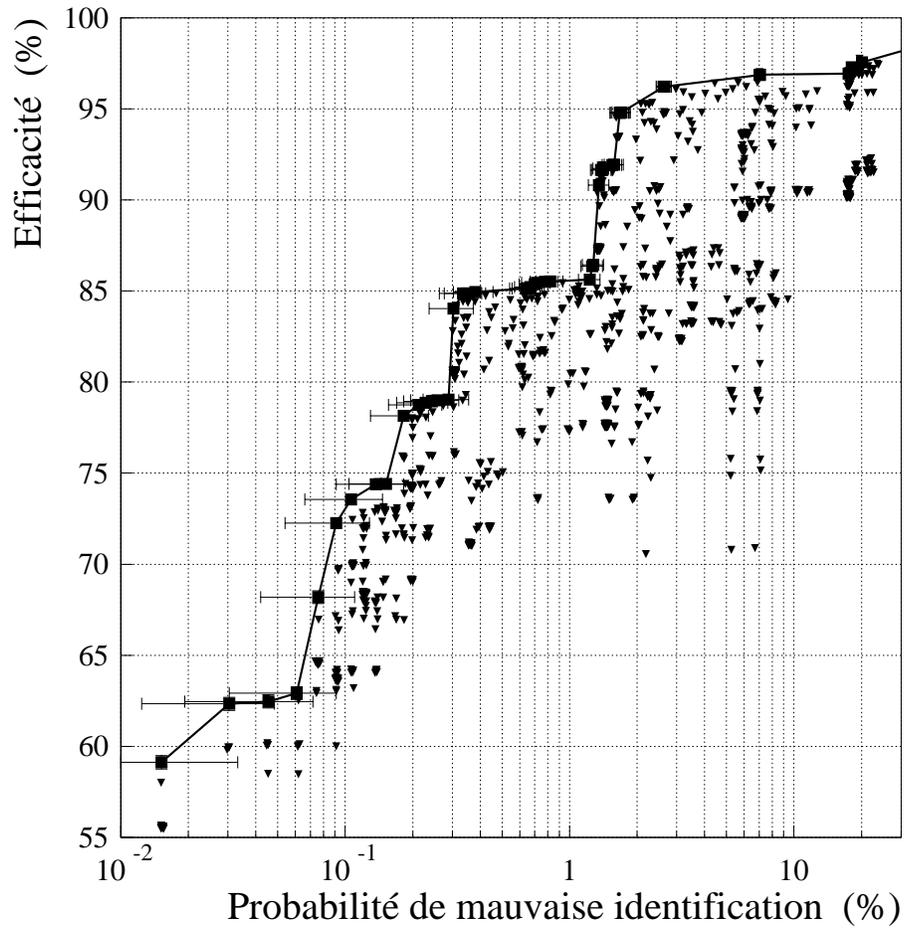


FIG. 6.12 – Efficacité de l'identification des muons en fonction de la probabilité de confondre un pion ou un kaon avec un muon.

6.2 Identification des électrons

6.2.1 Principes généraux d'identification

L'identification des électrons repose sur la spécificité de leurs interactions avec la matière. L'électron n'est pas sensible à l'interaction forte et est beaucoup plus léger que le muon ou les hadrons, il se comporte donc de manière très différente lorsqu'il traverse de la matière. L'électron peut interagir en ionisant les atomes du milieu. La formule de Bethe-Bloch obtenue dans le cas d'un muon ou d'un hadron reste valable à condition de prendre en compte deux nouveaux effets [18]: lors de la collision avec l'atome, l'électron incident du fait de sa faible masse est dévié de manière non négligeable et deuxièmement, la collision fait intervenir deux particules identiques et indiscernables, l'électron incident et l'électron lié à l'atome. La perte d'énergie linéique par ionisation dans du plomb est représentée sur la figure 6.13 en fonction de l'énergie de la particule incidente. On distingue la différence entre électron et positon due au problème d'indiscernabilité dans le cas de l'électron.

Un électron perd également son énergie par bremsstrahlung. L'électron rayonne un photon lorsqu'il est accéléré (*ie* dévié) par le champ électrique du noyau. La section efficace de ce processus dépend de l'intensité du champ électrique ressenti par l'électron et est donc fonction de l'écrantage engendré par les électrons entourant le noyau. Dans la limite des grandes énergies incidentes $E_0 \gg 137 m_e c^2 Z^{1/3}$, l'écrantage est total et la perte d'énergie par rayonnement de freinage est décrite par [19]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = 4 N_A \alpha E_0 \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{\rho Z^2}{A} \left[\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) + \frac{1}{18} - f(Z) \right] ,$$

où E_0 et m sont l'énergie et la masse de la particule incidente, ρ , Z et A la densité, le numéro atomique et le nombre de masse du matériau traversé, N_A le nombre d'Avogadro et α la constante de structure fine. La fonction $f(Z)$ est une correction à l'approximation de Born. Sa contribution est relativement

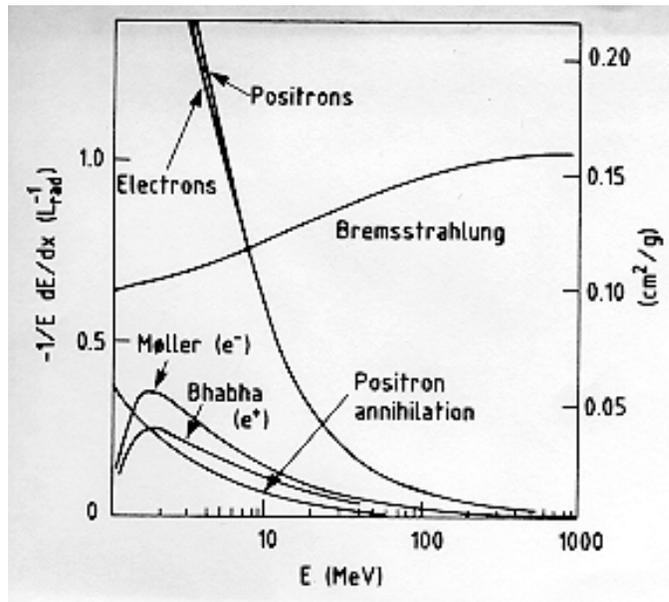


FIG. 6.13 – Pertes d'énergie linéique dans le plomb en fonction de l'énergie de l'électron ou du positon.

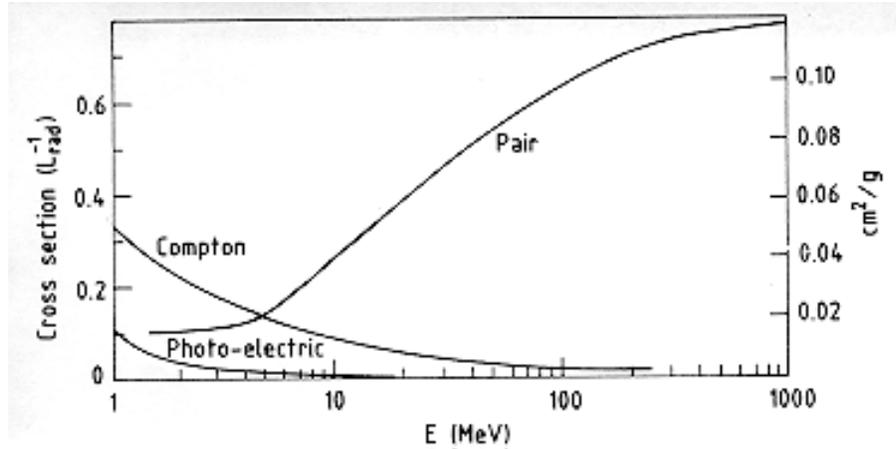


FIG. 6.14 – Sections efficaces de l'effet photoélectrique, de la diffusion Compton et de la production de paire e^+e^- en fonction de l'énergie d'un photon traversant du plomb.

faible². La fraction de la perte en énergie due au bremsstrahlung est représentée sur la figure 6.13. La probabilité d'émission est inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule incidente. Elle est donc près de 40 000 fois plus grande pour un électron que pour un muon et les pertes par bremsstrahlung deviennent complètement dominantes pour des électrons dont l'énergie est supérieure à quelques centaines de MeV dans le cas du plomb. Deux grandeurs sont couramment utilisées pour caractériser les pertes d'énergie d'un électron :

– **la longueur de radiation** X_0 est utilisée pour définir l'épaisseur d'un matériau. Elle correspond à la distance sur laquelle l'énergie de l'électron est réduite à une fraction $1/e \simeq 37\%$ de son énergie initiale :

$$-\frac{dE}{E} = \frac{1}{X_0} dx \quad , \quad E = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right)$$

– **l'énergie critique** E_c : en première approximation les pertes par ionisation dépendent logarithmiquement de l'énergie de la particule incidente tandis que les pertes par bremsstrahlung présentent une dépendance linéaire. On définit l'énergie critique E_c comme l'énergie à laquelle les contributions de ces deux processus sont égales. Une autre définition quasi-équivalente (Rossi) est de considérer l'énergie à laquelle les pertes par ionisation sur une longueur de radiation ($\Delta E = (dE/dx)_{ion} X_0$) sont égales à l'énergie incidente de l'électron. Dans le cas d'un solide, l'énergie critique est approximativement décrite par :

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24}$$

Un électron suffisamment énergétique ($E \gg E_c$) perdra son énergie par bremsstrahlung. Les photons émis interagissent alors avec la matière principalement par effet photoélectrique, par diffusion Compton ou encore par production de paire. Les sections efficaces de ces trois processus sont représentées sur la figure 6.14 dans le cas d'un photon traversant du plomb. La production de paire devient dominante dès que l'énergie du photon atteint quelques dizaines de MeV. Les pertes par rayonnement de freinage de l'électron, combinées à la production de paires par les photons émis sont à l'origine du processus de gerbe électromagnétique. Un électron rayonne par bremsstrahlung un photon qui se convertit alors en une paire électron-positon. L'électron et le positon peuvent à leur tour émettre des photons et ainsi de suite. Ce phénomène de cascade s'arrête lorsque l'énergie des électrons ou positons tombe en dessous de la valeur critique E_c , où les pertes par ionisation dominent. Un modèle simpliste décrivant les gerbes

2. $f(Z) \simeq a^2[(1+a^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6]$, avec $a = Z/137$.

est obtenu en supposant qu'un électron ou un positon rayonne en moyenne un photon par longueur de radiation et qu'un photon se convertit en moyenne au bout d'une longueur de radiation. Après t longueurs de radiation, le nombre total de particules (électrons, positons et photons) est égal à $N = 2^t$ et l'énergie moyenne d'une particule est égale à $E(t) = E_0/2^t$, où E_0 est l'énergie de la particule à l'origine de la gerbe. Si l'on suppose que la gerbe s'arrête dès que l'énergie moyenne des particules tombe en dessous de l'énergie critique du matériau, on peut alors calculer la pénétration maximum de la gerbe:

$$E(t_{max}) = \frac{E_0}{2^{t_{max}}} = E_c \Rightarrow t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$$

et le nombre de particules produites est:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c}$$

La frontière entre pertes par ionisation et pertes par rayonnement de freinage n'est en fait pas aussi nette. Pour se rapprocher de la réalité il faudrait prendre en compte les processus d'ionisation y compris pour les particules d'énergie supérieure à E_c . D'une manière générale, un calcul analytique exact décrivant le développement d'une gerbe n'est pas possible. Il faut avoir recours à des simulations par Monte Carlo. Dans la réalité, le nombre de particules au sein de la gerbe augmente exponentiellement jusqu'à un maximum puis diminue progressivement. La dépendance logarithmique en énergie de la longueur de pénétration de la gerbe reste en revanche valable.

La reconstruction des gerbes s'effectue à l'aide de calorimètres. Le convertisseur utilisé dans le calorimètre doit être suffisamment épais pour contenir les gerbes électromagnétiques. Dans le cas d'un détecteur de trace, l'impulsion est calculée à partir de la mesure de la flèche de la trajectoire courbée par le champ magnétique. Pour conserver la même résolution relative sur la mesure de l'impulsion, la taille du détecteur doit croître comme \sqrt{p} lorsque l'impulsion augmente. Dans le cas d'un calorimètre, le nombre de particules composant la gerbe est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. La résolution relative en énergie s'améliore donc lorsque l'énergie des particules croît: $\sigma(E)/E \sim 1/\sqrt{N} \sim 1/\sqrt{E}$, tandis que la taille du calorimètre doit seulement augmenter de manière logarithmique pour contenir entièrement la gerbe. On peut également jouer sur le matériau utilisé comme convertisseur pour définir l'épaisseur du calorimètre. Les pertes d'énergie par bremsstrahlung d'un électron sont en première approximation proportionnelles à Z^2 , favorisant donc l'emploi de matériaux lourds (plomb, tungstène par exemple).

L'identification des électrons consiste principalement à utiliser le calorimètre comme un filtre: il doit arrêter les électrons et laisser passer les pions chargés ou les muons. Pour ce faire, il faut choisir le matériau de plus courte longueur de radiation et de plus grande longueur d'interaction nucléaire:

$$\frac{\lambda(\text{g/cm}^2)}{X_0(\text{g/cm}^2)} \sim \frac{35A^{1/3}Z^2}{180A} \sim 0,12 Z^{4/3}$$

L'emploi de matériaux lourds est donc également favorisé pour l'identification des électrons. L'intégralité de l'énergie des électrons devra être déposée dans le calorimètre ($E_{em}/p \sim 1$) tandis que les pions chargés ou les muons poursuivent leur chemin ($E_{em}/p < 1$). Cette discrimination sera d'autant plus efficace que la résolution en énergie du calorimètre est bonne. Il faudra également minimiser la quantité de matière due aux détecteurs de traces précédant le calorimètre, afin d'éviter les pertes d'énergie non détectées et de réduire la probabilité pour qu'un électron amorce une gerbe avant le calorimètre. L'identification pourra également être améliorée si l'on est capable de reconstruire le profil longitudinal de la gerbe grâce à des mesures échantillonnées.

Un autre paramètre important des calorimètres est leur granularité. La diffusion multiple coulombienne est la principale responsable du développement latéral de la gerbe. Le rayon de Molière r_m est la taille transversale caractéristique d'une gerbe après une longueur de radiation:

$$r_m \simeq \frac{21 \text{ (MeV)}}{E_c \text{ (MeV)}} X_0$$

Une bonne granularité aura pour conséquence une meilleure association entre traces et dépôts calorimétriques. Elle permettra également de distinguer deux gerbes très proches comme c'est le cas pour les deux photons issus de la désintégration d'un π^0 .

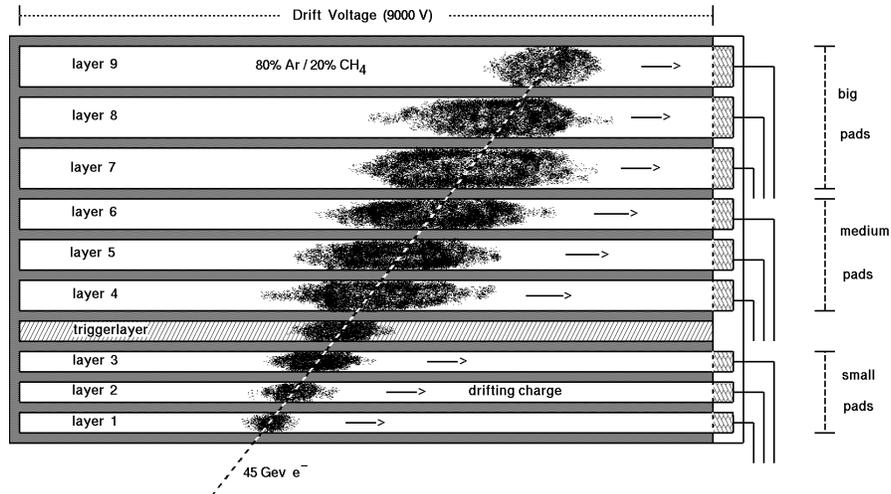


FIG. 6.15 – Vue schématique du développement d'une gerbe au sein d'un module de la HPC (vue en coupe longitudinale).

Le détecteur DELPHI tente de remplir ces conditions. Un calorimètre à échantillonnage (HPC) est utilisé dans la région centrale, tandis que la région avant est couverte par un calorimètre homogène (EMF). Ces détecteurs vont maintenant être décrits puis la technique d'identification des électrons employée au sein de DELPHI sera présentée.

6.2.2 Les calorimètres électromagnétiques (HPC et EMF)

Le calorimètre à échantillonnage temporel (HPC) de DELPHI fut le premier grand calorimètre à utiliser la technique de *projection temporelle* pour fournir une reconstruction tridimensionnelle des gerbes. Le calorimètre est un assemblage de 144 modules agencés en 6 anneaux suivant l'axe z et placés juste en amont du solénoïde. Un anneau est composé de 24 modules azimutaux et couvre la région radiale s'étendant de 208 à 260 cm. Au sein de chaque module, des fils de plomb de 1,7 mm de diamètre enroulés en accordéon autour de 41 plans assurent le rôle de convertisseur. Les plans ont une épaisseur de 3 mm et sont espacés de 8 mm. L'épaisseur totale de convertisseur correspond à $18X_0/\sin\theta$. Un dégradé de potentiel est appliqué aux fils de plomb afin d'établir un champ de dérive de 106 V/cm parallèle à l'axe du faisceau. Les couches de plomb sont utilisées pour alimenter le processus de cascade électromagnétique. Des électrons, positons et photons sont ainsi produits dans le plomb par bremsstrahlung et par création de paire. Ces particules perdent partiellement leur énergie en ionisant le gaz (80 % Ar, 20 % CH₄) remplissant l'espace entre deux couches de plomb. Les électrons secondaires dérivent suivant l'axe z vers les chambres proportionnelles multifils situées à l'extrémité de chaque module (cf. figure 6.15). Le principe de lecture est le même que pour la TPC. L'énergie est mesurée à partir du signal recueilli sur les fils anodiques, tandis que la mesure de la position est réalisée à partir d'un damier cathodique, par effet capacitif. Le damier est composé de 9 rangées de pavés dont la taille varie suivant leur emplacement (cf. figure 6.16). La position en ϕ est obtenue par un barycentre des signaux recueillis sur les pavés d'une rangée et la coordonnée z est donnée par le temps de dérive. La granularité en ϕ , définie par la géométrie du damier, est d'environ 1° . La granularité en z est fixée par la fréquence d'échantillonnage du signal (15 MHz) et la vitesse de dérive des électrons (55 mm/ μ s). Elle est égale à 3,7 mm. Les résolutions spatiales obtenues pour des électrons de 45 GeV atteignent 3,1 mrad en ϕ et sont comprises entre 1,3 et 3,1 mm en z ce qui correspond à environ 0,6 mrad en θ . Pour des photons de haute énergie ces résolutions passent à 1,7 mrad en ϕ et à 1,0 mrad en θ . La

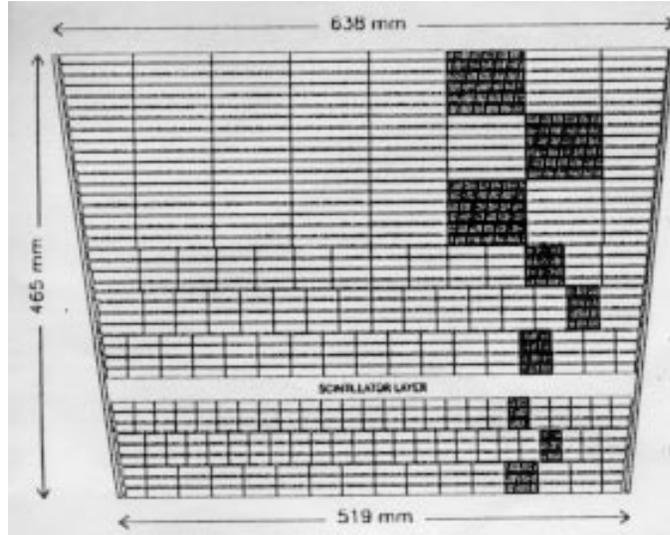


FIG. 6.16 – Vue transversale du damier situé à l'extrémité de chaque module de la HPC. Les pavés de lecture représentés en gris foncé couvrent plusieurs couches de convertisseur.

résolution en énergie peut être paramétrisée par:

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

La HPC permet de couvrir la région polaire $43^\circ < \theta < 137^\circ$, avec des zones mortes entre chaque anneau (large de 7 cm en z à $\theta = 0$ et larges de 4 cm à la jonction entre les autres anneaux). La jonction azimutale imparfaite entre les 24 modules composant un anneau provoque également une mauvaise reconstruction de l'énergie dans ces régions (cf. figure 6.17).

La HPC participe au déclenchement de l'acquisition, dès le premier niveau (décision en moins de $3,5 \mu\text{s}$) grâce à une couche de scintillateurs placés au sein de chaque module à une profondeur de $4,5$ longueurs de radiation. Ces derniers délivrent un signal en moins de $1 \mu\text{s}$ dès qu'une gerbe de plus de 2 GeV environ est détectée. La mesure de l'énergie par le calorimètre est ensuite utilisée pour confirmer ce déclenchement à un second niveau (décision globale en $39 \mu\text{s}$).

Le calorimètre homogène de la région avant (EMF) est constitué de blocs de verre au plomb (32 % SiO_2 , 64 % PbO) en forme de pyramide tronquée. Les blocs sont assemblés de manière à former deux disques d'environ 2,20 m de rayon disposés de part et d'autre du point d'interaction à $|z| \simeq 3$ m (cf. figure 6.18). Les blocs présentent une profondeur de 41 cm correspondant à environ 20 longueurs de radiation. Le plomb contenu dans les blocs de verre a pour rôle de déclencher puis d'alimenter le processus de gerbe électromagnétique. Les particules chargées secondaires (paires e^+e^-) en traversant le verre émettent un rayonnement Tchérenkov qui est collectée en aval du calorimètre par des photomultiplicateurs. La taille transversale des blocs utilisés ($51 \times 51 \text{ mm}^2$ ou $56 \times 56 \text{ mm}^2$) correspond à une granularité d'environ 1° . La résolution spatiale (dans le plan transverse) ramenée à $|z| = 2,84$ m (point d'entrée dans le calorimètre) est d'environ 5 mm. L'avantage de ce type de calorimètre est d'offrir une bonne résolution en énergie:

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

Son inconvénient est de ne fournir aucune information sur la forme longitudinale de la gerbe. L'EMF permet de couvrir les régions d'angle polaire $8^\circ < \theta < 35^\circ$ et $145^\circ < \theta < 172^\circ$.

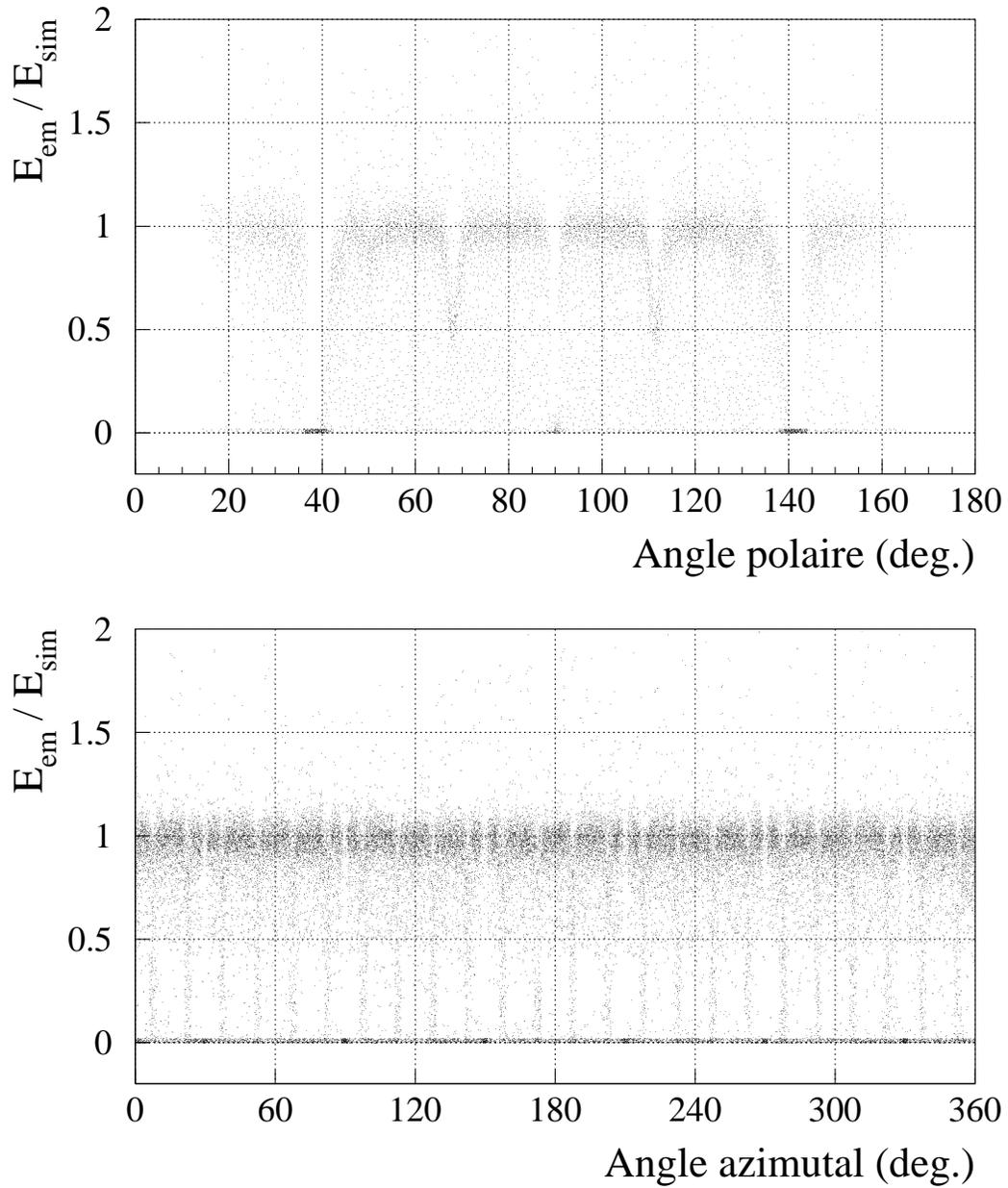


FIG. 6.17 – Rapport entre l'énergie mesurée dans les calorimètres (HPC et EMF) et l'énergie simulée en fonction des angles polaire et azimutal, pour un lot d'électrons issus de la désintégration d'un boson Z dans des événements hZ à $\sqrt{s}=189$ GeV.

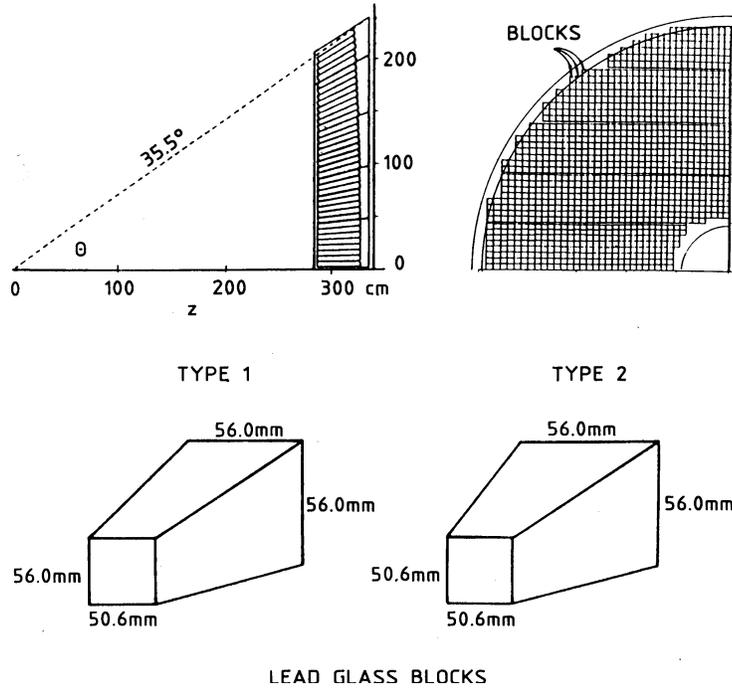


FIG. 6.18 – Vue en coupe longitudinale (en haut à gauche) et en coupe transversale (en haut à droite) du calorimètre de la région avant (EMF). La forme des blocs de verre au plomb est représentée sur les schémas du bas.

Les vetos d'hermiticité – Il subsiste une zone morte assez conséquente ($35^\circ < \theta < 43^\circ$ et $137^\circ < \theta < 145^\circ$) entre les calorimètres de la région centrale et de la région avant. Des compteurs formés d'une couche de plomb et d'une couche de scintillateurs ont été disposés dans cette région [20]. Ils ne permettent pas de mesurer l'énergie mais fournissent un veto utile pour la recherche de processus avec énergie manquante.

Le luminomètre (STIC [21]) – La région à très bas angle polaire (entre $1,7^\circ$ et $10,6^\circ$) est couverte de chaque côté du point d'interaction par les luminomètres de DELPHI. Toutefois ces calorimètres n'ont pas été utilisés pour identifier les électrons dans le cadre de cette thèse et ne seront pas décrits ici.

6.2.3 Identification des électrons au sein de DELPHI

L'identification des électrons exploite la différence de comportement entre électrons et hadrons ou muons traversant le calorimètre électromagnétique. Cinq critères de sélection sont employés:

Sélection en E/p – Les convertisseurs de la HPC et de l'EMF sont épais de 18 et 20 longueurs de radiation respectivement. Les électrons ou positons produits au LEP ($E \lesssim 100$ GeV) sont entièrement arrêtés par les calorimètres (la fraction d'énergie restante après la traversée des convertisseurs est d'environ 10^{-8} à 10^{-9} plus faible que l'énergie incidente et est donc bien inférieure à l'énergie critique). En revanche les pions chargés ou les muons interagissent principalement par ionisation et traversent le calorimètre en ne déposant qu'une faible partie de leur énergie. Un muon de 10 GeV ne perdra par exemple que 200 MeV en moyenne lors de sa traversée de la HPC. On sélectionne donc les électrons en exigeant que l'intégralité de leur énergie soit déposée dans le calorimètre. Pour cela on compare l'impulsion mesurée par les détecteurs de traces (tous situés avant les calorimètres) à l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique, et on ne sélectionnera que les particules dont le rapport E/p

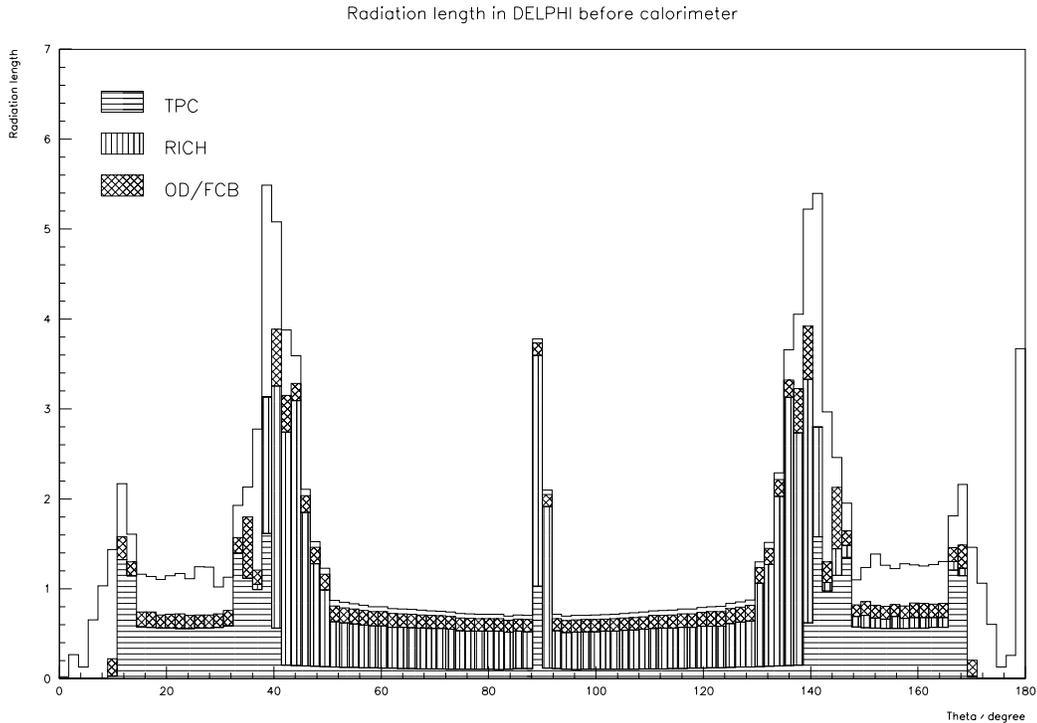


FIG. 6.19 – Épaisseur des matériaux (en longueur de radiation) rencontré en amont des calorimètres électromagnétiques en fonction de l'angle polaire [22].

est supérieur à un certain seuil proche de 1. Toutefois avant de calculer ce rapport, il est nécessaire de prendre en compte toutes les pertes d'énergie qu'a pu subir la particule dans les parties du détecteur précédant le calorimètre. La distribution de la quantité de matière en amont des calorimètres est représentée sur la figure 6.19. Dans la partie centrale du détecteur ($50^\circ < \theta < 130^\circ$), l'essentiel de la matière est concentrée en trois zones radiales :

- environ $0,2X_0$ à $124 \text{ cm} \lesssim r \lesssim 129 \text{ cm}$ correspondant au cylindre interne du RICH ainsi qu'au radiateur liquide
- environ $0,1X_0$ à $146 \text{ cm} \lesssim r \lesssim 149 \text{ cm}$ dû principalement aux parois en quartz de la chambre à dérive du RICH
- environ $0,2X_0$ à $190 \text{ cm} \lesssim r \lesssim 196 \text{ cm}$ correspondant au cylindre externe du RICH

Les cylindres internes et externes de la TPC représentent au plus $0,1X_0$. Le détecteur externe (OD) placé juste en amont du calorimètre ajoute environ $0,15X_0$. Au total la quantité de matière précédant le calorimètre est estimée à $0,8X_0/\sin\theta$ dans la région $50^\circ < \theta < 130^\circ$. Les électrons perdent donc en moyenne un peu plus de la moitié de leur énergie ($e^{-0,8} \simeq 45\%$) avant d'atteindre le calorimètre. A $\theta = 90^\circ$, les parois transversales de la TPC et du RICH provoque une accumulation de matière pouvant atteindre 4 longueurs de radiation.

Dans la région avant, la cloison transversale de la TPC et les chambres proportionnelles multifils équipées de damiers cathodiques et de l'électronique de lecture (préamplificateurs) provoque un accroissement d'environ $0,6X_0$. L'ensemble des câbles acheminant les signaux en provenance des détecteurs de traces internes (VD, ID, TPC) est fixé sur une grille métallique juxtaposée à la chambre avant FCA à une distance $|z| \simeq 170 \text{ cm}$ du point d'interaction. Cette accumulation de matière est très inhomogène et est donc difficile à simuler. Au total près de $1,2X_0$ précède le calorimètre EMF pour la région $15^\circ < \theta < 35^\circ$ et $145^\circ < \theta < 165^\circ$. Mais cette valeur moyenne provenant de la simulation du détecteur est parfois sous-estimée.

La plus forte concentration de matériau est rencontré à la jonction entre partie centrale et avant du détecteur ($\theta \sim 40^\circ$ et $\theta \sim 140^\circ$). Elle est due aux parois latérales du RICH (cloison et chambres pro-

portionnelles multifils), à la présence d'éléments de support des détecteurs et enfin aux très nombreux câbles reliant l'intérieur et l'extérieur du détecteur. Cette région est principalement une zone morte de la calorimétrie électromagnétique. Seule la région $43^\circ < \theta < 50^\circ$ ($130^\circ < \theta < 137^\circ$) située à l'intérieur de l'acceptance de la HPC est légèrement affectée.

En traversant les matériaux situés en amont des calorimètres, l'électron va rayonner des photons. Les gerbes électromagnétiques engendrées par ces photons dans le calorimètre ne seront pas nécessairement associées à l'électron aboutissant à des rapports E/p inférieurs à 1. Un second problème a pour origine le seuil de détection en énergie du calorimètre. La tension appliquée aux fils sensibles de la HPC et les gains utilisés pour les préamplis de la HPC et de l'EMF définissent un seuil en énergie en dessous duquel les dépôts électromagnétiques ne sont plus mesurés. Ces deux effets sont pris en compte par une procédure d'étalonnage utilisant des événements Bhabha et Compton et permettant d'obtenir une distribution de E/p en fonction de p plate et centrée sur 1.

Profil longitudinal de la gerbe – En général les hadrons traversent le calorimètre électromagnétique en ne perdant leur énergie que par ionisation. Une coupure sur le rapport E/p est alors suffisante pour les distinguer des électrons. Mais parfois les hadrons amorcent une gerbe hadronique dans le convertisseur en plomb. La forme de la gerbe hadronique est similaire à celle d'une gerbe électromagnétique mais elle commence souvent plus profondément dans le calorimètre. Dans la région centrale, la HPC fournit une reconstruction tridimensionnelle des gerbes qui va permettre d'améliorer la pureté des échantillons d'électrons en rejetant les hadrons ayant interagis fortement dans le calorimètre. Le profil longitudinal d'une gerbe électromagnétique est assez bien reproduit par une fonction , :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{a} ,$$

où t est la profondeur de la gerbe en longueurs de radiation, E_0 l'énergie initiale de la particule ayant amorcée la gerbe, a et b des paramètres empiriques qui dépendent de l'énergie E_0 et de la direction (θ et ϕ) de la particule incidente. Toutefois la dépendance en θ et ϕ est assez faible et sera négligée. La longueur de pénétration de la gerbe t peut être calculée en prenant en compte la distribution des matériaux en amont et au sein du calorimètre. Les paramètres E_0 , a et b sont alors obtenus par un ajustement à base de χ^2 . La discrimination entre électrons et hadrons est obtenue à l'aide d'une coupure sur la probabilité du χ^2 de cet ajustement.

Extrapolation des traces – Le rejet des hadrons est également amélioré en comparant la position de la gerbe (en son point d'entrée dans le calorimètre) à l'extrapolation de la trace jusqu'au calorimètre. Cette méthode est appliquée uniquement dans la région centrale. Les dépôts d'énergie mesurés dans chaque couche du calorimètre sont utilisés pour définir l'axe de la gerbe. L'intersection entre cette axe et la paroi interne de la HPC constitue le point d'entrée dans le calorimètre. Ce point est comparé à la position prédite par extrapolation de la trace. Deux variables sont utilisées: $\Delta z = z_{HPC} - z_{trace}$ et $\Delta\phi = \phi_{HPC} - \phi_{trace}$. Dans le cas d'un hadron, le nombre de dépôts électromagnétiques est beaucoup moins important que pour un électron. L'axe de la gerbe est donc reconstruit avec une erreur beaucoup plus importante. La dispersion sur Δz et $\Delta\phi$ sera plus grande pour un hadron que pour un électron.

Mesure du dE/dx dans la TPC – La dernière propriété employée pour identifier les électrons est complètement indépendante des calorimètres. Il s'agit du dépôt linéique d'énergie mesurée par la TPC. La résolution sur la mesure du dE/dx est d'environ 7 % et permet une séparation entre pions et électrons supérieure à 3σ pour des impulsions inférieures à 4,5 GeV/c et supérieure à 2σ jusqu'à des impulsions de 20 GeV/c. Le pouvoir discriminant de cette mesure sera donc très limité dans le cas qui nous intéresse, à savoir des électrons issus d'un boson Z sur sa couche de masse et quasiment au repos ($E_e \simeq 45$ GeV).

Combinaison des variables et performances – Pour chacune des variables précédemment citées on définit la probabilité que la particule étudiée soit un électron. L'identification des électrons est alors obtenue en coupant sur le produit de ces probabilités. Les performances ont été estimées sur un lot

d'événements hadroniques simulés. Pour différents points de fonctionnement on obtient:

efficacité (%)	probabilité de mauvaise identification (%)
80	1,6
55	0,4
45	0,2

L'efficacité est donnée pour des électrons d'impulsion supérieure à 3 GeV/c. La pureté est estimée à partir de pions ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$).

6.3 Algorithme de jets

6.3.1 Des particules finales aux partons initiaux

Un algorithme de jets a pour objectif de remonter à la structure partonique sous jacente à un événement hadronique. Les quarks et les gluons n'existent pas à l'état libre. Ils s'hadronisent en donnant naissance à des états liés de quarks. Ce processus d'hadronisation est très rapide, de l'ordre de l'échelle de temps QCD:

$$\tau_{QCD} \sim \frac{1}{M_{QCD}} = 10^{-23} s$$

Les partons sont donc inaccessibles aux systèmes de détection et seules les particules finales sont reconstruites. Or la connaissance des caractéristiques des partons initiaux est souvent primordiale: le nombre de partons initiaux et la quadri-impulsion de chacun d'entre eux sont par exemple nécessaires à la mesure de α_s dans les événements à 3 partons (2 quarks + 1 gluon), ils le sont également pour la détermination de la masse d'objets lourds se désintégrant en quarks (par exemple un boson de Higgs produit en association avec un boson Z, se désintégrant tout deux en une paire de quarks). Il faut donc identifier au mieux quelle particule est issue de quel parton. C'est ce chemin *inverse* de l'hadronisation, que tente de parcourir un algorithme de jet.

- 1 - Initialement, chacune des particules finales est considérée comme un agrégat ou *jet*.
- 2 - Les deux jets les plus proches, au sens d'une distance préalablement définie, sont recherchés puis regroupés en un seul nouveau jet, en sommant généralement leurs deux vecteurs quadri-impulsion.
- 3 - La seconde étape est répétée jusqu'à ce que la distance entre les deux jets les plus proches soit supérieure à une valeur limite donnée, appelée paramètre de résolution et généralement notée y_{cut} ou encore d_{join} . Une seconde possibilité est d'arrêter l'itération lorsque le nombre total de jets devient inférieur à un certain seuil.

Ainsi ce qui caractérisera un algorithme de jets sera le critère de distance employée ainsi que la manière selon laquelle sont regroupés deux jets. Chaque utilisateur définit les particules ou objets initiaux qu'il souhaite agréger et fixe la limite en-dessous de laquelle (dans le cas d'un nombre de jets limite) ou au-dessus de laquelle (dans le cas d'une distance limite) l'agrégation est arrêtée.

6.3.2 Les différents algorithmes

Algorithme utilisant la masse invariante — La distance qui semble naturelle pour regrouper les agrégats, est la masse invariante. Ce choix dissimule en fait de graves problèmes d'instabilités: les agrégats les plus proches, en terme de masse invariante, sont en général ceux de plus faible impulsion. L'algorithme aura tendance à grouper d'abord les particules les plus molles entre elles. Les particules les plus rapides sont associées en dernier aux agrégats de particules molles. Intuitivement, on s'attendrait à un résultat plus proche de la réalité des partons, en procédant de manière inverse, c'est à dire en agrégeant les particules les plus lentes autour de celles plus rapides. Prenons le cas d'un événement composé uniquement d'une vingtaine de particules molles, à l'exception d'une seule particule environ 10 fois plus rapide que les autres. On souhaite reconstruire les deux partons qui composaient originellement cet événement. En choisissant la masse invariante comme critère de distance, on obtiendra à l'avant dernière étape, deux agrégats formés des particules molles et la particule rapide. Il peut arriver que cette dernière soit quasi-équidistante des deux agrégats. On a alors de fortes chances de se tromper en associant la particule rapide à l'un des agrégat plutôt qu'à l'autre. La direction des deux jets reconstruits sera alors fort éloignée de la direction des partons originaux. L'erreur serait sans doute beaucoup plus faible si les particules molles avaient été regroupées autour de la particule rapide car le fait de se tromper dans les dernières étapes a des conséquences beaucoup moins importantes si les dernières associations n'affectent que des particules molles.

Les trois algorithmes les plus courants, utilisant la masse invariante diffèrent par le schéma de recombinaison utilisé, c'est à dire par la manière dont sont regroupés deux agrégats:

- schéma de recombinaison **E**: les quadri-impulsions des deux agrégats à regrouper, sont sommées;
- schéma de recombinaison **EO**: les énergies et les impulsions sont sommées, mais la normalisation de l'impulsion résultante est choisie de manière à conserver nulle la masse du nouvel agrégat;
- schéma de recombinaison **p**: les impulsions sont sommées et l'énergie résultante est ajustée de manière à garder nulle la masse de l'agrégat.

Ces trois variantes utilisent parfois comme critère de distance la masse invariante normalisée par l'énergie totale visible de l'événement. Cela permet de garder une valeur du paramètre de résolution, indépendante de l'énergie à laquelle on se place.

Algorithme de JADE [24] — Cet algorithme, développé par la collaboration du même nom, tente de préserver la notion de masse invariante comme critère de distance, en éliminant les problèmes d'instabilité. La distance utilisée,

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2},$$

est très proche de la masse invariante, auquel elle correspond pour des particules de masse nulle (au terme de normalisation $1/E_{vis}^2$ près). Cette simple modification fait qu'à masse invariante égale, deux agrégats, de grande impulsion résultante, seront regroupés avant ceux d'impulsion résultante plus faible. Les particules les plus rapides auront ainsi tendance à être regroupées en premier. Le principal atout de l'algorithme de **JADE** est l'excellent accord entre nombre de jets reconstruits (pour un paramètre de résolution y_{cut} donné) et le nombre de partons prédits par QCD avant les processus d'hadronisation (pour le *cut-off* y_{min} correspondant). L'algorithme de **JADE** semblerait donc bien adapté à l'étude de QCD, et en particulier à la mesure de α_s . Mais la façon dont sont regroupés les particules dans la version originale de l'algorithme (sommation des quadri-impulsions) fait que les jets acquièrent une masse. Or, dans l'étude d'événements à deux quarks et un gluon, il serait préférable que le jet correspondant au gluon, reste de masse nulle. Une solution limitée au problème consiste à utiliser le schéma de recombinaison **EO** afin de conserver nulle la masse des jets. Un second défaut de **JADE** est sa tendance à parfois associer entre elles des particules molles, de directions diamétralement opposées, aboutissant ainsi à des directions de jets incertaines.

Algorithme de DURHAM [25] — Cet algorithme vise à supprimer le dernier problème rencontré par **JADE**, en remplaçant la masse invariante (ou tout autre expression approchante) dans le critère de distance utilisé, par l'impulsion transversale de la particule la plus lente, par rapport à la particule la plus rapide de la paire:

$$y_{ij} = \frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

Cette nouvelle distance renforce le rôle de l'angle lorsque l'on recherche les deux particules les plus susceptibles d'appartenir à un même jet. Prenons le cas d'une particule lente de 1 GeV, isolée de 5° d'une particule rapide (100 GeV) et de 50° d'une autre particule molle (1 GeV). Le bon sens voudrait que l'on regroupe la particule rapide et la première particule lente. Pourtant **JADE** réunira les deux particules molles entre-elles. **DURHAM** résout ce problème en ne prenant en compte que l'énergie de la particule la plus lente, et en utilisant ensuite que l'angle d'isolation de cette particule pour choisir la meilleure association. Ainsi la distance de **DURHAM** entre la particule molle et celle rapide sera presque 100 fois inférieure à celle entre les deux particules molles. De plus, cette nouvelle distance n'affecte en rien le bon accord trouvé entre nombre de jets reconstruits et nombre de partons finals. **DURHAM** est donc, tout comme **JADE**, très peu sensible aux processus d'hadronisation et est adapté à l'étude de QCD. Mais la principale motivation pour **DURHAM** reste théorique.

Actuellement, la plupart des observables QCD ne sont calculables qu'aux tous premiers ordres des perturbations. Prenons pour exemple, la mesure de α_s déduite de la fraction d'événements à 3 jets. La prédiction théorique de cette fraction n'est connue qu'au second ordre en α_s (NLO) et est, de

plus, dépendante de l'échelle de renormalisation, ce qui indique clairement que les corrections, dues aux ordres supérieurs non calculés, sont loin d'être négligeables. En attendant de futures améliorations dans les méthodes de calcul, on est réduit à rechercher l'algorithme de jets qui minimisera le plus possible l'impact des ordres supérieurs non calculés.

Un second problème vient de la région à faible y_{cut} . L'utilisation d'un paramètre de résolution fini permet de préserver certaines observables QCD, comme les sections efficaces multijets, contre les divergences infrarouges. Lorsque l'on tente de faire des prédictions à faibles y_{cut} , on se heurte au problème des termes d'ordre supérieurs, de la série perturbative en $\alpha_s \ln^2 y_{cut}$, qui deviennent importants. Aussi pour parvenir à une quelconque prédiction théorique, les termes logarithmiques doivent obligatoirement être resommés à tous les ordres en α_s . Les termes logarithmiques de la forme $\alpha_s^n \ln^m y_{cut}$ avec $n < m \leq 2n$ sont exponentiés, c'est à dire qu'ils sont passés en argument d'une fonction exponentielle. Cela permet de simplifier la série logarithmique à des termes en $\alpha_s^n \ln^m y_{cut}$ avec $m \leq 2n + 1$. Or ce processus d'exponentiation est possible pour la distribution de l'impulsion transversale [26] (il a été calculé au second ordre (NLO), c'est à dire les termes en $\alpha_s^n \ln^{n+1} y_{cut}$ et $\alpha_s^n \ln^n y_{cut}$) et est par conséquent disponible pour l'algorithme de **DURHAM**. En revanche l'exponentiation n'est pas possible pour la distance employée par **JADE** [27].

De manière plus imagée, les problèmes de **JADE** (correction importante des ordres supérieurs pour n'importe quel y_{cut} , et l'impossibilité de resommer les termes logarithmiques pour étudier la région à de basses valeurs de y_{cut}) sont principalement dus à la manière dont l'algorithme traite les gluons mous. Un jet est souvent composé de particules dures, relativement colinéaires, plus de nombreux gluons mous. Mais **JADE** a tendance à agglomérer ces particules molles entre elles. Cela peut aboutir à un jet factice, composé uniquement de gluons mous. Or ce sont pour ces particules molles que les incertitudes théoriques sont les plus grandes (termes logarithmiques). En les regroupant dans un même jet, **JADE** va en quelque sorte favoriser l'impact des ordres supérieurs non calculés.

Permettant l'étude de QCD jusqu'à de basses valeurs de y_{cut} et restant peu sensible aux processus d'hadronisation, **DURHAM** semble être l'algorithme le mieux adapté à l'étude de QCD. Il est également très utilisé par la communauté des expériences LEP, dans le cadre de la recherche de nouvelles particules. Tout comme **JADE**, il peut être employé en association avec les différents schéma de recombinaison **E**, **E0** et **p**.

Algorithme de GENEVE [28] — Cet algorithme est une tentative de Bethke, Stirling *et al.* de favoriser encore plus les particules rapides au début du processus d'agrégation. La distance utilisée,

$$y_{ij} = \frac{8 E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{9 (E_i + E_j)^2}$$

Le facteur 8/9 est présent afin que la valeur maximum de y_{cut} pour laquelle on puisse encore reconstruire trois jets à partir d'événements à trois partons soit égale à 1/3, comme c'est le cas pour les algorithmes de **JADE** et de **DURHAM**. Dans la distance de **GENEVE**, le poids des particules rapides est encore accru par le dénominateur correspondant au carré de la somme des énergies des particules de la paire. En reprenant l'exemple de la particule rapide de 100 GeV et des deux gluons mous de 1 GeV, la distance, au sens du critère de **GENEVE**, entre les deux gluons sera pratiquement 2400 fois plus grande que celle séparant la particule rapide du premier gluon, à comparer au rapport 100, obtenu par **DURHAM**. Le problème de jets factices de gluons mous est donc quasiment toujours évité. **GENEVE** aura ainsi tendance à afficher une dépendance d'échelle beaucoup plus faible. Cela a été montré pour le taux d'événements 3 jets et 4 jets calculés au second ordre (NLO). La resommation des termes logarithmiques dominant, dans la région à bas y_{cut} ne pose pas de problème pour l'ordre dominant. Mais la situation n'est pas aussi claire que pour **DURHAM** dans le cas des termes du second ordre. Le principal défaut de **GENEVE** est d'aboutir à des résultats nettement moins bons, en ce qui concerne l'accord entre le nombre de jets et le nombre de partons. La reconstruction des jets par **GENEVE** est donc beaucoup plus sensible à l'hadronisation. Une qualité originale de **GENEVE**, soulignée par Dixon et Signer [30], est la grande sensibilité de l'algorithme au nombre de saveurs légères, le rendant bien adapté à la recherche de nouveaux phénomènes, comme, par exemple, un scénario de *gluino léger* [29].

Algorithme LUCLUS [31] — De manière similaire à **DURHAM**, l'algorithme **LUCLUS** rejette la notion de masse invariante comme critère de distance, au profit d'une impulsion transversale:

$$d_{ij} = \frac{2 |p_i| \cdot |p_j| \sin(\theta_{ij}/2)}{|p_i| + |p_j|}$$

Dans la limite des faibles angles, cette distance s'identifie à

$$d_{ij} = \frac{|p_i \times p_j|}{|p_i + p_j|},$$

qui n'est autre que l'impulsion transversale de l'une des particules, par rapport à la direction de la somme des impulsions des deux particules de la paire. Ainsi la distance utilisé par **LUCLUS** est assez proche de celle de **DURHAM**. Ce qui distingue **LUCLUS** des autres algorithmes est en fait la procédure originale de Sjöstrand, pour associer les particules entre elles.

- Afin de gagner du temps lors de l'exécution de l'algorithme, les particules initiales sont pré-associées. La particule la plus rapide est recherchée, puis on lui associe l'ensemble des particules situées à une distance inférieure à d_{init} . On passe ensuite à la seconde particule la plus rapide, qui n'est pas encore été associée, et ainsi de suite jusqu'à ce que toutes les particules aient été traitées. Si la distance de coupure d_{init} est suffisamment faible devant le paramètre de résolution d_{join} que l'on compte utiliser, alors les probabilités d'erreur dans les pré-associations est minimale. Les particules très proches les unes des autres auraient de toute façon été regroupées entre elles, en suivant la procédure normale.
- La seconde spécificité du code original de Sjöstrand, est de tenter de réassocier les particules à chaque étape. Lorsqu'une particule est associée à un jet, la direction et l'énergie du jet vont changer, si bien qu'une particule déjà associée à un autre jet, peut en fait être plus proche de ce nouveau jet. Pour résoudre ce problème, à chaque nouvelle association, c'est à dire chaque fois que l'impulsion d'un jet est modifiée, l'ensemble des particules déjà associées sont testées à nouveau, pour savoir si elles ne sont pas plus proche d'un autre jet, que celui auquel elles appartiennent déjà.

La procédure de réassociation de **LUCLUS** permet une plus grande stabilité de l'algorithme, et garantit de meilleurs résultats dans la reconstruction des jets. Le principal défaut de cette réassociation est de rendre **LUCLUS** inadapté au calcul perturbatif. Son utilisation est donc réservée aux études pour lesquelles la comparaison entre données et prédictions théoriques de QCD n'est pas utile.

Algorithme de CAMBRIDGE [32] — Cet algorithme vise à un meilleur traitement des gluons, dans la tentative de reconstruction de la structure partonique d'un événement hadronique. Plutôt que de modifier une fois encore, le critère de distance utilisée, **CAMBRIDGE** s'attaque à la manière dont sont regroupées les particules entre elles. Le critère de distance reste identique à celui de **DURHAM**, à savoir:

$$y_{ij} = \frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

En revanche, **CAMBRIDGE** profite de la plus grande puissance de calcul des moyens informatiques actuels, pour mettre en oeuvre une technique de recombinaison plus complexe. En supplément du paramètre de résolution y_{cut} utilisé dans d'autres algorithmes, **CAMBRIDGE** introduit une nouvelle variable v_{ij} , dite d'ordonnement:

$$v_{ij} = 2(1 - \cos \theta_{ij})$$

La reconstruction des jets se fait alors de la manière suivante:

- 1 - l'algorithme débute en considérant l'ensemble des particules de l'événement comme autant d'agrégats distincts ;
- 2 - les deux agrégats i et j , les plus proches au sens de la distance v_{ij} (c'est à dire en angle), sont recherchés ;

3 - la variable y_{ij} est calculée pour cette paire. Deux cas se présentent:

- a) $y_{ij} < y_{cut}$, alors les deux agrégats i et j , sont combinés, c'est à dire qu'ils sont remplacés par un seul agrégat, de quadri-impulsion $p_i + p_j$. Ce nouvel agrégat reste disponible pour de futures associations. L'algorithme retourne à la seconde étape.
- b) $y_{ij} \geq y_{cut}$, alors la particule la moins énergétique est *gelée* (*soft freezing*), c'est à dire qu'elle devient un jet à part entière, qui ne pourra plus être associé à aucun autre agrégat. Le nouveau jet est ainsi définitivement isolé et restera inchangé jusqu'à la fin de l'exécution de l'algorithme. Quant à la particule la plus rapide de la paire, elle est remise à disponibilité pour d'éventuelles futures associations. L'algorithme revient alors à la seconde étape

4 - L'algorithme s'arrête naturellement quand il ne reste plus qu'un seul agrégat, tous les autres ayant été *gelés*.

Le cycle 2-3a est complètement similaire à celui de l'algorithme de **DURHAM**. Tout ce qui fait l'originalité de **CAMBRIDGE** est l'étape 3b. Cette procédure de *gel*, permet de se débarrasser élégamment du problème des gluons mous, sans recourir à une distance qui attribue un très fort poids à l'énergie des particules (*e.g.* distance de **GENEVE** proportionnelle à E_{lente}/E_{rapide} dans le cas d'une particule beaucoup plus rapide que l'autre). Grâce à cette procédure d'isolement, les gluons mous ne pourront plus se regrouper pour former des jets factices, comme c'est le cas avec **JADE**, ou bien *déformer* la direction d'un jet, voire le scinder en deux, comme cela arrive avec **DURHAM**. En outre **CAMBRIDGE** conserve toutes les propriétés d'exponentiation des logarithmes dominants, lorsque $y_{cut} \rightarrow 0$, que lui confère la distance de **DURHAM**. **CAMBRIDGE** affiche un accord raisonnable entre le nombre de jets reconstruits et le nombre de partons, pour la région $y_{cut} > 10^{-3}$, même si celui-ci est moins bon que pour **DURHAM**. En revanche dans la région $y_{cut} < 10^{-3}$, **CAMBRIDGE** présente certes un excès dans le nombre de jets reconstruits, mais bien moindre que celui observé par **DURHAM**.

La nouvelle procédure de combinaison de **CAMBRIDGE** aboutit également à quelques propriétés amusantes. Le fait de rechercher les particules les plus proches suivant un critère (v_{ij} minimum) différent de celui utilisé pour décider ou non de l'association ($y_{ij} < y_{cut}$), a pour conséquence un nombre de jets qui n'est pas forcément fonction décroissante du paramètre de résolution y_{cut} utilisé. Cela aboutit à deux observations:

- plusieurs valeurs de $y_{n \leftarrow n+1}$ peuvent exister. $y_{n \leftarrow n+1}$ est définie comme la valeur de y_{cut} pour laquelle le nombre de jets reconstruits passe de $n + 1$ à n . Prenons l'exemple d'un événement WW hadronique, formé initialement de 4 partons. En parcourant l'échelle croissante des y_{cut} le nombre de jets reconstruit pourrait être 6, 5 puis 4, repasserait à 5, puis à 4... Il existerait alors plusieurs valeurs de $y_{4 \leftarrow 5}$. Bentvelsen et Meyer montrent d'ailleurs, dans le papier [32], qu'environ 1% des événements WW hadroniques produits à $\sqrt{s}=184$ GeV ont de multiples régions de y_{cut} correspondant à 4 jets. En outre les jets de ces événements particuliers sont moins bien reconstruits: Leur énergie et leur direction s'écartent plus de celles des partons initiaux. Quasi-systématiquement, c'est la configuration en 4 jets correspondant au y_{cut} le plus faible qui fournit les meilleures résolutions sur la quadri-impulsion des jets, car c'est elle qui gèle correctement les gluons mous. Tandis que l'autre configuration a généralement associé par erreur le gluon mou à un jet de quark.
- si l'on cherche à reconstruire un événement suivant un nombre fixé de jets, il se peut qu'il n'existe aucune valeur de y_{cut} remplissant cette condition. Il n'existera par exemple que des configurations à 2 ou 3 jets, à 5 jets ou plus, mais aucune à 4 jets. Cela montre sans doute que **CAMBRIDGE** reconstruit mieux la réalité sous-jacente des partons. Il ne suffit pas d'ajuster la valeur du paramètre de résolution y_{cut} pour obtenir une structure en jets donnée.

En conclusion, **CAMBRIDGE** propose donc la possibilité d'exponentier les logarithmes dominants à bas y_{cut} , et offre dans cette région cinématique, des corrections, dues à l'hadronisation, mieux contrôlées. Il semble donc être le meilleur candidat pour l'étude de processus QCD dans la région à faible y_{cut} .

6.3.3 Application à la recherche du boson de Higgs

Ces différents algorithmes ont été comparés dans le cadre de la recherche du boson de Higgs produits en association avec des leptons chargés. Seul **CAMBRIDGE** n'a pu être testé, car il n'existait tout simplement pas à l'époque où fut réalisée la comparaison (1996). Parmi les différents canaux de recherche étudiés dans cette thèse, seul le cas d'un boson de Higgs se désintégrant hadroniquement, donnera lieu à des événements contenant des jets. Cela concerne donc uniquement les processus $hZ \rightarrow q\bar{q}\mu^+\mu^-$ ou $gg\mu\mu$ et $hZ \rightarrow q\bar{q}e^+e^-$ ou gqe^+e^- , pour lesquels la capacité de l'algorithme à reconstruire le nombre correct de partons initiaux n'est pas aussi cruciale que dans le cas de la recherche de bosons de Higgs dans les événements à 4 jets. Dans le cadre de QCD, la production de paires quark-antiquark s'accompagne parfois de deux gluons rayonnés par les quarks, ou bien d'un gluon se divisant en une nouvelle paire quark-antiquark. Pour mieux contrôler ce bruit de fond QCD dans les canaux à 4 jets, il est indispensable que l'algorithme reconstruise correctement ces jets issus de gluons. En revanche dans le cas des canaux *semi-leptoniques*, que nous étudions ici, le bruit de fond QCD sera aisément rejeté lorsqu'on le requiert une paire de leptons isolés. Il ne constitue pas un fond dominant. L'algorithme a donc été choisi uniquement sur des critères de performances en terme d'efficacité sur le signal recherché et de rejet du bruit de fond. A ce titre des algorithmes comme **LUCLUS**, qui ne dispose pas du calcul perturbatif, ou comme **GENEVE**, qui ne reproduit qu'imparfaitement le nombre de partons, sont tout à fait utilisables.

La comparaison a été menée uniquement pour le canal $h\mu^+\mu^-$, à une énergie de $\sqrt{s}=161$ GeV et pour une luminosité intégrée de $10,0 \text{ pb}^{-1}$. On s'attend à des résultats entièrement similaires pour le canal he^+e^- , les désintégrations du boson Z en paire de muons ou d'électrons n'affectant en rien les propriétés des jets issus du boson de Higgs. Un échantillon de 15000 événements $h\mu^+\mu^-$, simulés à partir du générateur **HZHA**, est utilisé. La masse du boson de Higgs varie entre 50 GeV et 70 GeV, par pas de 5 GeV. L'ensemble des bruits de fond décrits au paragraphe 5.4.3, est également employé, le générateur **PYTHIA** étant choisi pour les processus à 4 fermions. Une analyse simple est mise en œuvre pour comparer le comportement des différents algorithmes. Essentiellement, deux muons énergiques (d'impulsion supérieure à 15 GeV), isolés et de charges opposées sont requis. L'algorithme doit reconstruire au moins deux jets parmi les particules restantes de l'événement. Le critère d'isolation d'un muon est défini comme l'angle entre ce muon et le jet le plus proche. Ces angles doivent être d'au moins 8° et 15° pour les muons le moins et le plus isolé. La sélection se termine par une procédure d'ajustement cinématique, afin d'estimer au mieux les masses invariantes du dimuon et du système de jets. Cette méthode d'ajustement sera décrite en détail dans le prochain paragraphe 6.4. Le choix de l'algorithme intervient donc à plusieurs niveaux de la sélection:

- au moins deux jets doivent être reconstruits par cette algorithme;
- la direction du jet reconstruit va influencer sur l'angle d'isolation du muon, qui est défini par rapport à ce jet;
- la reconstruction des masses dépend de la direction et de l'énergie des jets.

L'efficacité de signal et le bruit de fond attendu en fin de sélection sont calculés pour 8 valeurs de y_{cut} allant de 0,02 à 0,16 par pas de 0,02. Dans le cas de **LUCLUS**, la distance est dimensionnée (en GeV). On la normalise à l'énergie dans le centre de masse, c'est à dire 161 GeV, afin de la comparer à celles des autres algorithmes. Les figures 6.20 a et b résumant les résultats obtenus. L'ensemble des algorithmes hormis **DURHAM** ont une efficacité de détection de signal, croissante avec les valeurs de y_{cut} . Cela semble naturel puisque plus y_{cut} augmente, plus le nombre de jets diminue. La probabilité d'avoir un troisième jet composé de peu de particules (parfois une seule), proche d'un muon, diminue donc également et la coupure en isolation du muon devient moins coûteuse en efficacité. La situation est moins claire dans le cas du bruit de fond attendu. L'erreur statistique est relativement grande, environ 0,01 événement en moyenne. On distingue cependant plusieurs tendances: **LUCLUS** présente les bruits de fonds les plus élevés. **DURHAM** et **GENEVE** offre le meilleur rejet du fond (35% plus faible par rapport à **LUCLUS**), qui plus est à grand y_{cut} , c'est à dire là où l'efficacité est la plus grande. Le meilleur compromis est choisi sur la base d'un critère signal / bruit. La figure 6.20c représente les courbes d'efficacité / bruit de fond des différents algorithmes. Les points encadrés correspondent au y_{cut} le plus bas (c'est à dire 0,02). Les courbes parcourues à partir de ce point correspondent à des valeurs de y_{cut} croissantes. La première remarque concerne l'accumulation des derniers points lorsqu'on parcourt la courbe d'un algorithme donné. On arrive à une espèce de saturation. En fait à partir d'un certain y_{cut} (de l'ordre de 0,10), la

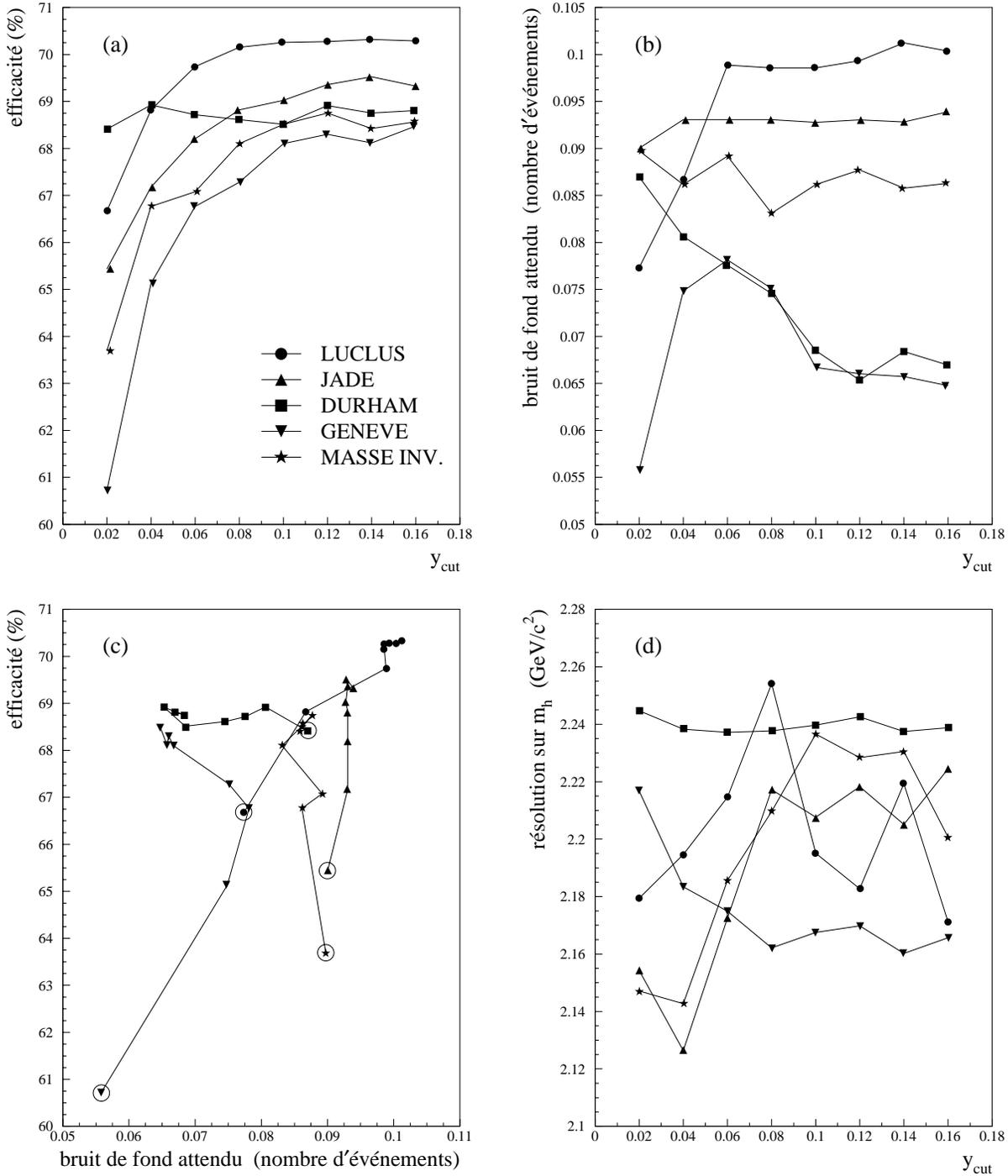


FIG. 6.20 – Comparaison des algorithmes de jets dans le cadre de l'analyse $h\mu^+\mu^-$ à $\sqrt{s}=161$ GeV pour une luminosité intégrée de 10 pb^{-1} . En a) et b) sont représentés les efficacités de détection de signal et le bruit de fond attendu, en fonction de l'algorithme de jet utilisé et du paramètre de résolution associé. La figure c) représente ces mêmes données dans un plan efficacité / bruit de fond. Le cercle entoure le point de plus bas y_{cut} d'un algorithme donné. Les autres points de l'algorithme sont reliés par ordre croissant de y_{cut} à partir de ce cercle. La dernière figure d) donne la résolution en masse obtenue pour un boson de Higgs de $60 \text{ GeV}/c^2$ en fonction de l'algorithme et du y_{cut} choisi.

quasi-totalité des événements sont reconstruits en 2 jets. Augmenter encore la valeur du y_{cut} ne modifie la structure que de très peu d'événements: la situation est quasi-stable. Il faudrait augmenter beaucoup plus le y_{cut} (de l'ordre de 0,25), pour commencer à voir apparaître des événements reconstruits en un seul jet. La seconde remarque, est l'émergence nette de deux algorithmes, **GENEVE** et **DURHAM**, dans la région en haut à gauche de la figure, c'est à dire la région des meilleures performances. Bien que les résultats obtenus, pour l'ensemble des points $y_{cut} \geq 0,10$ de **GENEVE** et **DURHAM**, soient compatibles, au vu des erreurs statistiques, nous avons choisi le point qui donnait le meilleur rapport signal sur bruit, c'est à dire: **DURHAM** et $y_{cut} = 0,12$

Hormis les performances en termes d'efficacité / fond, l'algorithme de jets va influencer sur la résolution en masse. La figure 6.20d, donne la résolution sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'algorithme de jets choisi et de son paramètre de résolution. Ce qu'on appelle ici résolution est en fait la largeur de la gaussienne ajustée sur la distribution des résidus définis comme la différence entre masse générée et masse reconstruite après ajustement cinématique. L'échantillon utilisé se compose de 3000 événement $h\mu^+\mu^-$ avec $m_h=60 \text{ GeV}/c^2$. On observe une résolution de $2,2 \text{ GeV}/c^2$, avec des écarts entre algorithmes guère supérieurs à $100 \text{ MeV}/c^2$. Cette faible influence des algorithmes de jets est naturelle. Dans le cadre de la méthode d'ajustement cinématique utilisée, l'estimation de la masse du Higgs repose essentiellement sur la mesure des leptons et non sur celles des jets. Mais cela sera expliqué plus en détails dans la section suivante.

6.4 Ajustements cinématiques

Le point commun à toutes les topologies d'événements, étudiées ici, est la désintégration d'un boson Z en une paire de leptons chargés. Dans le cadre de la recherche du Higgs à LEP2, on s'attend à ce que le Z soit sur couche de masse, car la section efficace hZ s'effondre dès que l'on s'en éloigne. Il est important d'atteindre la plus grande précision possible sur la mesure de la masse du dilepton, afin de vérifier l'hypothèse d'un boson Z sur couche de masse. Plus la mesure sera précise, meilleure sera la pureté du lot d'événements sélectionnés. Du fait de la largeur non négligeable du Z , on pourrait penser que le test de compatibilité entre la masse du dilepton et celle d'un Z sur couche de masse est limité à une précision de l'ordre de Γ_Z . En fait, en incluant l'information sur la largeur du Z dans une procédure d'ajustement cinématique, nous allons montrer qu'il est possible de s'affranchir de cette limitation.

La reconstruction des masses est également capitale dans l'hypothèse d'une découverte du boson de Higgs. Les différents canaux de recherche doivent être combinés et les masses des candidats Higgs mesurées dans chaque canal doivent être compatibles entre elles. Ce test de compatibilité sera d'autant plus déterminant que la résolution en masse est bonne. Aussi, une grande importance doit être donnée à l'estimation de l'erreur sur chaque masse mesurée.

Comment améliorer ces mesures de masses? Les erreurs proviennent d'une part de la résolution intrinsèque des différents détecteurs mis en jeu. D'autre part, elles sont dues à des problèmes d'hermiticité, à des zones mal instrumentées du détecteur ou à des problèmes de reconstruction des événements. Certaines particules chargées peuvent échapper à la détection, en particulier vers l'avant, où l'acceptance de la TPC ne descend que jusqu'à 20° en angle polaire et où les chambres avants FCA et FCB, sensibles jusqu'à 11° , ne sont pas toujours suffisantes pour reconstruire la trace. Les particules chargées peuvent aussi être perdues dans les zones mortes de la TPC dans le plan $r\phi$. Les particules neutres sont également affectées. La calorimétrie présente des zones délicates, spécialement dans les régions proches de 40° en angle polaire. En outre, de l'énergie peut être perdue dans certaines régions non instrumentées, comme l'aimant. Enfin, les programmes de reconstruction ne sont pas parfaits. Il arrive qu'une particule neutre soit si proche d'une particule chargée, qu'une seule particule est reconstruite. Le dépôt calorimétrique de la particule neutre sera rattaché à la particule chargée, si bien que dans une analyse où on utilisera uniquement l'impulsion, l'énergie du neutre sera perdue. En principe le programme de contrôle des flux d'énergie de DELPHI est là pour pallier ces problèmes, mais il n'est pas toujours suffisant, si bien qu'en moyenne 10,3 GeV sont perdus dans les événements $q\bar{q}$ collectés au pic du Z . Les données simulées indiquent que près de 90% de ces pertes sont dues à des particules neutres.

Dans le cas qui nous intéresse, les masses seront déterminées à partir de la mesure des quadri-impulsions des deux leptons, et des n jets qui les accompagnent. Les leptons sont en général bien mesurés, les rares problèmes étant la perte d'un des leptons dans une zone morte des détecteurs de trace, mais dans ce cas l'événement est le plus souvent rejeté par l'analyse. L'autre problème étant l'interaction des électrons avec la matière, avant d'avoir atteint un calorimètre. En revanche, la reconstruction des jets est affectée par tous les problèmes décrits au paragraphe précédent. L'un des moyens de prendre en compte ces défauts de mesure est l'ajustement cinématique contraint. En imposant des contraintes naturelles et justifiées du point de vue théorique, il est possible d'améliorer les valeurs d'une mesure, c'est à dire de se rapprocher plus encore des valeurs réelles. La méthode utilisée est celle des multiplicateurs de Lagrange.

6.4.1 Méthode des multiplicateurs de Lagrange

Considérons le cas de la mesure de n observables gaussiennes y_i , chacune affectée d'une erreur σ_i . S'il existe m relations (contraintes) entre ces observables, notées $\vec{f}(y_n) = \vec{0}$, alors le résultat de la mesure peut être améliorée en ajustant chacune des variables y_i , de manière à ce qu'elles vérifient les contraintes $\vec{f}(y_i) = \vec{0}$ et minimise un χ^2 :

$$\chi^2 = (\vec{y} - \vec{y}_0)^T V^{-1} (\vec{y} - \vec{y}_0) ,$$

V étant la matrice de corrélation entre les variables, \vec{y}_0 les variables mesurées et \vec{y} les variables ajustées. Dans le cas de variables indépendantes, le χ^2 se réduit à $\chi^2 = \sum_n \frac{(y_i - y_i^0)^2}{\sigma_i^2}$.

Un moyen élégant de formuler le problème consiste à construire la variable Q , telle que

$$Q(\vec{y}, \vec{\lambda}) = (\vec{y} - \vec{y}_0)^T V^{-1} (\vec{y} - \vec{y}_0) + 2 \vec{\lambda} \cdot \vec{f}(\vec{y}) ,$$

puis de minimiser Q par rapport aux variables à ajustées \vec{y} et par rapport aux multiplicateurs de Lagrange $\vec{\lambda}$. Ainsi la différentielle $\partial Q / \partial \vec{\lambda} = 0$ impose les contraintes tandis que $\partial Q / \partial \vec{y} = 0$ guide l'ajustement en appliquant les plus fortes modifications aux variables affectées par les plus grandes erreurs de mesure.

Une manière simple [33] de résoudre ce système de $n+m$ équations à $n+m$ inconnues, est de procéder de manière matricielle, en linéarisant le système. Pour ce faire les contraintes sont développées en série de \vec{y} , mais au premier ordre uniquement. Cela constitue une première approximation. Une seconde imperfection aura pour origine le choix des variables à ajuster.

6.4.2 Paramétrisation des éléments

Cette méthode des multiplicateurs de Lagrange a été appliquée à la recherche du boson de Higgs se désintégrant de manière visible (en quark b ou en lepton τ) accompagné de deux muons ou électrons provenant d'un boson Z . Le temps de calcul deviendrait prohibitif si l'on ajustait la direction et l'énergie de chacune des particules de l'événement. Par conséquent, ce sont les jets, reconstruits par l'algorithme choisi (DURHAM et $y_{cut} = 0,12$), et les deux leptons, qui seront utilisés comme éléments de l'ajustement cinématique. Un nombre quelconque de jets peut être employé dans la procédure d'ajustement. Il reste maintenant à définir la paramétrisation de ces éléments (jets + leptons), c'est à dire les variables à ajuster pour chacun de ces éléments, ainsi que les erreurs affectant chacune de ces variables. On souhaite appliquer la conservation de l'énergie-impulsion en ajustant la direction et l'énergie de chaque élément. Or, l'utilisation du χ^2 implique que la méthode reste correcte uniquement si des variables gaussiennes sont utilisées. On recherche donc pour chaque élément, quelles observables sont effectivement mesurées par l'appareillage.

Muons: Dans le cas des particules chargées, les détecteurs de traces sont utilisés pour évaluer l'impulsion. C'est en fait la flèche qui est mesurée (trace courbée sous l'influence du champ magnétique de l'aimant), et la variable gaussienne à utiliser se comporte comme $1/p$. L'impulsion ajustée \vec{p}_f s'écrira en fonction de l'impulsion mesurée \vec{p}_m :

$$\vec{p}_f = \begin{pmatrix} (1+d) |\vec{p}_m| \sin \theta \cos \phi \\ (1+d) |\vec{p}_m| \sin \theta \sin \phi \\ (1+d) |\vec{p}_m| \cos \theta \end{pmatrix}$$

Les variables à ajuster sont l'écart relatif $d = (p_f - p_m)/p_m$ par rapport à l'impulsion mesurée et les angles polaire et azimutal θ et ϕ du muon. L'erreur sur l'impulsion, déterminée à chaque événement, est utilisée. En revanche des erreurs fixes de $0,5^\circ$ (soit $8,7$ mrad) sont attribuées aux mesures angulaires. Une valeur initiale (c.à.d. au début de l'ajustement) nulle est utilisée pour la variable d .

Électrons: La paramétrisation d'un électron est entièrement similaire à celle d'un muon, à l'exception de l'angle polaire, pour lequel la variable à ajuster est $\cos \theta$ et non θ . En effet dans la région centrale, le calorimètre électromagnétique mesure la coordonnée z et non l'angle θ directement. On s'attend donc à ce que $\cos \theta$ soit "plus gaussien" que θ . L'erreur sur l'énergie de l'électron est détermi-

née en employant l'expression analytique qui définit la résolution des calorimètres:

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

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,030 \oplus \frac{0,12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,11}{E} \quad (\text{EMF}),$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,015 \oplus \frac{0,135}{\sqrt{E}} \quad (\text{STIC}),$$

avec E en GeV. Pour les variables angulaires, des erreurs fixes, moyennées sur l'ensemble du détecteur sont utilisées: 3 mrad pour θ et 6 mrad pour ϕ .

Jets et lepton τ : Un jet est constitué de particules chargées, dont l'impulsion est mesurée par les détecteurs de trace, et de particules neutres dont l'énergie est mesurée par les calorimètres. L'énergie ou l'impulsion du jet, résultant du regroupement de l'ensemble de ces particules, n'a aucune raison de se comporter de manière gaussienne. Différentes paramétrisations ont été testées empiriquement [33], et les meilleurs résultats sont obtenus en écrivant l'énergie ajustée du jet sous la forme: $E_f = e^a E_m$. La variable a , placée comme argument d'une fonction exponentielle, présente des aspects plus gaussiens que lorsqu'elle est utilisée directement comme facteur de l'énergie. La direction du jet est ajustée en jouant sur deux vecteurs unitaires \vec{p}_b et \vec{p}_c , orthogonaux au vecteur impulsion mesuré \vec{p}_m . On écrit donc l'impulsion du jet sous la forme,

$$\vec{p}_F = e^a \vec{p}_m + b \vec{p}_b + c \vec{p}_c$$

et les variables a, b, c sont ajustées. La variable a est initialement fixée à 0,2 avec une erreur de 0,2 et les variables b et c sont initialement nulles avec des erreurs de 1,5 GeV. Le cas du lepton τ est traité de manière similaire à celui d'un jet, mais avec un calcul d'erreur spécifique afin de prendre en compte la présence du neutrino issu de la désintégration du τ .

6.4.3 Contraintes

Conservation de l'énergie impulsion — Une fois établie la paramétrisation des éléments, il reste à définir les contraintes à leur appliquer. Les 4 relations les plus évidentes sont celles de la conservation de l'énergie-impulsion: $\sum \vec{p} = 0 \quad \sum E = \sqrt{s}$. Dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$, les masses reconstruites sont relativement bonnes, sans avoir recours à un ajustement cinématique. Le gain dû à l'ajustement est relativement modeste, comme le montre la figure 6.21: la résolution sur la masse d'un boson de Higgs de 90 GeV/ c^2 , passe de 3,09 GeV/ c^2 à 2,72 GeV/ c^2 . En revanche, les masses sont beaucoup plus difficilement mesurées dans le canal he^+e^- (cf. figure 6.22). La résolution est quasiment deux fois plus mauvaise que pour le canal $h\mu^+\mu^-$. La distribution des résidus n'est pas du tout gaussienne et il est difficile de définir une résolution exacte. A titre indicatif, la largeur à mi-hauteur de la masse reconstruite d'un boson de Higgs de 90 GeV/ c^2 , approche les 15 GeV/ c^2 . L'apport de l'ajustement contraint est donc plus conséquent dans le canal he^+e^- puisque la résolution en m_h est de 4,4 GeV/ c^2 après l'ajustement à 4 contraintes. De plus, les distributions de résidus présentent des formes plus proches de gaussiennes. Mais des queues subsistent à basse masse pour le diélectron, dues à la mauvaise reconstruction de l'énergie de l'électron. Une partie de la gerbe électromagnétique est parfois perdue à proximité de zones mortes des calorimètres, et est insuffisamment compensée lors de la reconstruction des événements. Les électrons peuvent également perdre une partie de leur énergie en interagissant dans les matériaux situés avant les calorimètres, en particulier dans la région avant. Ainsi la masse reconstruite des électrons est plus faible que ce qu'elle devrait être, et lorsqu'on impose la conservation de l'énergie-impulsion, la masse reconstruite du boson de Higgs est tirée vers le haut. La présence de cette queue engendre une valeur moyenne de +3,3 GeV/ c^2 du résidu sur m_h . Toutefois la partie

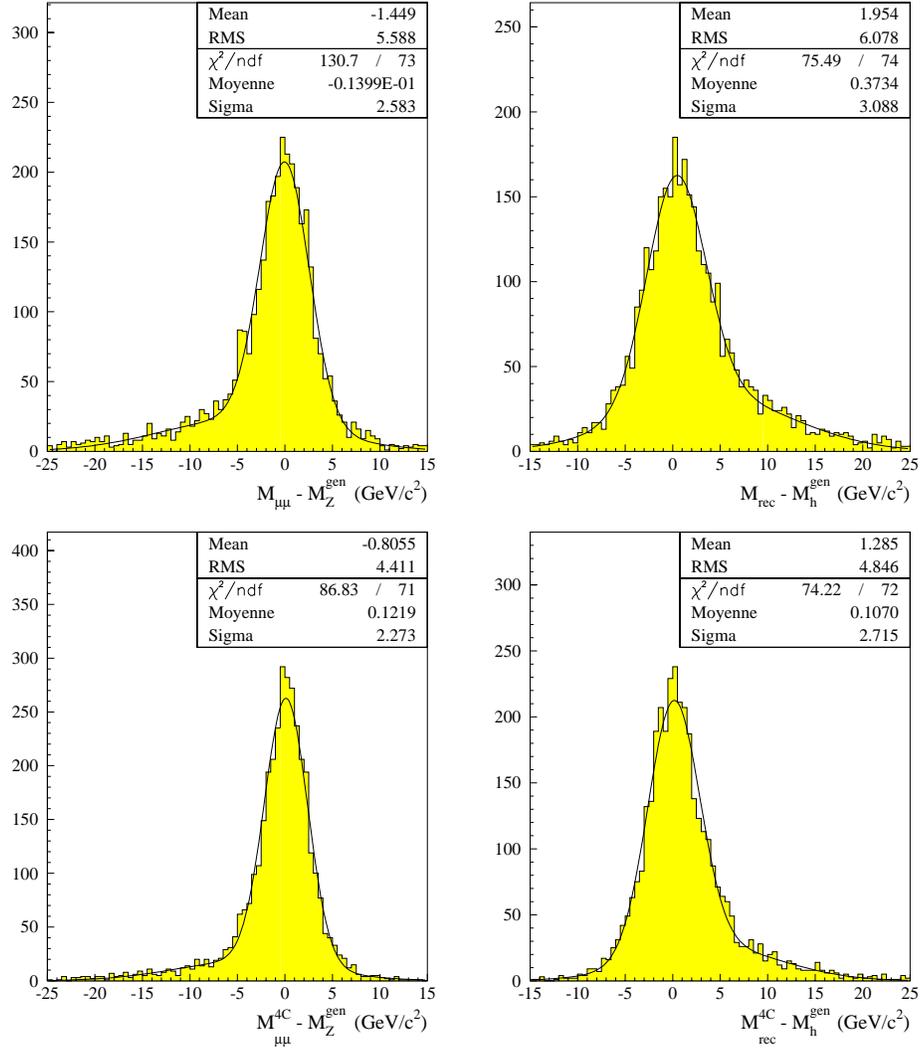


FIG. 6.21 – Différence entre masse reconstruite et masse générée pour des événements $hZ \rightarrow \mu^+ \mu^- q\bar{q}$ simulés à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ et $m_h=90 \text{ GeV}/c^2$. En haut, à gauche le système du dimuon et à droite celui des jets, avant l'ajustement. En bas, les mêmes systèmes après l'ajustement à 4 contraintes.

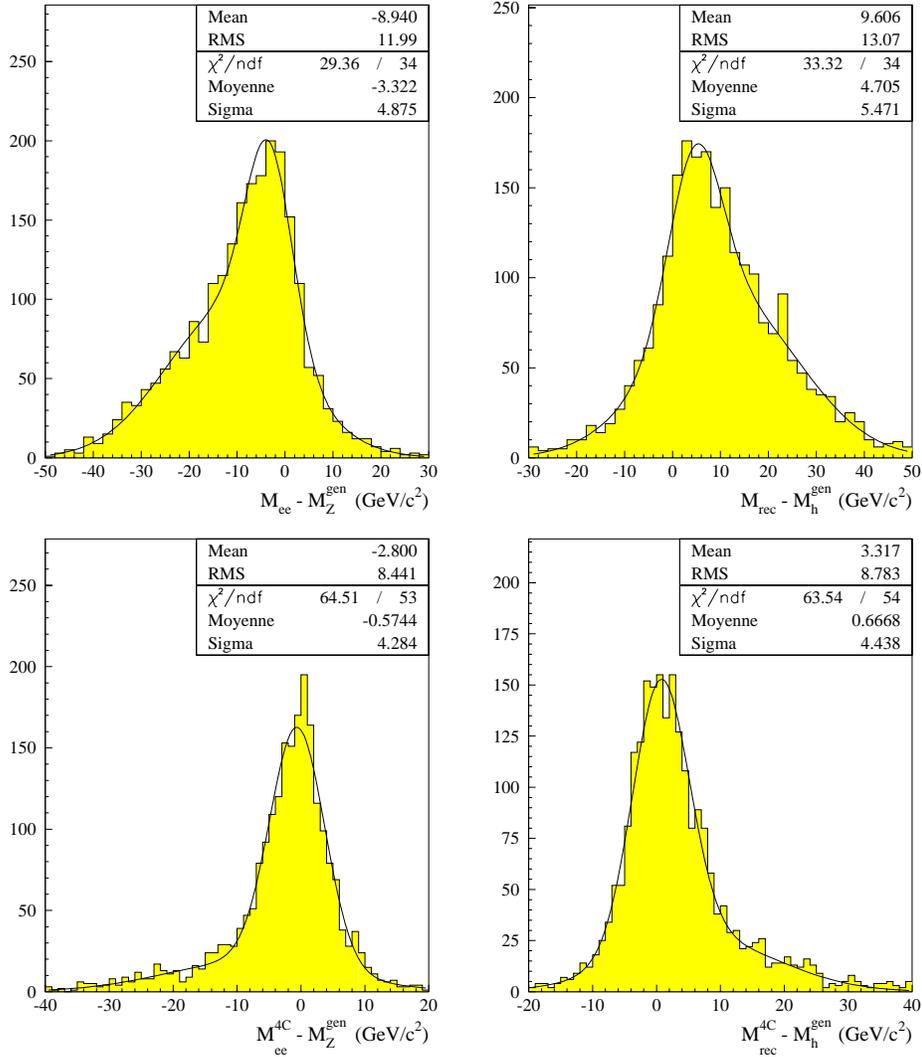


FIG. 6.22 – Différence entre masse reconstruite et masse générée pour des événements $hZ \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV et $m_h=90$ GeV/c². En haut, à gauche le système du diélectron et à droite celui des jets, avant l'ajustement. En bas, les mêmes systèmes après l'ajustement à 4 contraintes.

gaussienne de la distribution des résidus sur m_h , est centrée sur $+0,7 \text{ GeV}/c^2$.

Contrainte sur la masse du dilepton - Prise en compte de la largeur du boson Z

Le fait que la section efficace hZ s'annule très rapidement lorsque le boson Z s'écarte de sa couche de masse, permet d'imposer une contrainte supplémentaire. Dans la quasi-totalité des événements hZ étudiés, les deux leptons proviennent d'un Z sur couche de masse. On peut donc forcer leur masse invariante à être égale à celle du Z. Mais quelle masse choisir pour le Z? En effet à chaque événement, la masse du Z change. Elle est distribuée suivant une probabilité de Breit-Wigner:

$$\mathcal{P}_{BW}(m) = \frac{mm_Z, \frac{Z}{2}}{(m^2 - m_Z^2)^2 + m_Z^2, \frac{Z}{2}}$$

On définira donc deux variables: m_Z^{BW} qui est la valeur la plus probable de la distribution de Breit-Wigner, égale à $m_Z^{BW} = 91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}/c^2$, et m_Z^{vai} qui est la valeur de la masse effectivement prise par le boson Z à chaque événement.

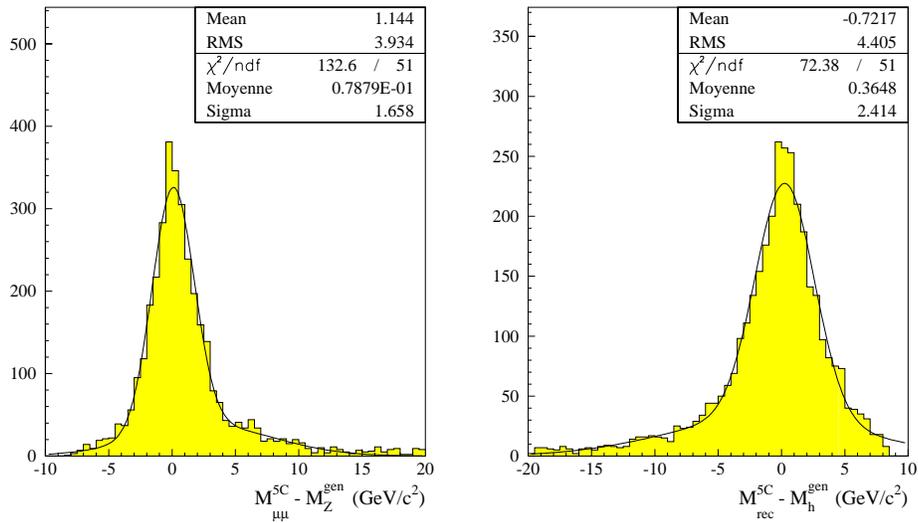


FIG. 6.23 – Distributions des résidus de m_Z et m_h pour des événements $hZ \rightarrow \mu^+ \mu^- q\bar{q}$ simulés à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ et $m_h=90 \text{ GeV}/c^2$. La conservation de l'énergie-impulsion et la contrainte exacte $m_{\mu\mu} = m_Z^{BW}$ sont utilisées dans l'ajustement cinématique.

La méthode la plus simple consiste à forcer la masse du dilepton à être égale à m_Z^{BW} . Tant que la masse du dilepton reconstruite après un ajustement à 4 contraintes ($m_{\mu\mu}^{4c}$), est éloignée de la résonance du Z (disons $m_Z^{BW} \pm, Z/2$), alors cette 5^e contrainte apportera une amélioration. En revanche, lorsque $m_{\mu\mu}^{4c}$ est déjà proche de m_Z^{BW} , alors la 5^e contrainte peut tout aussi bien dégrader qu'améliorer la mesure, suivant la valeur de la masse m_Z^{vai} réellement prise par le boson Z. La figure 6.23 présente les résidus sur m_Z et m_h dans le cas du canal $h\mu^+ \mu^-$ après un tel ajustement à 5 contraintes. La masse du dimuon se comporte comme une fonction de Dirac centrée sur m_Z^{BW} . La résolution de $1,66 \text{ GeV}/c^2$ est donc uniquement due à la largeur non négligeable du boson Z. L'asymétrie observée dans les queues de distributions (plus d'événements du côté $m_{\mu\mu}^{5c} > m_Z^{vai}$), est due à la proximité de la limite cinématique. Le boson Z peut explorer autant qu'il le souhaite la partie de la Breit-Wigner située vers les basses masses, alors qu'il se heurte à la limite cinématique du côté des hautes masses (la largeur du Higgs est trop faible pour que m_h puisse fluctuer de la même manière et compenser une augmentation de m_Z^{vai}). L'ajout de cette 5^e contrainte stricte ($m_{\mu\mu} = m_Z^{BW}$), améliore la reconstruction des masses, malgré la limitation due à la largeur naturelle du Z. La résolution sur la masse d'un boson de Higgs de $90 \text{ GeV}/c^2$ produit à 189 GeV , passe de $2,72 \text{ GeV}/c^2$ à $2,41 \text{ GeV}/c^2$ dans le canal $h\mu^+ \mu^-$, et de manière plus spectaculaire de $4,44 \text{ GeV}/c^2$ à $2,68 \text{ GeV}/c^2$ dans le canal $he^+ e^-$. Cela semble indiquer

que l'apport de cette information supplémentaire permet de s'affranchir encore plus de la manière dont ont été mesurées les masses et des incertitudes qui y sont liées: les résolutions obtenues dans le canal $h e^+ e^-$ (électrons mesurés par la calorimétrie) et dans le canal $h \mu^+ \mu^-$ (muons mesurés par les détecteurs de trace) sont désormais similaires. Le faible progrès constaté dans le canal $h \mu^+ \mu^-$ semble également montrer que l'on commence à ce heurter à la limitation due à la largeur du Z.

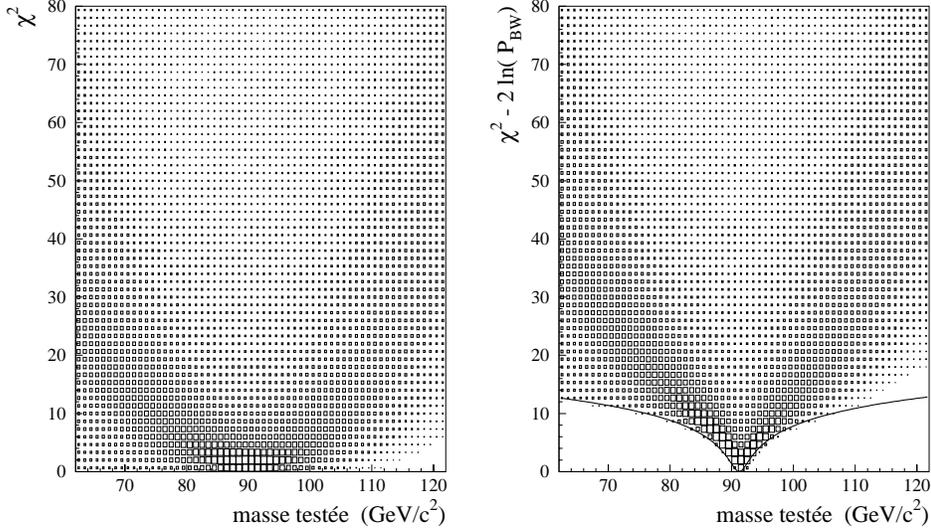


FIG. 6.24 – χ^2 des ajustements cinématiques dans le canal $h e^+ e^-$, pour un boson de Higgs de $90 \text{ GeV}/c^2$ produit à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$. Le χ^2 est représenté à chaque ajustement, en fonction de la masse testée m_Z^{test} , avec à gauche le résultat obtenu sans modification du χ^2 et à droite après l'inclusion de la probabilité de Breit-Wigner dans le χ^2 . La courbe $2 \ln(\mathcal{P}_{BW}(m_Z^{test}))$ est également tracée à droite.

La méthode que nous avons employée pour s'affranchir de cette limitation consiste à tester différentes hypothèses de masse. On procède à n ajustements, en appliquant à chaque fois une contrainte différente sur la masse du dimuon. Au i^e ajustement, la contrainte est:

$$m_{\mu\mu} = m_Z^{test}, \text{ avec } m_Z^{test} = m_Z^{BW} + \left(i - \frac{n-1}{2} - 1\right) \delta m_Z$$

On va ainsi tester toutes les masses possibles du boson Z, entre $m_Z^{BW} - \left(\frac{n-1}{2}\right) \delta m$ et $m_Z^{BW} + \left(\frac{n-1}{2}\right) \delta m$ par pas de δm . Le choix du nombre d'étapes n et de l'intervalle de masse δm est un compromis entre la précision souhaitée et le temps de calcul nécessaire à l'ajustement. Nous utiliserons 601 ajustements avec des intervalles de masse de $100 \text{ MeV}/c^2$. Les zones comprises dans la région $m_Z^{BW} \pm 30 \text{ GeV}/c^2$ seront ainsi explorées. Le choix de la meilleure estimation de masse pourrait ensuite se faire en ne retenant que le meilleur ajustement, c'est à dire celui de plus faible χ^2 . Mais, nous avons vu que lors de la minimisation de la variable Q , le terme $\partial Q / \partial \bar{y} = 0$ réduisait les ajustements de variables au strict minimum nécessaire pour remplir les contraintes imposées. Aussi, le plus souvent, le plus faible χ^2 correspondra à la masse testée m_Z^{test} la plus proche de celle de la masse du dimuon après un ajustement à 4 contraintes, et aucun progrès notable ne sera constaté après l'ajout de la 5^e contrainte. C'est ce qui est effectivement observé, avec un gain de seulement $200 \text{ MeV}/c^2$ sur la résolution en masse d'un boson de Higgs de $90 \text{ GeV}/c^2$ dans le canal $h e^+ e^-$, et de $30 \text{ MeV}/c^2$ dans le canal $h \mu^+ \mu^-$. Il est nécessaire d'inclure l'information sur la forme de la largeur naturelle du boson Z, pour obtenir des résultats corrects de l'ajustement cinématique. Pour ce faire, on incorpore la probabilité \mathcal{P}_{BW} de Breit-Wigner dans le χ^2 :

$$\chi^2 \rightarrow \chi^2 - 2 \ln \left(\mathcal{P}_{BW}(m_Z^{test}) \right)$$

Pour chaque masse testée m_Z^{test} du dilepton, on indique donc quelle est la probabilité que le boson

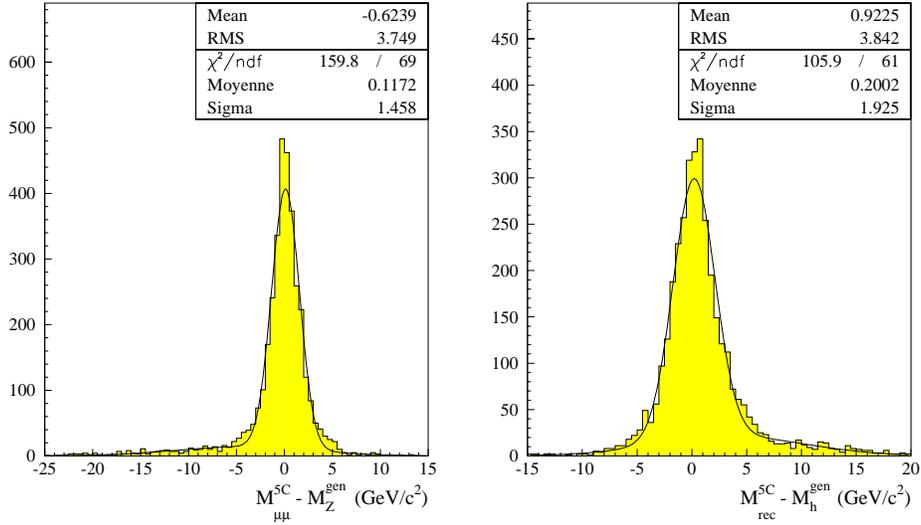


FIG. 6.25 – Distributions des résidus de m_Z et m_h pour des événements $hZ \rightarrow \mu^+ \mu^- q\bar{q}$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV et $m_h=90$ GeV/c². Un ajustement à 5 contraintes est appliqué, en prenant en compte la largeur naturelle du Z.

Z est effectivement *choisi* cette masse. La figure 6.24 représente les valeurs de χ^2 obtenue à chaque ajustement, en fonction de la masse testée, en modifiant ou non le χ^2 . On observe un rétrécissement des vallées de χ^2 : les valeurs testées m_Z^{test} proches de m_Z^{BW} sont favorisées par la probabilité de Breit-Wigner. L'estimateur de la masse est ensuite obtenu en pondérant les masses obtenues à la sortie de chacun des ajustement par la probabilité $\mathcal{P}(\chi_i^2)$ de l'ajustement:

$$m_{\mu\mu}^{5c} = \frac{\sum_{i=1}^n m_{\mu\mu}^i \mathcal{P}(\chi_i^2)}{\sum_{i=1}^n \mathcal{P}(\chi_i^2)}$$

Dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$, où les vallées de χ^2 sont relativement symétriques, cet estimateur de la masse est assez proche de la masse issue de l'ajustement correspondant au plus faible χ^2 . Dans le cas du canal he^+e^- , où l'énergie de l'électron est moins bien reconstruite, des différences peuvent apparaître entre ces deux masses. Comme le montre la figure 6.25, la prise en compte de la largeur naturelle du Z dans la 5^e contrainte, améliore les résolutions par rapport à un ajustement *classique* (c'est à dire une contrainte exacte du type $m_{\mu\mu} = m_Z^{BW}$). Près de 500 MeV/c² sont gagnés sur la résolution en m_h dans le canal $h\mu^+\mu^-$ et 400 MeV/c² dans le canal he^+e^- (cf. Tableau 6.6).

6.4.4 Qualité de l'ajustement cinématique

La qualité d'un ajustement peut être vérifiée en étudiant les variables et leurs erreurs associées, avant et après l'ajustement. Pour cela on utilise le *pull* défini comme

$$\frac{y_0 - y_f}{\sqrt{\sigma_0^2 - \sigma_f^2}},$$

où y_0 et y_f sont les variables avant et après l'ajustement, et σ_0 l'erreur de mesure associée à y_0 et σ_f l'erreur à la sortie de l'ajustement. Les variables et les erreurs utilisées dans l'ajustement ont déjà été décrites au paragraphe 6.4.2. Dans le cas d'une variable gaussienne y , le pull doit se comporter comme une gaussienne de largeur 1, centrée sur 0. Un élargissement ou un rétrécissement de la gaussienne peut par exemple indiquer des erreurs de mesure sous-estimées ou surestimées. Comme le montre la figure 6.26 dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$, les pulls obtenus pour l'impulsion ($\delta p/p$) et la direction (θ ,

les nombres sont donnés en GeV/c^2	$h\mu^+\mu^-$				he^+e^-			
	δ_{m_Z}	σ_{m_Z}	δ_{m_h}	σ_{m_h}	δ_{m_Z}	σ_{m_Z}	δ_{m_h}	σ_{m_h}
Sans ajustement	-0,01	2,58	+0,37	3,09	-3,32	4,88	+4,71	5,47
Ajustement à 4 contraintes	+0,12	2,27	+0,11	2,72	-0,57	4,28	+0,67	4,44
Ajustement <i>classique</i> à 5 contraintes	+0,08	1,66	+0,37	2,41	+0,07	1,60	+0,33	2,68
Ajustement à 5 cont. avec prise en compte de μ, Z	+0,12	1,46	+0,20	1,93	+0,09	1,57	+0,20	2,26

TAB. 6.6 – Écart δ_m et résolutions σ_m sur les masses du boson de Higgs ($m_h=90 \text{ GeV}/c^2$) et du boson Z, obtenues dans les canaux $h\mu^+\mu^-$ et he^+e^- à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$. La résolution est définie comme la largeur de la distribution des résidus, ajustée par une gaussienne, l'écart étant la valeur centrale de cette gaussienne.

ϕ) du muon sont tout à fait corrects. Cela est également vrai pour la direction des jets (b et c). En revanche, la variable a paramétrisant l'impulsion du jet, présente un comportement atypique, avec un pull trop étroit et asymétrique. Ce problème se retrouve également dans un ajustement à 4 contraintes et n'est donc pas un artefact dû à la prise en compte de la largeur du Z dans la 5^e contrainte. Ce comportement est lié au fait que la variable a n'a aucune raison d'être gaussienne. La paramétrisation

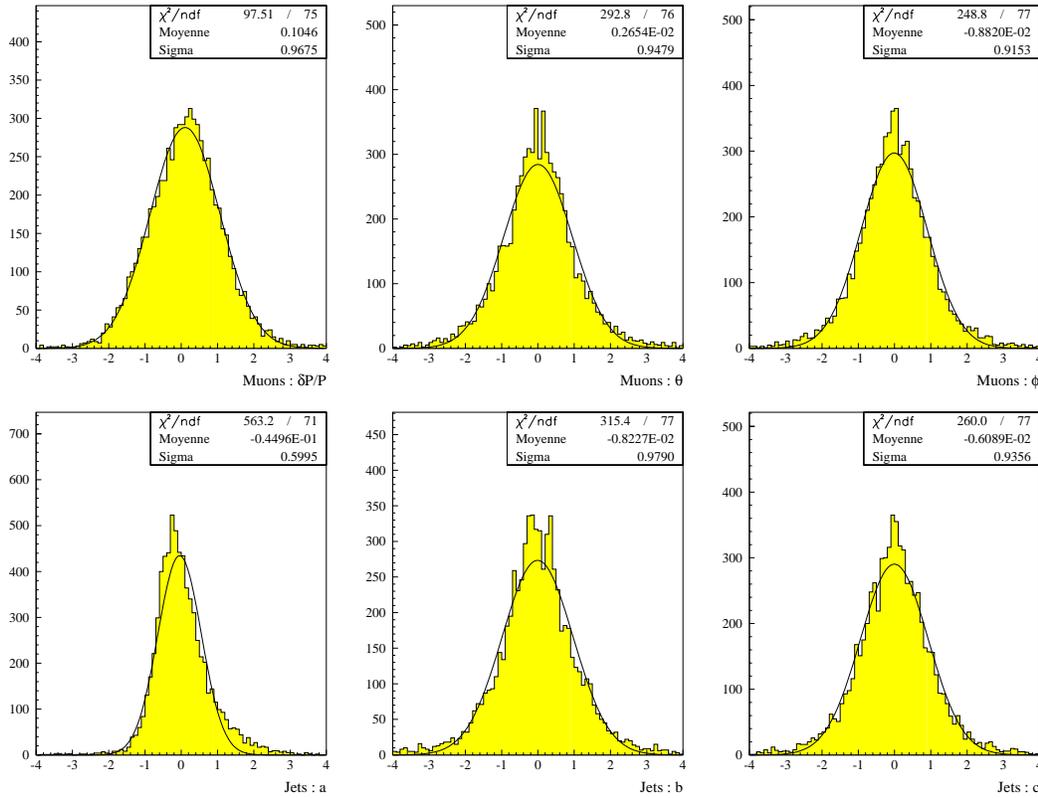


FIG. 6.26 – Pull des variables d'ajustement utilisées dans le cadre du canal $h\mu^+\mu^-$. Des événements $hZ \rightarrow \mu^+\mu^-q\bar{q}$ simulés à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ avec $m_h=90 \text{ GeV}/c^2$ sont utilisés.

variable	moyenne	largeur	variable	moyenne	largeur
électron: $\delta p/p$	0,083	0,86	Jets: a	-0,075	0,64
électron: $\cos(\theta)$	0,002	1,08	Jets: b	-0,020	1,06
électron: ϕ	-0,004	1,01	Jets: c	0,003	1,01

TAB. 6.7 – Pulls obtenus après un ajustement à 5 contraintes en prenant compte de la largeur du Z pour des événements $hZ \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV avec $m_h=90$ GeV/c². La valeur centrale et la largeur de la gaussienne ajustée sur le pull de chaque variable sont indiquées.

en e^a tend à corriger ce problème, mais ne le résout pas complètement. Des résultats similaires, résumés dans le tableau 6.7 sont observées pour le canal he^+e^- .

La qualité de l'ajustement est aussi vérifiée à partir de la distribution de la probabilité de χ^2 qui doit être plate. La figure 6.27 montre que ce n'est pas tout à fait le cas. La légère remontée pour les probabilités proches de un est due à des erreurs quelques peu surestimées à l'entrée de l'ajustement. Le pic aux petites valeurs est une conséquence des erreurs non gaussiennes rencontrées dans le cas des jets. Le fait que la probabilité de χ^2 ne soit pas parfaitement plate n'aura que peu de conséquences sur les analyses car l'ajustement cinématique sera surtout utilisé pour sélectionner les événements à partir de critère de convergence et aucune coupure sur des probabilités élevées de χ^2 ne sera appliquée.

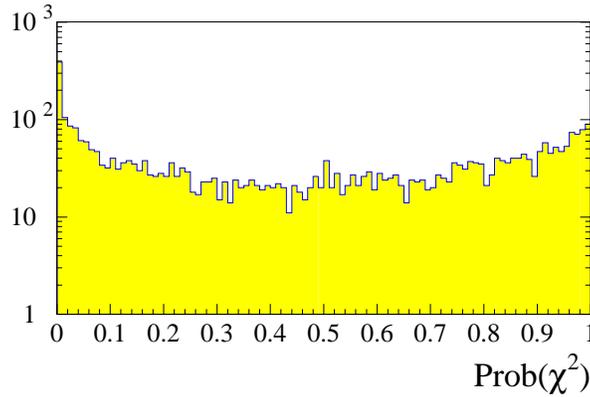


FIG. 6.27 – Probabilité du χ^2 de l'ajustement à 5 contraintes prenant compte de la largeur du Z . Des événements $hZ \rightarrow \mu^+\mu^-q\bar{q}$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV avec $m_h=90$ GeV/c² sont utilisés.

6.4.5 Quelques tests supplémentaires

Les événements Z/Z^* fournissent un moyen pratique d'étudier le comportement de l'ajustement lorsque les deux leptons proviennent d'un boson Z qui est éloigné de sa couche de masse, en l'occurrence dans l'intervalle de masse que nous utilisons, c'est à dire $m_Z^{BW} \pm 30$ GeV/c². Nous avons utilisés des événements $(Z^*/\gamma^*)(Z^*/\gamma^*)$ simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV, où l'un des Z ou γ^* se désintègre en leptons et l'autre en quarks. La forte population de dilepton de basse masse, due au pôle du photon, ne nous intéresse pas dans le cas présent. La figure 6.28 compare les résultats obtenus avec un ajustement à 5 contraintes classique et celui incluant la largeur du Z . La distribution des résidus sur la masse du Z se désintégrant en leptons est représentée en fonction de la masse générée de ce boson Z . Dans le premier cas, les points s'alignent sur une droite de pente de -1 , lorsque l'on force la masse du dimuon à être égale à m_Z^{BW} . En revanche dans le second cas, la pente disparaît complètement dans l'intervalle étudié ($m_Z^{BW} \pm 30$ GeV/c²) ce qui montre que la contrainte utilisée dans la modification du χ^2 est parfaitement adaptée. Elle n'est pas trop forte, c'est à dire qu'elle ne tire pas trop la masse du dimuon vers la valeur la plus probable m_Z^{BW} . Un résultat entièrement semblable est observé dans le cas d'un

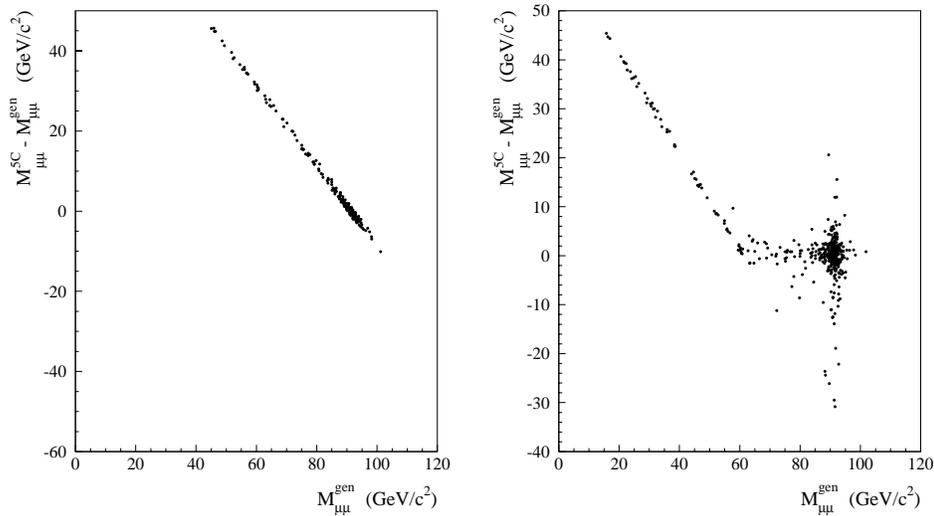


FIG. 6.28 – Distributions des résidus sur la masse du Z ou γ^* se désintégrant en muons, en fonction de la masse générée de ce boson ou photon virtuel. À gauche après un ajustement à 5 contraintes classique, à droite en incluant l'information sur la largeur du Z .

Z ou d'un γ^* se désintégrant en électrons plutôt qu'en muons.

Un second aspect, déjà abordé au paragraphe 6.3.3, est l'influence de l'algorithme de jets sur la reconstruction en masse. Nous avons vu que le regroupement en jets était indispensable pour éviter le temps de calcul prohibitif, nécessaire à l'ajustement individuel de chacune des particules de l'événement. Le choix d'un paramètre de résolution élevé $y_{cut} = 0,12$ fait que dans la majorité des événements $h\mu^+\mu^-$ ou he^+e^- , uniquement deux jets sont reconstruits. On pourrait penser que la résolution en masse s'améliorerait, si on laissait plus de liberté à l'ajustement en limitant le regroupement des particules, c'est à dire en limitant le nombre de jets. Nous avons essayé de forcer des événements $h\mu^+\mu^-$, simulés à $\sqrt{s}=189$ GeV, en 3, 4 ou 5 jets. Dans chacun des cas, aucune amélioration n'est notée. Les variations dépassent rarement 50 MeV/ c^2 . Cela confirme le résultat du paragraphe 6.3.3, où aucune tendance sur la résolution en masse n'est constatée, lorsque la valeur du paramètre de résolution y_{cut} varie. Cela s'explique par le fait que l'erreur affectant la mesure de la direction et de l'énergie des leptons est bien moindre que celle affectant les jets. La reconstruction des masses repose donc essentiellement sur la cinématique des leptons et non sur celle des jets. Ceux sont surtout les caractéristiques des jets (en particulier l'énergie) qui seront modifiées afin de satisfaire aux contraintes de l'ajustement.

6.5 Identification des quarks b

Dans le domaine de masse étudié à LEP II, le boson de Higgs du modèle standard se désintègre principalement en une paire de quarks b. Les mésons B issus de l'hadronisation du quark ont des durées de vie relativement longue (1,56 ps en moyenne) et emportent une fraction significative de l'énergie du parton (31 GeV en moyenne pour un quark b de 45 GeV). Ils peuvent ainsi "voler" sur des distances atteignant quelques millimètres ($c\tau = 468 \mu\text{m}$) avant de se désintégrer. L'identification des quarks b est donc possible si l'on dispose d'une mesure suffisamment précise des paramètres d'impact³ des produits de désintégration du méson B. Les détecteurs de vertex ont été développés à cette fin et ont connu leur plein essor avec les expériences LEP.

Les moyens mis en oeuvre au sein du détecteur DELPHI pour mesurer avec précision les paramètres d'impact des traces vont maintenant être présentés. On décrira ensuite la méthode d'identification des quarks b reposant sur le temps de vol des mésons B. Enfin, nous verrons comment la contamination due aux particules charmées est réduite en prenant en compte les différences de caractéristiques des produits de désintégrations des mésons B et D.

6.5.1 Le détecteur de traces au silicium (SiT) de DELPHI

Le détecteur de traces au silicium [34] est un assemblage de sous-détecteurs reposant sur différentes technologies. Le détecteur de la région centrale, appelé VD, doit fournir la mesure la plus précise possible des paramètres d'impact afin de permettre la reconstruction de vertex déplacés. Pour les traces détectées à plus faible angle polaire, la diffusion multiple devient importante et limite la résolution sur le paramètre d'impact. Une résolution intrinsèque d'environ $100 \mu\text{m}$ sera suffisante pour les détecteurs de la région avant (VFT), autorisant ainsi l'utilisation de technologies moins coûteuses.

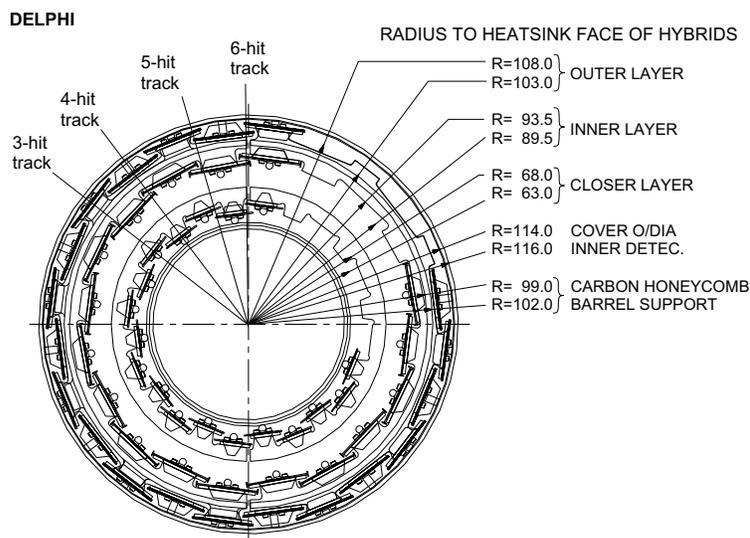


FIG. 6.29 – Détecteur de vertex de la région centrale vu en coupe dans un plan $r\phi$.

Le détecteur de vertex de la région centrale (VD) est composé de trois couches de plaquettes à micro-pistes de silicium, situées à des rayons $r = 6,3 \text{ cm}$, $9,0 \text{ cm}$, et $10,3 \text{ cm}$. Les couches interne et externe se divisent chacune en 24 modules tandis que la couche intermédiaire est composée de 20 modules. Les modules sont disposés en quinconce au sein d'une même couche (*cf.* figure 6.29) avec 12 à 15 % de recouvrement. De 3 à 6 impacts par trace peuvent ainsi être détectés dans une région

3. Le paramètre d'impact est défini comme la distance minimale entre la trajectoire d'une particule et le vertex primaire.

d'acceptance polaire s'étendant de 25° à 155° . La couche intermédiaire, la plus longue des trois, offre de un à deux points de mesure jusqu'à des angles de 21° (cf. figure 6.30). La mesure de ces impacts est assurée par des plaquettes à micro-pistes de silicium, dont l'épaisseur varie de 290 à $320 \mu\text{m}$. Les pistes sont larges de 25 ou $44 \mu\text{m}$ selon les plaquettes. La couche interne ($r = 6,3 \text{ cm}$) est formée de plaquettes à double face. Les pistes dopées n^+ d'une face sont orthogonales aux pistes dopées p^+ de la face opposée, assurant ainsi la mesure simultanée des coordonnées en $r\phi$ et rz (r étant donné par la position radiale de la couche). La couche intermédiaire ($r = 9,0 \text{ cm}$) est équipée pour moitié de plaquettes à simple face dopées p^+ et pour moitié de plaquettes à double face. La coordonnée z n'est mesurée que dans les régions polaires $21^\circ < \theta < 37^\circ$ et $143^\circ < \theta < 159^\circ$. Au niveau de la couche la plus externe ($r = 10,3 \text{ cm}$) il est moins crucial de minimiser l'effet de la diffusion multiple. Une solution moins coûteuse a donc été mise en œuvre pour assurer la mesure des coordonnées en $r\phi$ et rz . Deux couches de plaquettes à simple face sont superposées "dos à dos". Les plaquettes placées en vis à vis ont des pistes dopées p^+ disposées perpendiculairement afin de permettre la mesure des deux coordonnées.

Plus une particule est détectée à bas angle polaire, plus la mesure de son paramètre d'impact est dégradée par la diffusion multiple. Les pistes utilisées pour la mesure de la coordonnée z sont lues

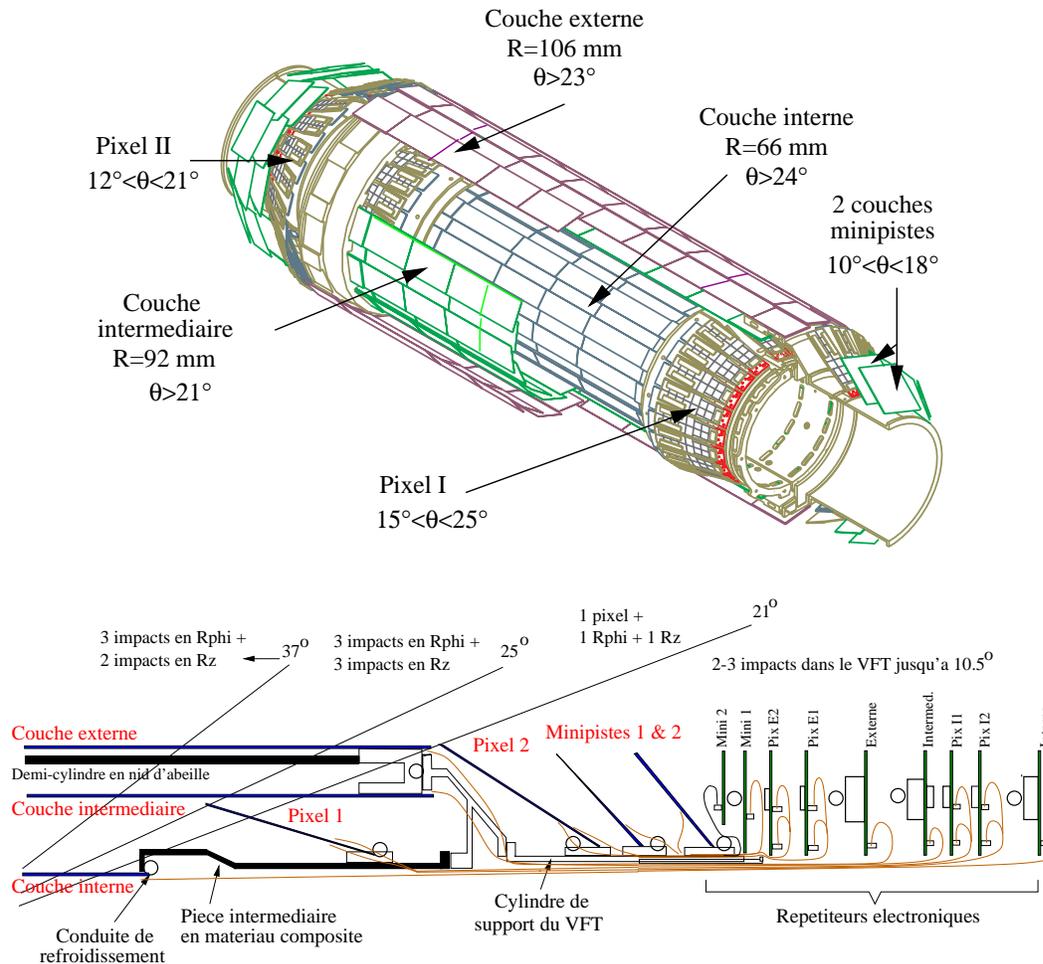


FIG. 6.30 – En haut: vue en perspective du détecteur de vertex de DELPHI. En bas: coupe longitudinale de l'un des quadrants du détecteur de vertex. Le nombre maximum de points reconstruits par trace est donné pour différentes régions d'angle polaire.

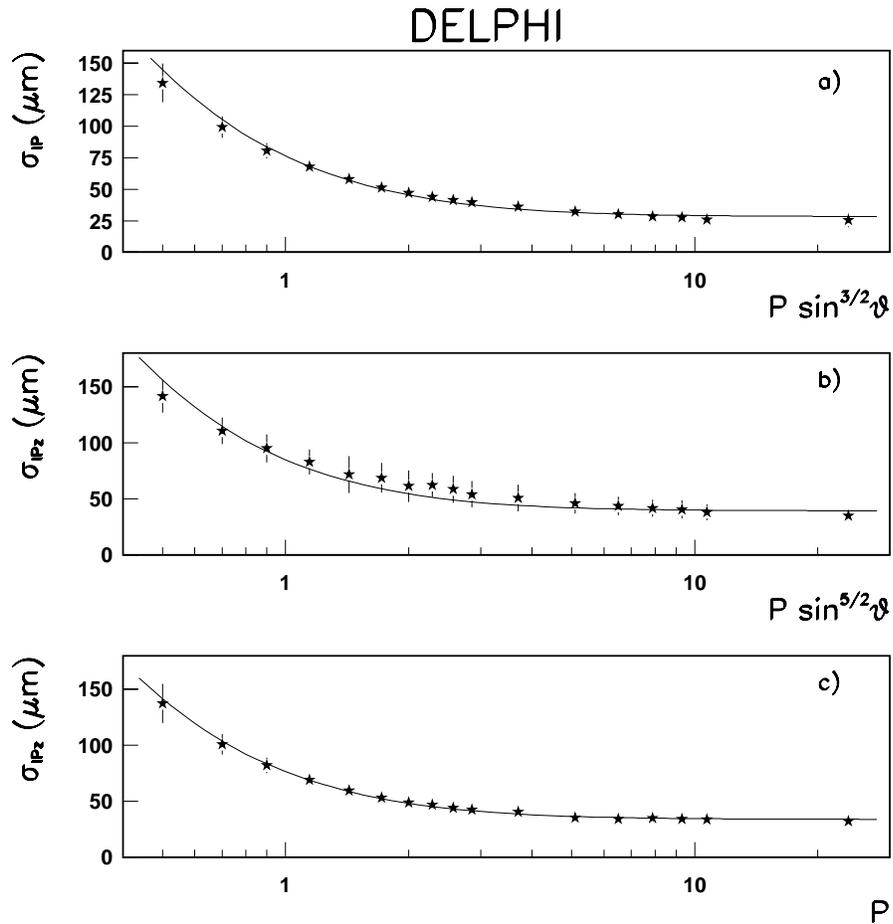


FIG. 6.31 – Résolution sur le paramètre d'impact en fonction de l'impulsion, pour les projections en $r\phi$ (a) et en z en sélectionnant l'ensemble des traces (b) ou uniquement celles perpendiculaires à l'axe du faisceau (c).

individuellement dans la région proche de $\theta = 90^\circ$ et sont lues par paires, voire par trois, dans les régions d'angle polaire plus faible. Cela permet de limiter le nombre total de canaux de lecture qui s'élève tout de même à 150 000. La position d'un point d'impact dans une couche est mesurée avec une résolution de $8 \mu\text{m}$ dans le plan $r\phi$ et de 10 à $25 \mu\text{m}$ suivant l'angle polaire dans le plan rz . Les résolutions obtenues sur les paramètres d'impact des traces sont représentées sur la figure 6.31. Ces distributions sont ajustées par les fonctions:

$$\sigma_{IP}^{r\phi} = \left(\frac{71}{p \sin^{3/2} \theta} \right) \oplus 28 \mu\text{m} \quad \text{et} \quad \sigma_{IP}^{rz} = \left(\frac{75}{p \sin^{5/2} \theta} \right) \oplus 39 \mu\text{m} \quad \text{avec } p \text{ en GeV}/c$$

Le détecteur au silicium de la région avant (VFT) – La diffusion multiple coulombienne handicape lourdement la mesure des paramètres d'impact des traces à bas angle polaire. Le VFT n'a donc pas pour but d'étendre la recherche de vertex déplacés aux région très avant, il ne sera d'ailleurs pas utilisé pour l'identification des quarks b . Ce détecteur a été mis au point principalement pour améliorer la reconstruction des traces. La chambre à échantillonnage temporelle (TPC) est pleinement efficace que pour les angles $\theta > 20^\circ$ (au moins 3 points mesurés). A plus bas angle, il est fréquent de reconstruire des traces uniquement à partir d'impact dans les chambres avant A et B (efficaces jusqu'à 11°) situées à $z = 160 \text{ cm}$ et 175 cm . La résolution sur l'impulsion de telles traces, souvent très mauvaise, sera améliorée de manière importante par la mesure des points impacts dans le VFT. Le VFT a également pour but d'améliorer l'hermiticité en reconstruisant des traces hors de l'acceptance des autres détecteurs de trace. Il permettra également de consolider l'identification des particules en améliorant la qualité de l'extrapolation des traces vers le détecteur Tchénkov de la région avant.

Le VFT est formé par deux couches de détecteurs à pixels et deux couches de détecteurs à mini-pistes. Les couronnes de détecteurs à pixels sont placées à des distances z d'environ 20 et 30 cm, sont inclinées de 12° et 32° par rapport à l'axe du faisceau et couvrent les rayons de 6,9 à 8,4 cm pour la première couche et de 7,5 à 11,2 cm pour la seconde. Chaque couche est composée de 38 plaquettes disposées en quinconce avec un recouvrement de 37 % en moyenne pour la première couche et de 12 % pour la seconde. L'épaisseur des plaquettes varie entre 290 et $320 \mu\text{m}$. Une plaquette contient près de 8 000 pixels de $330 \times 330 \mu\text{m}^2$. L'ensemble des détecteurs à pixels représente donc plus de 1,2 millions de canaux de lecture. Le niveau de bruit est inférieur à un pour un million. Les détecteurs à pixels permettent de couvrir la zone d'angle polaire s'étendant de 12° à $25,5^\circ$ et offrent une résolution d'environ $70 \mu\text{m}$ sur la position d'un point d'impact.

Les couronnes de détecteur à mini-pistes de silicium sont placées à des distances z d'environ 35 et 40 cm, sont inclinées de 50° et couvrent les rayons de 6,9 à 8,4 cm. Chaque couche est composée de 24 plaquettes à simple face de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur et disposées dos à dos afin de localiser un impact dans le plan de la plaquette (directions des mini-pistes orthogonales). Le recouvrement entre les 12 "doubles plaquettes" composant une couche est de 15 % en moyenne. Une lecture par paire des mini-pistes larges de $100 \mu\text{m}$ est suffisante du fait de la dégradation liée à la diffusion multiple. Cela permet de réduire à 25 000 le nombre de canaux de lecture. Les détecteurs à mini-pistes couvrent les angles polaires de 10° à 18° . Les points d'impact sont mesurés avec une résolution de 10 à $30 \mu\text{m}$ suivant l'angle polaire de la trace.

L'apport du VFT à la reconstruction des traces dans la région avant est illustré par la figure 6.32.

6.5.2 Reconstruction du vertex primaire

Les résolutions obtenues par la VD vont permettre de rechercher la présence de vertex déplacés dus à la désintégration de mésons à longue durée de vie (mésons B et D). Mais la première étape consiste à localiser le plus précisément possible le vertex primaire. Cela s'effectue à partir de la reconstruction tridimensionnelle des traces au sein du VD et grâce au suivi permanent de la position des faisceaux.

Le vertex primaire est défini comme le point d'intersection de l'ensemble des traces d'un événement et est obtenu par une procédure d'ajustement par la méthode des χ^2 . La sélection des traces utilisées dans l'ajustement joue un rôle déterminant. Les traces auxquelles sont associées par erreur des impacts dans les couches du VD, ainsi que les traces issues de la désintégration de particules à longue durée de

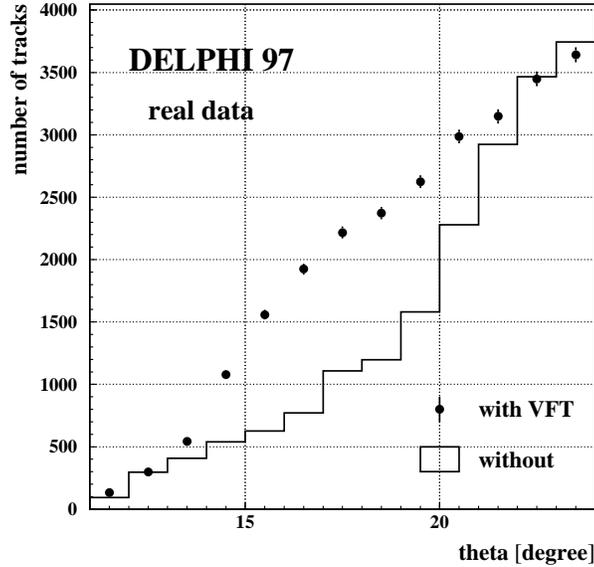


FIG. 6.32 – Nombre de traces utilisables dans une analyse physique obtenu en incluant ou non le VFT dans l’algorithme de reconstruction des traces.

vie ou bien de la matérialisation de photons dégradent la résolution sur la position du vertex primaire. Des critères de sélection de traces très stricts sont utilisés afin de réduire cette contamination [35].

La précision sur la mesure du vertex primaire peut être améliorée en ajoutant une contrainte sur la position des faisceaux dans l’ajustement. L’orbite des faisceaux est contrôlée en permanence à l’aide de moniteurs (BOM) disposés à proximité des quadripôles QS0 et QS4 (*cf.* figure 4.23). Ils permettent de mesurer l’emplacement du point d’interaction avec une précision de $30 \mu\text{m}$ dans le plan horizontal et de $13 \mu\text{m}$ dans le plan vertical [36]. Cette mesure est particulièrement utile pour rejeter les traces à grands paramètres d’impact qui perturbent la détermination de la position du vertex primaire.

6.5.3 Méthode des temps de vol

Cette méthode d’identification des quarks b repose sur la mesure des paramètres d’impact des traces. Le paramètre d’impact est défini comme la plus courte distance entre le vertex primaire et la trace. L’espace est divisé en deux hémisphères par le plan orthogonal à l’axe du jet de quark b et passant par le vertex primaire. Le signe du paramètre d’impact d’une trace sera positif si le vecteur reliant le vertex primaire au point de cette trace le plus proche appartient au même hémisphère que le jet. Les paramètres d’impact dus à une mauvaise reconstruction des traces seront donc équiprobablement positifs ou négatifs, tandis que les paramètres d’impact des produits de désintégration des mésons B seront positifs. La méthode d’identification consiste alors à déterminer la probabilité que les grands paramètres d’impact observés soient uniquement dus à des mesures insuffisamment précises. On définit pour cela la *significance* S comme étant le rapport entre le paramètre d’impact et l’erreur sur sa mesure. La distribution des significances pour des traces à paramètres d’impact positifs ou négatifs est représentée sur la figure 6.33. La contribution des mésons à longue durée de vie (mésons B et D) apparaît clairement sous la forme d’un excès dans la région des grandes significances pour la distribution des paramètres d’impact positifs. Dans l’idéal la distribution des paramètres d’impact négatifs devrait avoir une forme gaussienne. La queue non gaussienne observée pour les grandes significances est principalement due à des trajectoires mal mesurées par les détecteurs de traces et auxquelles on associe par erreurs des *coups* dans les couches du VD. Les particules issues de désintégrations distantes ou de réinteractions contribuent également à cet effet.

On définit ensuite la probabilité $\mathcal{P}(S_0)$ pour qu’une trace issue du vertex primaire donne un para-

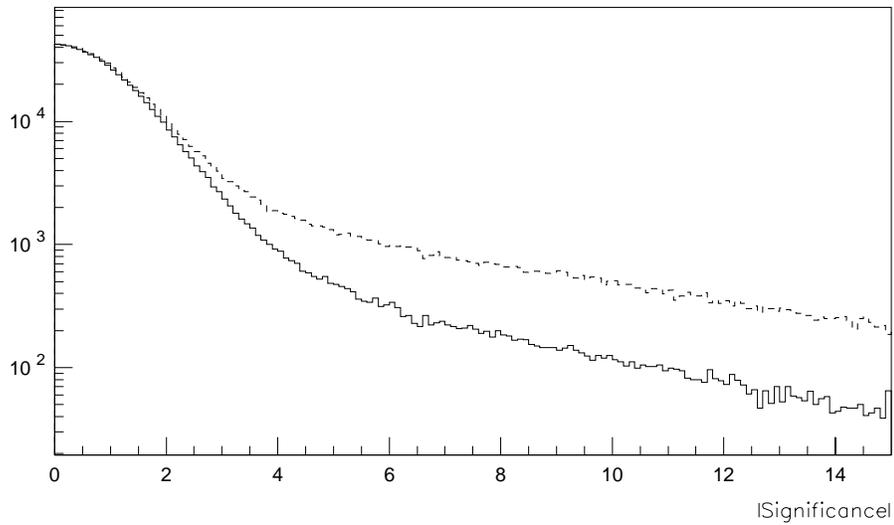


FIG. 6.33 – Distribution des significances pour les traces ayant des paramètres d'impact négatifs (trait plein) et positifs (trait pointillé) pour des événements réels enregistrés au pic du Z.

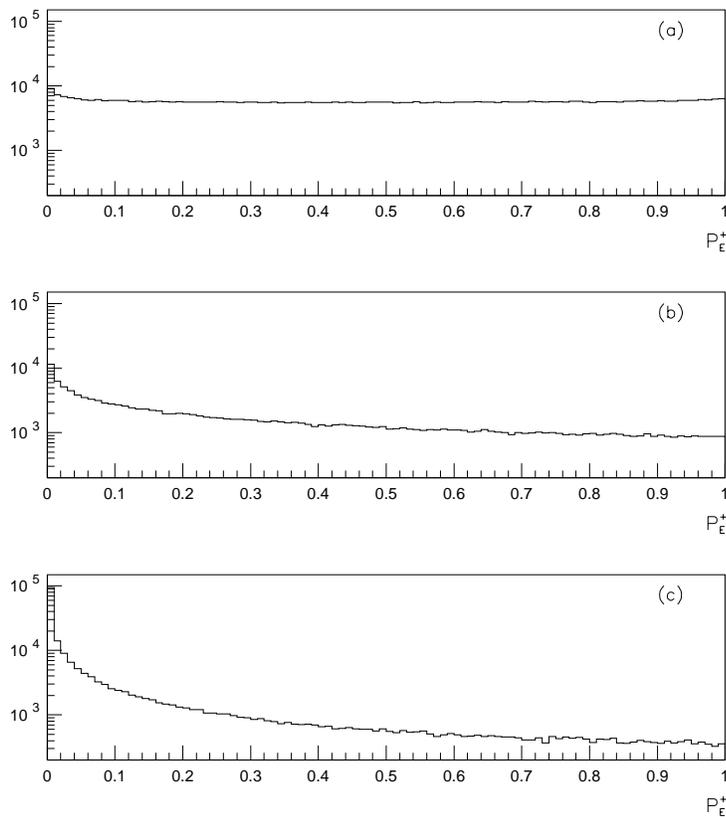


FIG. 6.34 – Distribution de la probabilité \mathcal{P}_N^+ pour des événements de simulation $Z \rightarrow q\bar{q}$, où q est soit un quark léger (u, d, s) (figure a), soit un quark c (figure b), soit un quark b (figure c).

mètre d'impact dont la signification est supérieure à S_0 . On utilise pour cela la distribution normalisées⁴ $f(S)$ des significances des traces à paramètres d'impact négatifs:

$$\mathcal{P}(S_0) = \int_{S > S_0} f(S) \cdot dS$$

Cette probabilité est étendue au cas d'un groupe de N particules (jets ou totalité de l'événement par exemple):

$$\mathcal{P}_N = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!} \quad \text{avec} \quad \Pi = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}(S_i)$$

\mathcal{P}_N est la probabilité pour que les N traces avec des mesures de significances S_i aient toutes pour origine le vertex primaire. Par construction [37], cette probabilité est plate pour les groupes de traces provenant du vertex primaire et sera piquée aux faibles valeurs pour les groupes incluant des traces issues de vertex secondaires. Dans la pratique, on utilisera uniquement les particules à paramètres d'impact positifs qui sont les seules à contenir l'information sur le temps de vol pour évaluer le contenu en b d'un événement. On notera \mathcal{P}_N^+ la probabilité associée à ce groupe de traces. Les traces à paramètres d'impact négatifs seront utilisées uniquement pour contrôler le bon fonctionnement de la méthode, leur distribution de probabilité \mathcal{P}_N^- devant être plate. Les distributions de la probabilité \mathcal{P}_N^+ sont représentées sur la figure 6.34 pour des événements de simulation $Z \rightarrow q\bar{q}$, où q est soit un quark léger (u, d, s), soit un quark c , soit un quark b et où N représente l'ensemble des particules à paramètres d'impact positifs de l'événement. La distribution obtenue pour les quarks b est nettement piquée au faibles valeurs, mais celle des quarks c l'est également. Toutefois cette contamination due à la longue durée de vie des mésons D peut être réduite en étudiant les caractéristiques des vertex secondaires autres que les paramètres d'impact.

6.5.4 Propriétés des vertex secondaires

Les désintégrations des mésons à durée de vie longue (mésons B et D) engendrent des vertex déplacés. L'algorithme utilisé au sein de la collaboration DELPHI permet de reconstruire ce vertex secondaire dans près de 50 % des jets de quarks b et dans environ 10 % des jets de quarks c . Le vertex secondaire doit être formé par au moins deux traces incompatibles avec le vertex primaire et la distance L séparant les deux vertex doit vérifier $L/\sigma_L > 4$ où σ_L est l'erreur sur cette distance. Cette recherche de vertex secondaires constitue déjà en soi un premier facteur de discrimination. La pureté de l'échantillon peut ensuite être améliorée en s'intéressant aux propriétés suivantes des vertex secondaires [38]:

La masse du vertex secondaire⁵, notée M_s , est limitée par la masse des mésons D ou B . Ainsi la distribution de cette masse ne s'étend que jusqu'à environ $1,8 \text{ GeV}/c^2$ dans le cas d'un quark c et peut atteindre $5 \text{ GeV}/c^2$ dans le cas d'un quark b , comme le montre la figure 6.35b.

La rapidité des traces issues du vertex secondaire par rapport à l'axe du jet, notée R_s^{tr} , sera plus faible pour un quark b que pour un quark c (*cf.* figure 6.35c). Cela est dû à la masse plus élevée des mésons B ainsi qu'à la multiplicité plus importante des particules chargées produites lors de la désintégration du méson B .

La fraction d'énergie chargée du jet emportée par les particules issues du vertex secondaire⁶, notée X_s^{ch} sera plus grande dans le cas du quark b que dans celui du quark c (*cf.* figure 6.35d). Si l'on considère que l'intégralité des particules formant le vertex secondaires sont issues de la désintégration du méson B ou D , alors l'énergie qu'elles emportent est régie par la fonction de fragmentation $f(b \rightarrow B)$ dans le cas quark b ou par celle plus faible $f(c \rightarrow D)$ dans le cas du quark c .

4. C'est à dire la fonction de densité de probabilité des significances, encore appelée *fonction de résolution*.

5. La masse du vertex secondaire est définie comme la masse invariante du système formé par l'ensemble des particules chargées issues du vertex secondaire.

6. L'énergie chargée du jet désigne ici la somme des énergies des particules chargées composant le jet.

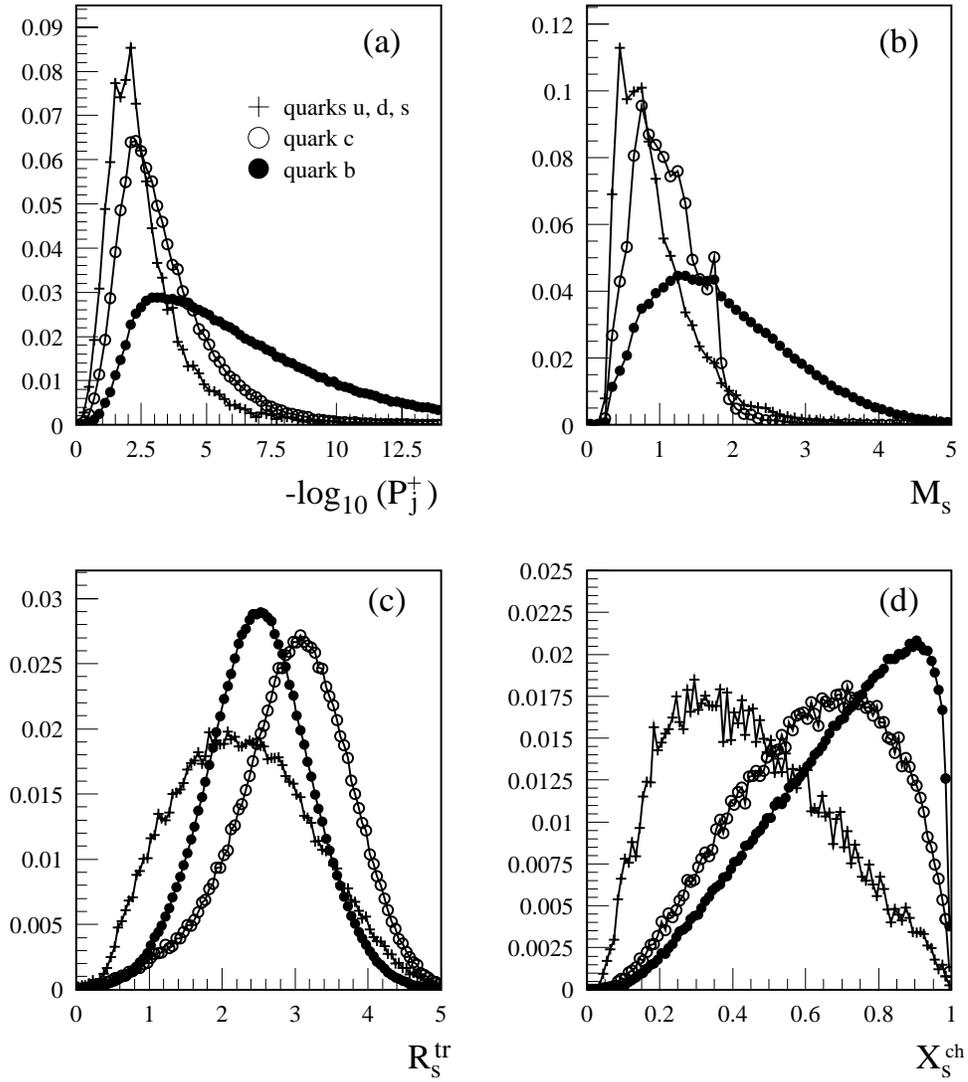


FIG. 6.35 – Distributions des variables discriminantes utilisées pour identifier les quarks b.

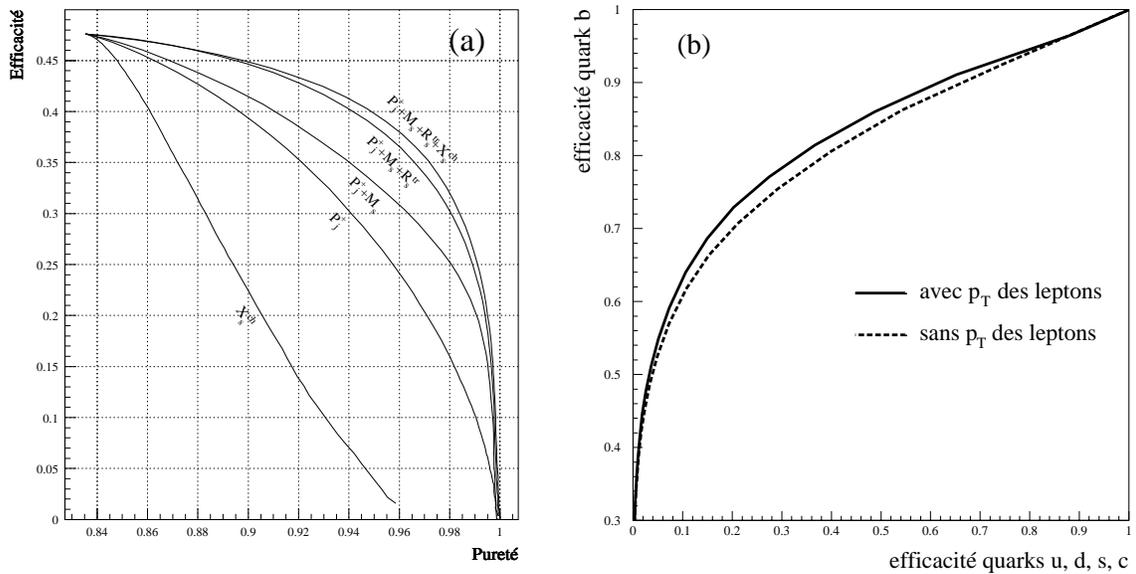


FIG. 6.36 – Performances de l'identification des quarks b.

Ces trois variables sont combinées avec l'information sur les paramètres d'impact \mathcal{P}_j^+ définie comme la probabilité que toutes les particules de paramètres d'impact positifs appartenant au jet proviennent du vertex primaire. La distribution de cette variable est représentée sur la figure 6.35a. La méthode de combinaison repose sur un rapport de fonction de vraisemblance. Pour chacune des 4 variables utilisées (\mathcal{P}_j^+ , M_s , R_s^{tr} et X_s^{ch}) on définit le rapport:

$$y_i(x_i) = \frac{f^B(x_i)}{f^S(x_i)}$$

où x_i est la variable utilisée et f^S et f^B les fonctions de densité de probabilité pour le signal (quarks b) et le bruit de fond (quarks u, d, s, c). On construit alors une variable globale y comme le produit des variables individuelles y_i . En théorie la combinaison de plusieurs variables discriminantes n'est optimale (c.à.d. quelle offre la meilleure efficacité possible pour une pureté donnée) que si l'on utilise des fonctions multidimensionnelles dans le rapport de vraisemblance. Toutefois les variables étant faiblement corrélées, on fera l'approximation:

$$y = \frac{f^B(x_1, \dots, x_n)}{f^S(x_1, \dots, x_n)} = \frac{f^B(x_1) \times \dots \times f^B(x_n)}{f^S(x_1) \times \dots \times f^S(x_n)} = \prod_{i=1}^n y_i$$

L'identification des quarks b est alors obtenu en rejetant les jets pour lesquels $y > y_0$. Le niveau d'efficacité et de pureté souhaité est obtenu en variant la valeur de coupure y_0 . Les performances sont représentés sur la figure 6.36a qui indique l'efficacité obtenue sur des jets de b en fonction de la pureté (contamination par les jets udsc). Un vertex secondaire doit être reconstruit au sein de ces jets. Le gain apporté par chacune des variables est représenté.

Récemment une propriété supplémentaire a été prise en compte dans l'étiquetage des quarks b [39]. Il s'agit de l'impulsion transversale des leptons par rapport à l'axe du jet. Les leptons sont en effet plus fréquents dans les jets de quarks b que dans ceux des quarks u, d, s, c et ont généralement de plus grande impulsion transversale. Le gros avantage de cette information est d'être disponible indépendamment du VD. Elle pourra être utilisée lorsqu'aucun vertex secondaire n'a été trouvé et même lorsque les particules composant le jet sont en dehors de l'acceptance du VD. La figure 6.36b montre le gain apporté par la prise en compte de cette information.

6.6 Méthode d'optimisation et calcul des niveaux de confiance

Dans le cadre de la recherche d'événements $hl^{+}l^{-}$, nous avons fait le choix d'utiliser des analyses séquentielles. La sélection des événements est obtenue par une succession de coupures sur les variables discriminant le mieux le signal du bruit de fond engendré par les processus standards. Le principal avantage de cette méthode est de pouvoir contrôler à chaque étape de la sélection si la simulation reproduit correctement la réalité. Des désaccords peuvent en effet apparaître, soit à cause d'une mauvaise modélisation théorique des processus physiques (problèmes de *générateurs*), ou bien dus à une simulation incorrecte de la réponse du détecteur. Lors des premières étapes de la sélection, lorsque le taux d'événements de signal attendus est complètement négligeable devant celui du bruit de fond, il est capital d'obtenir un excellent accord entre données et simulation, afin d'avoir pleinement confiance dans l'estimation finale du taux de bruit de fond. Les analyses reposant sur des réseaux de neurones ou sur des fonctions de vraisemblance aboutissent généralement à une variable unique construite à partir des différentes variables discriminantes. L'origine d'un désaccord est alors plus difficile à rechercher. Le contrôle de l'accord entre données et simulation pour les variables discriminantes utilisées dans la construction de la variable globale ne s'effectue qu'à un niveau de présélection. Or la composition du bruit de fond à ce niveau est parfois différente de celui rencontré en fin d'analyse (c.à.d. dans la région de la variable globale la plus semblable au signal). Par exemple, les données utilisées à l'entrée du réseau de neurones seront dominées par des événements QCD ($q\bar{q}(g)$) tandis que des processus à 4 fermions seront principalement rencontrés dans la région "signal" de la variable globale en sortie du réseau de neurones. On ne pourra pas alors vérifier que la simulation des processus à 4 fermions est correcte, un éventuel problème étant masqué par les événements $q\bar{q}(g)$ beaucoup plus nombreux au niveau de la présélection. L'analyse séquentielle permet de voir les impacts successifs des coupures sur chacune des variables discriminantes et de détecter un éventuel problème lorsqu'un nouveau bruit de fond devient dominant.

Un second avantage de l'analyse séquentielle est de rester sensible à des signaux "innatendus". Dans le cas des méthodes avec variable globale unique, un signal qui n'est pas entièrement semblable à celui recherché sera rejeté dans une région où le bruit de fond important risque de le rendre inobservable. En revanche dans le cas d'une analyse séquentielle où simulation et données réelles sont comparées à chaque étape de sélection supplémentaire, il sera plus aisé de détecter des anomalies.

Le principal atout des réseaux de neurones et des méthodes de rapport de vraisemblance réside dans les performances offertes. A partir du moment où le comportement de la simulation est parfaitement compris, ces méthodes sophistiquées permettent d'augmenter les chances de découvrir un signal dont les caractéristiques sont connues. La méthode de réseau de neurones est tout simplement optimal et les méthodes de rapport de vraisemblance le sont également lorsque les variables discriminantes utilisées sont non corrélées. Ces méthodes ont en outre l'avantage de pouvoir fournir une unique variable contenant toute l'information sur la similitude entre un événement et le signal attendu. L'utilisation de cette variable globale s'avère extrêmement pratique dans le cadre de la méthode de calcul des limites de découverte ou d'exclusion (cf. paragraphe 6.6.2).

Nous allons maintenant montrer comment combler en partie le manque de performances des analyses séquentielles. Le processus d'optimisation aboutira à une courbe dans le plan efficacité / bruit de fond. Nous verrons alors comment le *point de fonctionnement* (c.à.d. le niveau d'efficacité et de pureté auquel on souhaite travailler) est choisi, de manière à optimiser le potentiel de découverte ou d'exclusion du signal.

6.6.1 Optimisation des critères de sélection

La première étape de l'analyse séquentielle consiste à choisir les variables les plus discriminantes et dont les distributions sont correctement reproduites par la simulation. Le choix de ces variables sera présenté dans les chapitres 7 et 8 consacrés à l'analyse des données enregistrées par DELPHI à LEP II. La seconde étape consiste à fixer la valeur des coupures sur chacune de ces variables. Plutôt qu'un choix arbitraire de ces valeurs, il est préférable de tester l'ensemble des combinaisons de coupures possibles et de ne retenir que celle donnant l'efficacité la plus grande pour un niveau de bruit de fond donné. Cependant le nombre de combinaisons à évaluer devient rapidement prohibitif lorsque le nombre de

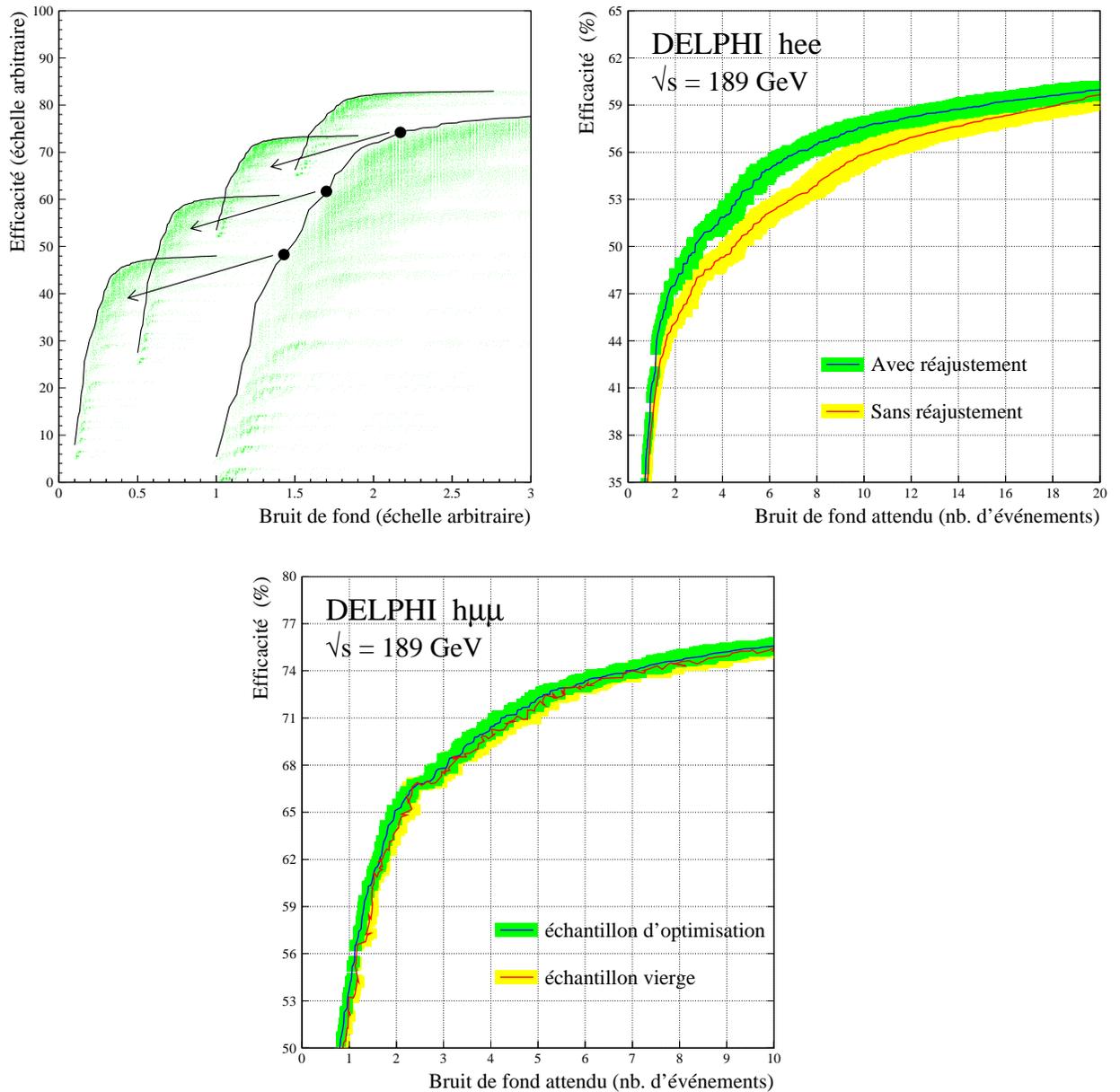


FIG. 6.37 – En haut à gauche: schéma représentant la méthode d'optimisation utilisée. – En haut à droite: comparaison des performances obtenues dans l'analyse he^+e^- à $\sqrt{s}=189$ GeV lorsqu'une procédure de "réajustement" est employée ou non. La luminosité est égale à 158 pb^{-1} et l'efficacité est moyennée sur des masses de Higgs allant de 70 à 97 GeV/c^2 . – En bas: comparaison des performances de l'analyse $h\mu^+\mu^-$ à $\sqrt{s}=189$ GeV, obtenues à partir de lots de simulation utilisées pour l'optimisation et à partir d'échantillons "vierges".

variables utilisées augmente. Dans un premier temps les coupures seront donc optimisées l'une après l'autre. On teste par exemple n valeurs de coupure sur une première variable discriminante. On obtient ainsi une courbe de n points dans un plan efficacité / bruit de fond. Ensuite, pour chacun de ces points, m valeurs de coupure sur une seconde variable sont essayées. Le résultat est un nuage de $n \times m$ points dans le plan efficacité / bruit de fond. On ne conserve alors que les configurations donnant la meilleure efficacité pour un bruit de fond donné, c'est à dire "l'enveloppe supérieure" du nuage de points, comme le représente schématiquement la figure 6.37a. Cette réduction du nombre de configurations à chaque étape de l'optimisation va permettre d'utiliser un plus grand nombre de variables discriminantes ainsi que des *pas* de variation des coupures plus fins. Toutefois cette optimisation "par étapes" pourrait mener à de moins bonnes performances qu'une optimisation "globale" où toutes les combinaisons de coupures sont testées. En effet il peut exister des corrélations entre les variables. La composition du bruit de fond va également évoluer au cours de l'optimisation. Une coupure relativement coûteuse en efficacité sera par exemple choisie sur une variable peu discriminante contre un type de bruit de fond dominant à cette étape, tandis que ce bruit de fond aurait été aisément rejeté à l'aide d'une autre variable discriminante lors d'une étape ultérieure. L'ordre dans lequel sont optimisées les coupures a donc une influence sur le résultat final. Pour résoudre ce problème, les jeux de coupures finals sont "réajustés". Pour chaque point composant la courbe finale d'efficacité / bruit de fond, on fait varier à nouveau chaque coupure individuellement, en conservant inchangés les coupures affectant les variables restantes. Si l'une de ces nouvelles configurations apporte un gain de plus de 1 % par rapport à la courbe finale d'efficacité / bruit de fond, alors ce nouveau jeu de coupures est conservé. Par exemple, une première coupure sera optimisée pour lutter contre un important bruit de fond QCD. Arrivé en fin d'optimisation, la coupure sur la dernière variable sert à rejeter le bruit de fond qui est alors 100 fois plus faible et dominé par des événements ZZ. On effectue alors un "second passage" sur la première variable discriminante, afin de voir d'une part si le fond ZZ ne pourrait pas être mieux rejeter grâce à une coupure plus stricte sur cette première variable et d'autre part si le fond QCD n'est pas supprimé à moindre coût en efficacité grâce aux dernière variables lorsque l'on relâche la coupure sur la première variable. Cette procédure de "réoptimisation" des coupures est répétée jusqu'à ce qu'une solution "stable" soit trouvée. En général ce processus "converge" très vite et un unique second passage est suffisant. Le gain apporté par cette procédure de réajustement est illustré par la figure 6.37b. Les courbes d'efficacité / bruit de fond obtenues dans le cadre de la recherche d'événements he^+e^- à $\sqrt{s}=189$ GeV (qui sera décrite au chapitre 7) sont données pour des méthodes d'optimisation incluant ou non le processus de réajustement des coupures. Le gain dû au réajustement atteint jusqu'à 6 % (relativement) à niveau de bruit de fond équivalent.

Dans toutes les méthodes d'optimisation il existe un risque de *surentraînement* inhérent à la statistique limitée des échantillons de simulation utilisés. Lorsque la statistique devient trop faible, l'optimisation a tendance à retenir des jeux de coupures qui "découpent" des zones entourant le peu d'événements restant, résultant en des estimations complètement sous-évaluées du niveau de bruit de fond. Pour éviter ce problème des échantillons distincts sont utilisés pour l'optimisation puis pour l'estimation des performances qui sera utilisée dans l'analyse des données. Les jeux de coupures correspondant à l'ensemble des points de la courbe d'efficacité / bruit de fond issue de l'optimisation sont appliqués à des échantillons *vierges* indépendants. La figure 6.37c compare les performances obtenues à l'issue de l'optimisation à celles évaluées sur des échantillons vierges de simulation dans le cadre de la recherche d'événements $h\mu^+\mu^-$ qui sera décrite au chapitre 7. On observe bien sûr des fluctuations plus importantes dans le cas des échantillons vierges mais celles-ci restent entièrement compatibles avec les erreurs statistiques représentées par les bandes ombrées ($\pm 1\sigma_{stat}$).

Une propriété intéressante de cette méthode d'optimisation est la possibilité de comparer données et simulation à chaque étape. On peut ainsi facilement détecter une anomalie ou un problème dans la reproduction des données par la simulation. A titre d'exemple la figure 6.38 présente ce type de comparaison lors de l'optimisation de l'analyse he^+e^- qui sera décrite au chapitre 7.

Une fois obtenue la courbe définitive d'efficacité / bruit de fond (à partir des échantillons vierges de simulation), il reste à choisir le *point de fonctionnement* qui sera utilisé pour l'analyse des données, c'est à dire le niveau d'efficacité et de bruit de fond auquel on souhaite travailler. Nous allons voir maintenant comment ce choix est fait de manière à optimiser la sensibilité de l'analyse au signal

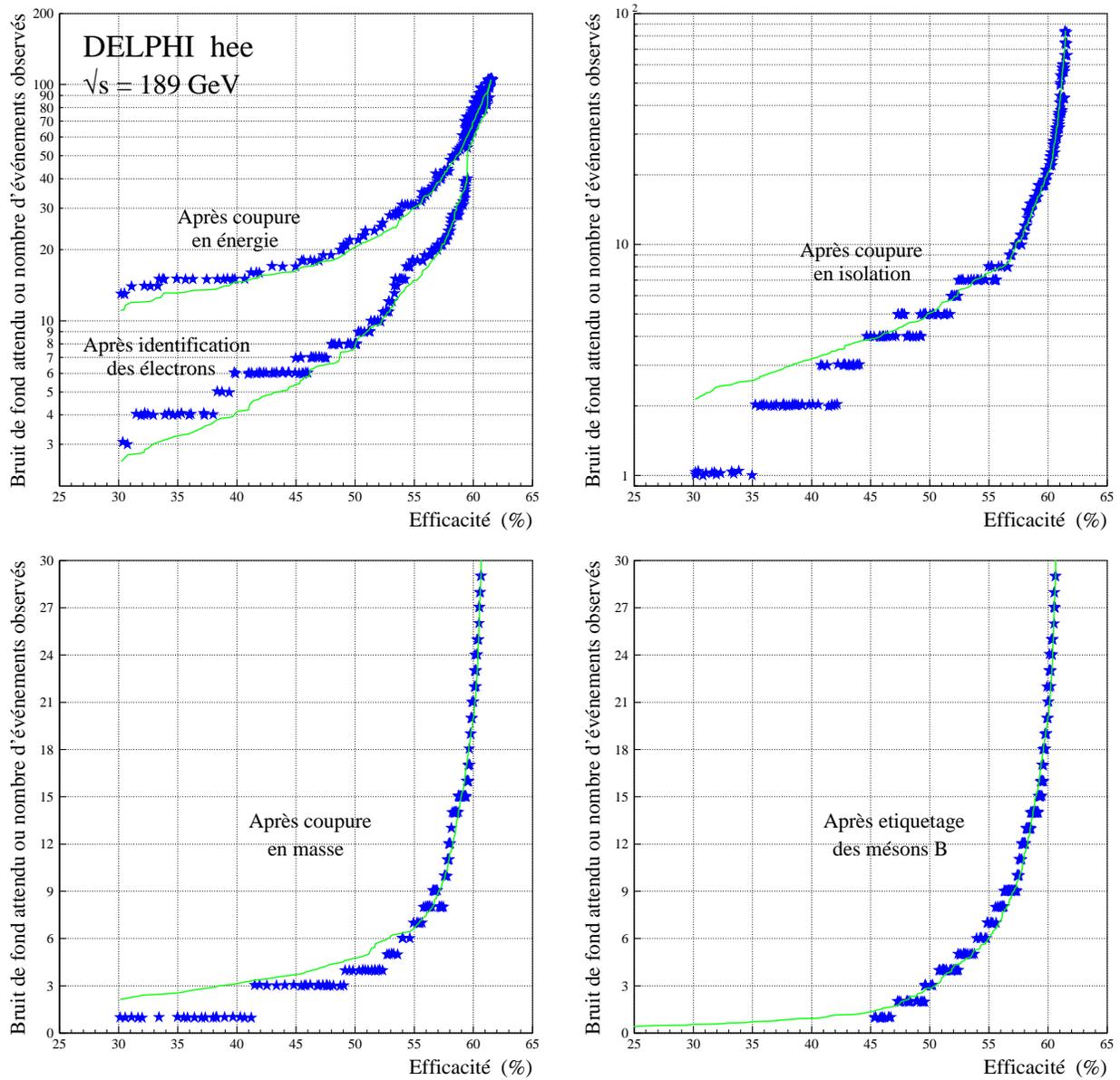


FIG. 6.38 – Courbes d'efficacité en fonction du bruit de fond à différentes étapes de l'optimisation de l'analyse he^+e^- à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$.

recherché [40].

6.6.2 Détermination des niveaux de confiance

Le but de l'analyse des données est de tester la présence du signal recherché. Toutefois on ne pourra jamais exclure avec une absolue certitude l'hypothèse de la présence ou bien celle de l'absence de signal⁷. On définit donc un *niveau de confiance* qui caractérise le "degré" auquel est exclue une hypothèse. La première étape dans l'obtention de ce niveau de confiance consiste à sélectionner les observables qui discriminent le mieux le signal du bruit de fond. Ces variables sont ensuite utilisées pour construire la *statistique du test* X qui permet de classer les expériences suivant que leurs résultats sont plus ou moins similaires à ce qui est attendu dans le cas du bruit de fond ou du bruit de fond plus un signal. La *statistique du test* permettra de plus d'établir le *niveau de confiance* auquel est exclu l'hypothèse f ou $s + f$.

La *statistique du test* est construite de manière à être croissante lorsque les résultats des expériences deviennent de plus en plus semblables au signal recherché. Elle est définie comme le rapport des fonctions de vraisemblance des hypothèses $s + f$ et f :

$$X = \frac{\mathcal{L}_{s+f}}{\mathcal{L}_f}$$

L'information la plus évidente à prendre en compte dans la fonction de vraisemblance est le taux de comptage des événements de signal s et de bruit de fond f attendus. Les taux s et f sont distribués suivant des probabilités de Poisson:

$$X = \frac{e^{-(s+f)} (s + f)^n / n!}{e^{-f} f^n / n!}$$

où n est le nombre d'événements observés. On peut également enrichir la fonction de vraisemblance grâce à d'autres variables discriminantes comme la masse du candidat Higgs dans un événement ou bien encore le contenu en quark b d'un événement. Si cette observable supplémentaire x est distribué comme $S(x)$ et $F(x)$ dans le cas du signal et du bruit de fond, alors la *statistique du test* est définie comme:

$$\begin{aligned} X &= \frac{e^{-(s+f)} (s + f)^n / n!}{e^{-f} f^n / n!} \frac{\prod_{j=1}^n \frac{sS(x_j) + fF(x_j)}{s+f}}{\prod_{j=1}^n F(x_j)} \\ &= e^{-s} \prod_{j=1}^n \left(1 + \frac{sS(x_j)}{fF(x_j)} \right) \end{aligned}$$

Ce résultat est facilement étendu au cas de multiples canaux de recherche:

$$X = e^{-s_{tot}} \prod_{i=1}^N \prod_{j=1}^{n_i} \left(1 + \frac{s_i S_i(x_{ij})}{f_i F_i(x_{ij})} \right)$$

où N est le nombre de canaux considérés, n_i est le nombre de candidats observés dans le i^e canal, s_i et f_i sont les taux d'événements de signal et de bruit de fond attendus dans le i^e canal, s_{tot} le nombre total d'événements de signal attendus, x_{ij} la valeur de la variable discriminante mesurée pour le j^e candidat du i^e canal et enfin S_i et F_i sont les fonctions de densité de probabilité de la variable discriminante pour le signal et le fond du i^e canal.

7. On notera dans la suite f l'hypothèse de la présence de bruit de fond uniquement (dite hypothèse *nulle*) et $s + f$ l'hypothèse de la présence de signal et de bruit de fond.

Définition du niveau de confiance – La statistique du test X a la propriété d'être croissante monotone lorsque les résultats des expériences sont de plus en plus semblables à une hypothèse de signal. On peut ainsi définir le niveau de confiance dans l'hypothèse $s+f$ comme la probabilité qu'une expérience de signal+fond donne une valeur X de la statistique du test inférieure à celle observée X_{obs} :

$$CL_{s+f} = \mathcal{P}_{s+f}(X \leq X_{obs}) = \int_0^{X_{obs}} \frac{d\mathcal{P}_{s+f}}{dX} dX$$

où $d\mathcal{P}_{s+f}/dX$ est la fonction de densité de probabilité de la statistique du test dans le cas d'expériences signal+fond. De la même manière on définit le niveau de confiance dans l'hypothèse nulle f par:

$$CL_f = \mathcal{P}_f(X \leq X_{obs}) = \int_0^{X_{obs}} \frac{d\mathcal{P}_f}{dX} dX$$

Le niveau de confiance dans le signal est alors défini en utilisant une *renormalisation fréquentiste modifiée*:

$$CL_s = CL_{s+f}/CL_f ,$$

et on dira que la présence de signal est exclue avec un niveau de confiance CL égal à $1 - CL_s$.

Obtention d'une limite sur la masse du boson de Higgs – Le précédent résultat permet de définir une limite sur la masse du boson de Higgs à partir des données observées. Il suffit de calculer le niveau de confiance CL_s pour des masses m_h croissantes et de déterminer à partir de quelle masse m_h^{lim} , le niveau de confiance CL_s franchit le seuil souhaité. On choisira en général une limite $CL_s < 0,05$ correspondant à une exclusion des masses m_h inférieures à m_h^{lim} avec un niveau de confiance supérieur à 95 %.

Jusqu'en 1998, la statistique du test était construite à partir du nombre d'événements de bruit de fond et de signal attendu, ainsi que des distributions des masses des candidats Higgs dans les événements sélectionnés. Depuis 1999, une seconde variable discriminante a été ajoutée dans le cas des canaux à 4 jets. Cette variable regroupe des informations autres que la masse, concernant principalement le contenu en quark b de l'événement. Les distributions de ces variables discriminantes sont obtenues par simulation. Dans le cas du signal, les échantillons Monte Carlo sont simulés pour des masses m_h généralement espacées de 2,5 ou 5 GeV/ c^2 . Les distributions correspondant aux masses intermédiaires sont obtenues par interpolation. La forme analytique des distributions des variables discriminantes n'est pas connue. On utilise donc des tirages Monte Carlo (généralement plusieurs centaines de milliers) pour obtenir les distributions de probabilité $d\mathcal{P}_f/dX$ et $d\mathcal{P}_{s+f}/dX$. Le calcul du niveau de confiance CL_s est alors possible pour chaque hypothèse de masse.

On souhaite parfois comparer la *limite observée*, c'est à dire celle obtenue à partir des données réelles et donc soumise aux fluctuations statistiques, à la *limite attendue* qui correspond à une limite "moyenne" que l'on compte obtenir si aucun signal n'est présent. On réalise à cette fin des expériences de pensée. La valeur observée X_{obs} de la statistique du test est remplacée par une valeur aléatoire pour chacune des expériences. Ce tirage s'appuie sur les distributions des variables discriminantes correspondant au bruit de fond uniquement. Pour chacune de ces expériences de pensées, on obtient une valeur de CL_s fonction de la masse m_h testée. Ce niveau de confiance est ensuite moyenné sur l'ensemble des expériences pour définir un niveau de confiance *attendu* dans l'hypothèse de l'absence de signal, noté $\langle CL_s \rangle_b$, et à partir duquel est déduite la *limite attendue* sur la masse du boson de Higgs.

6.6.3 Choix du point de fonctionnement

Le niveau de confiance attendu $\langle CL_s \rangle_b$ est également utile pour sélectionner le point de fonctionnement dans le cadre de notre analyse séquentielle. Le choix se fait de manière à minimiser $\langle CL_s \rangle_b$, c'est à dire de manière optimiser la sensibilité au signal recherché. L'ensemble des canaux de recherche du signal hZ sont pris en compte dans ce choix. Concrètement le choix du point de fonctionnement se fait d'abord pour le canal hq \bar{q} seul. Puis pour le canal h $\nu\bar{\nu}$ en prenant en compte les résultats

attendus du canal $hq\bar{q}$ déjà optimisé, et ainsi de suite par ordre décroissant d'importance des canaux. Une fois que le choix est effectué pour tous les canaux, un second "passage" est réalisé. Le choix du point de fonctionnement du canal $hq\bar{q}$ est à nouveau optimisé mais en prenant en compte cette fois-ci les résultats des autres canaux. Ce processus continue jusqu'à ce qu'une solution stable soit trouvée. En général le premier choix obtenu dans le canal $hq\bar{q}$ est le bon, en revanche les canaux à faible section efficace (hl^+l^-) sont soumis à des instabilités plus grandes.

Bibliographie

- [1] W. Lohmann *et al.*, *Energy loss of muons in the energy range 1-10 000 GeV*, CERN 85-03.
- [2] Collaboration DELPHI, *DELPHI Technical Proposal*, CERN/LEPC/83-3 (1983) 111 ;
Oxford Muon Group, *DELPHI Muon Chamber Tests*, DELPHI 84-14 TRACK 3.
- [3] J. Buytaert *et al.*, *The forward muon detector of DELPHI at LEP*, DELPHI 91-61 TRACK 65 ;
C. de Clercq *et al.*, *Drift chambers operated in the limited streamer mode*, Nucl. Inst. Meth. **A243** (1986) 77 ;
E. Daubie *et al.*, *Drift chambers with delay line readout operated in the limited streamer mode*, Nucl. Inst. Meth. **A252** (1986) 435 ;
E. Daubie *et al.*, *Test results of a streamer drift chamber for the forward muon identifier of the DELPHI experiment in the presence of a field*, DELPHI 87-29 TRACK 45 ;
E. Daubie *et al.*, *Performance improvement of streamer drift chambers by the addition of organic vapours to the gas mixture*, Nucl. Inst. Meth. **A273** (1988) 553.
- [4] Collaboration DELPHI, *Proposal for the DELPHI Surround Muon Chambers*, DELPHI 92-139 TRACK 71.
- [5] H. Lehmann et H. Schönebeck, *The range of validity of the Molière approximation*, Z. Naturforsch. **31A** (1976) 501.
- [6] N. Crosland, G. Wilkinson et P. Kluit, *EMMASS – Muon Identification within DELPHI*, DELPHI 92-17 PHYS 157.
- [7] G. Wilkinson et P. Collins, *MUCFIX – Refining the Muon Chamber Information on the DST*, DELPHI 93-13 PHYS 262 ;
H. de Boeck et G. Wilkinson, *MUFLAG – A Framework for Muon Identification*, DELPHI 93-14 PHYS 263 ;
F. Stichelbaut et G. Wilkinson, *Performance of Muon Identification in DELPHI for the 93 and 94 Data*, DELPHI 95-140 PHYS 565.
- [8] C.W. Fabjan, *Calorimetry in high-energy physics*, in T. Farbel, *Experimental Techniques in High Energy Physics*, Addison-Wesley (1987).
- [9] I. Ajinenko *et al.*, *The Cathode Read-out of the DELPHI Hadron Calorimeter*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42(4)** (1995) 485 ;
I. Ajinenko *et al.*, *The Performances of the DELPHI Hadron Calorimeter at LEP*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **43(3)** (1996) 1751.
- [10] E. Iarocci, *Plastic Streamer Tubes and their applications in High Energy Physics*, Nucl. Inst. Meth. **217** (1983) 30.

- [11] R. Bouclier *et al.*, *Investigation of some properties of multiwire proportional chambers*, Nucl. Inst. Meth. **88** (1970) 149 ;
S. Brehin *et al.*, *Some observations concerning the construction of proportional chambers with thick sense wires*, Nucl. Inst. Meth. **123** (1975) 225.
- [12] G. D. Alekseev *et al.*, *Investigation of self-quenching streamer discharge in a wire chamber*, Nucl. Inst. Meth. **177** (1980) 385 ;
X. Tang *et al.*, *Investigation of self-quenching streamer discharge*, Nucl. Inst. Meth. **226** (1984) 353 ;
Y. Kamyshkov *et al.*, *The self-quenching streamer discharge in Ar-CO₂ mixtures*, Nucl. Inst. Meth. **A257** (1987) 125 ;
P. Doll *et al.*, *Self-quenching streamer mode accompanied by escaping photon studies*, Nucl. Inst. Meth. **A342** (1994) 495 ;
H. Jianxiang *et al.*, *Properties of optical and electrical signals of self-quenching streamer mode in coexistence region*, Nucl. Inst. Meth. **A372** (1996) 385.
- [13] M. Atac *et al.*, *Self-quenching streamers*, Nucl. Inst. Meth. **200** (1982) 345.
- [14] L.S. Zhang, *A possible mechanism of the self-quenching streamer mode*, Nucl. Inst. Meth. **A247** (1986) 343 ;
F. Taylor, *A model of the limited streamer mechanism*, Nucl. Inst. Meth. **A247** (1990) 283 ;
X. Tang, *On the model of the limited streamer mechanism*, Nucl. Inst. Meth. **A302** (1991) 186 ;
X. Tang, *Comments on the mechanism of the self-quenching streamer transition*, Nucl. Inst. Meth. **A307** (1991) 580 ;
N. Koori *et al.*, *On the mechanism of the self-quenching streamer formation*, Nucl. Inst. Meth. **A307** (1991) 581 ;
N. Nohtomi *et al.*, , IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-41(4)** (1994) 884.
- [15] R. Arnold *et al.*, *A Ring Imaging Cherenkov Detector, the DELPHI Barrel RICH Prototype*, Nucl. Inst. Meth. **A270** (1988) 289 ;
E.G. Anassontzis *et al.*, *The Barrel Ring Cherenkov counter of DELPHI*, Nucl. Inst. Meth. **A323** (1992) 351 ;
W. Adam *et al.*, *Performance of the Forward RICH Detector System at DELPHI*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **40** (1993) 583 ;
W. Adam *et al.*, *Recent results of the FRICH of the DELPHI Experiment at LEP*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **41** (1994) 856 ;
W. Adam *et al.*, *The Ring Imaging Cherenkov Detectors of DELPHI*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** (1995) 499 ;
- [16] W. Adam *et al.*, *Current Achievements of the DELPHI Ring Imaging Cherenkov Detector*, Nucl. Inst. Meth. **A371** (1996) 12 ;
A. hallgren et J. Medbo, *Cherenkov angle resolution and wire channel cross-talk reduction for the FRICH*, DELPHI 96-84 RICH 88.
- [17] P. Baillon, *Cherenkov ring search using a maximum likelihood technique*, Nucl. Inst. Meth. **A238** (1985) 341 ;
E. Karvelas *et al.*, *Kaon identification and study of decays $\tau^\pm \rightarrow K^\pm + \nu_\tau + (\text{neutrals})$ with the barrel RICH/DELPHI detector at LEP*, DELPHI 94-25 PHYS 359 ;
W. Adam *et al.*, *Analysis techniques for the DELPHI RICH*, ICHEP94 **gls0188** ;
W. Adam *et al.*, *Particle Identification Algorithms for the DELPHI RICH Detector*, Nucl. Inst. Meth. **A371** (1996) 240.

- [18] Landau IV-1 page 390.
- [19] W. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer Verlag 1987.
- [20] P. Rebecchi, Thèse, *Optimisation de l'hermiticité du détecteur DELPHI pour la recherche de particules supersymétriques à LEP2*, Mai 1996, LAL 96-30.
- [21] S. J. Alvsvaag *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** No 4 (1995) 479.
- [22] C. Kreuter, Thèse, *Longitudinal shower development in the DELPHI electromagnetic calorimeter HPC*, Juin 1993, IEKP-KA/93-9.
- [23] E. Longo et I. Sestili, Nucl. Inst. Meth. **128** (1975) 283.
- [24] Collaboration JADE, W. Bartel *et al.*, Z. Phys. **C33** (1986) 23 ;
Collaboration JADE, S. Bethke *et al.*, Phys. Lett. **B213** (1988) 235.
- [25] Yu. L. Dokshitzer, contribution to *Workshop on Jets at LEP and HERA*, Durham, Déc. 1990 ;
N. Brown et W.J Stirling, Z. Phys **C53** (1992) 629 ;
S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock et B. Webber, Phys. Lett. **B269** (1991) 432 ;
S. Catani, Yu. L. Dokshitzer et B. Webber, CERN-TH 6473/92 ;
S. Catani, XXVIII^e rencontres de Moriond, *QCD and High Energy Interactions*, Les Arcs (France), Mars 1993, CERN-TH 6895/93.
- [26] C. Davies, W.J. Stirling, et B. Webber, Nucl. Phys. **B256** (1985) 413 ;
S. Catani, E. Emilio et L. Trentadue, Phys. Lett. **B211** (1988) 335.
- [27] N. Brown et W.J Stirling, Phys. Lett. **B252** (1990) 657.
- [28] S. Bethke, Z. Kunszt, D.E. Soper et W.J. Stirling, Nucl. Phys. **B370** (1992) 310.
- [29] G. Farrar, Phys. Lett. **B265** (1991) 395.
- [30] L. Dixon et A. Singer, Phys. Rev. **D56** (1997) 4031 , hep-ph/9706285.
- [31] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **28** (1983) 229 ;
T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **39** (1986) 347 ;
M. Bengtsson et T. Sjöstrand, Nucl. Phys. **B289** (1987) 810 ;
T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367 ;
T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, CERN-TH 7112/93.
- [32] Yu. L. Dokshitzer, G. Leder, S. Moretti et B. Webber, J. High Energy Phys. **8** (1997) 1 , hep-ph/9707323 ;
S. Bentvelsen et I. Meyer, Eur. Phys. J. **C4** (1998) 623 , hep-ph/9803322 ;
G. Rodrigo, A. Santamaria et M. Bilenkii, FTUV-98-61, Juillet 1998 , hep-ph/9807489.
- [33] N. Kjaer, R. Moller, *Reconstruction of invariant masses in multi-jet events*, DELPHI 91-17 PHYS 88 ;
N. Kjaer, *Jet-Jet masses in multi-jet final states from e^+e^- annihilations at high energy*, Ph.D. thesis (1991).

- [34] P. Chochula *et al.*, *The DELPHI Silicon Tracker at LEP2*, Nucl. Inst. Meth. **A412** (1998) 304.
- [35] G. Borisov, *Lifetime tag of events $Z \rightarrow b\bar{b}$ with the DELPHI detector*, DELPHI 94-125 PROG 208;
G. Borisov et C. Mariotti, *Performance of b-tagging at LEP2*, DELPHI 97-16 PHYS 672.
- [36] T. Camporesi *et al.*, *Beam spot estimation in DELPHI with the QSO position probes and the LEP BOM system*, DELPHI 95-162 LEDI 3; P. Ferrari *et al.*, *Beam spot determination in DELPHI using 1997 LEP BOM data and QSO position measurements*, DELPHI 98-50 LEDI 9
- [37] D. Brown et M. Frank, *Tagging B hadrons using track impact parameters*, ALEPH Note 92-135.
- [38] G. Borisov, *Combined b-tagging*, DELPHI 97-94 PHYS 716.
- [39] M. Boonekamp, *b-tagging with high p_t leptons*, DELPHI 98-54 PHYS 779.
- [40] A. L. Read, *Optimal statistical analysis of search results based on the likelihood ratio*, DELPHI 97-158 PHYS 737.

Chapitre 7

Recherche d'événements

$hZ \rightarrow b\bar{b} l^+l^-$ ou $\tau^+\tau^- l^+l^-$

Ce chapitre présente la recherche d'un boson de Higgs produit en association avec un boson Z se désintégrant en deux électrons ou deux muons¹. Dans un premier temps, seuls les événements pour lesquels le boson de Higgs se désintègre en quarks b seront recherchés. Ce mode de désintégration est dominant avec un rapport d'embranchement d'environ 86 % à 80 % prédit par le modèle standard dans le domaine de masse couvert par LEP II ($m_h \sim 60$ à $105 \text{ GeV}/c^2$). Nous verrons ensuite comment étendre simplement cette analyse au cas d'un boson de Higgs se désintégrant en leptons τ (~ 7 % à 8 %). La sélection de ces événements repose sur une analyse séquentielle, c'est à dire une succession de coupures sur des variables discriminantes afin d'isoler le signal hZ du bruit de fond engendré par les processus standards. Les principales méthodes expérimentales décrites au chapitre précédent seront utilisées à cette fin. Les résultats obtenus seront bien sur être interprétés dans le cadre du modèle standard. Ces canaux contribueront également à la recherche de bosons supersymétriques dans le cas des faibles $\tan\beta$ où la production hZ est dominante par rapport à la production hA . Les résultats interprétés dans le cadre du MSSM seront présentés.

7.1 Cas d'un boson de Higgs se désintégrant en quarks b

Le processus $hZ \rightarrow b\bar{b} l^+l^-$ se caractérise par la présence d'une paire de leptons acoplanaires dont la masse invariante est compatible avec celle d'un boson Z sur sa couche de masse. Deux jets devront être reconstruits à l'issue de l'hadronisation des quarks b, la présence de vertex déplacés dus aux mésons B sera également testée. Ce type d'événements a été recherché dans l'ensemble des données enregistrées par DELPHI aux énergies $\sqrt{s}=161, 172, 183$ et 189 GeV , mais seuls les résultats obtenus à $\sqrt{s}=183$ et 189 GeV seront présentés ici, la contribution des $10 + 10 \text{ pb}^{-1}$ de données collectées à $\sqrt{s}=161 \text{ GeV}$ et 172 GeV étant marginale face aux 54 pb^{-1} et 158 pb^{-1} enregistrés respectivement à $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$ et 189 GeV . Une description des résultats obtenus à $\sqrt{s}=161 \text{ GeV}$ et 172 GeV peut toutefois être obtenue dans [1].

La multiplicité des particules chargées ou neutres dans les événements $hZ \rightarrow b\bar{b} l^+l^-$ est relativement importante (de 30 à 40 particules en moyenne) du fait de l'hadronisation des deux quarks. Le bruit de fond vient donc principalement d'événements hadroniques: production d'une paire $q\bar{q}(\gamma)$ ou bien processus à 4 fermions (ZZ, W^+W^-, Ze^+e^- et $We\nu$). Le bruit de fond QCD (paires $q\bar{q}$) est essentiellement rejeté par l'identification de deux électrons ou muons isolés par rapport aux jets. La production de W seul ou par paires pourra être réduite en recherchant des vertex déplacés. La seule contamination vient alors des quarks c produits dans les désintégrations $W^+ \rightarrow c\bar{s}$ (la désintégration $W^+ \rightarrow t\bar{b}$ est interdite cinématiquement, et $W^+ \rightarrow c\bar{b}$ est supprimée par le découplage des 2^e et 3^e famille). Enfin, seuls les processus ZZ sont à l'origine d'une paire de leptons dont la masse invariante

1. Dans la suite, le terme *lepton* se réfère à un électron ou à un muon uniquement

est piquée à celle du Z. Dans le cas du fond Ze^+e^- , la masse invariante des deux électrons n'a aucune raison d'être proche de m_Z .

Le paragraphe suivant décrit la manière dont sont utilisées ces caractéristiques pour rejeter le bruit de fond. Les résultats obtenus sont ensuite présentés.

7.1.1 Sélection des événements

Nous décrivons ici les variables employées pour sélectionner les événements he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$. Les valeurs de certaines coupures sont définies par la méthode d'optimisation décrite au paragraphe 6.6 et diffèrent donc suivant la topologie étudiée et l'énergie dans le centre de masse. Afin de ne pas alourdir le texte, les valeurs de ces coupures ne seront indiquées qu'après la description des variables discriminantes, dans un tableau récapitulatif.

Présélection – La présélection est un ensemble de critères simples permettant de filtrer les très nombreux *triggers* enregistrés par DELPHI ($5 \cdot 10^6$ en 1998), en ne retenant qu'un nombre raisonnable d'événements ($\lesssim 10\,000$) à analyser. Elle permet également de rejeter tous les événements non ou mal reproduits par la simulation: les processus à très bas angle, à faible impulsion transversale ou bien encore les bruits de fond dus au faisceau (*beam-gas*).

Dans un premier temps seuls les événements dont la multiplicité des particules chargées est supérieure ou égale à 4 sont retenus. La plupart des processus leptoniques sont ainsi rejetés ($Z \rightarrow l^+ l^-$ et les processus à deux photons $\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^-$ où l est un électron, un muon ou un tau se désintégrant en une seule particule visible) et également les bruits de fond dus au faisceau. Cette coupure est assez basse comparée au nombre de particules que l'on attend en moyenne dans un événement $b\bar{b} l^+ l^-$ (cf. figure 7.1) afin de préserver la sensibilité de l'analyse à un éventuel boson de Higgs se désintégrant en leptons τ . Ces deux topologies seront distinguées par une coupure $N_{ch} > 8$ dans le cas $h \rightarrow b\bar{b}$ et $N_{ch} \leq 8$ dans le cas $h \rightarrow \tau^+ \tau^-$, évitant ainsi tout problème de recouvrement. Le désaccord entre données réelles et simulation, observé dans la région de faible multiplicité sera abordé au paragraphe 7.2 consacré au cas d'un boson de Higgs se désintégrant en paires de taus.

L'énergie correspondant à l'ensemble des particules chargées doit également vérifier $E_{ch} > 0.3 \times \sqrt{s}$. Parmi les particules chargées, au moins deux doivent être reconstruites dans la région centrale du détecteur ($\theta > 40^\circ$). Cette coupure est particulièrement efficace contre tous les processus engendrant des particules vers les régions avant, c'est à dire essentiellement les processus à plus grande section efficace que sont les événements Bhabha et photon-photon.

Enfin, deux des particules chargées doivent avoir des charges opposées et des impulsions ou énergies supérieures à 10 GeV/c. Ils constituent les *candidats* leptons de l'événement. Il peut arriver que plusieurs paires vérifient ces critères au sein d'un même événement. L'ensemble des paires possibles est alors conservé et un événement ne sera rejeté dans la suite de l'analyse que si aucune de ces paires de *candidats* leptons ne vérifient l'ensemble des critères de sélection.

Cette présélection hadronique permet de supprimer par un facteur 10^4 à 10^5 les événements Bhabha et photon-photon qui ne représentent plus alors que 1 % du bruit de fond total. Environ 99,9 % des événements leptoniques $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ou $\tau^+ \tau^-$ sont également rejetés. Le bruit de fond est alors dominé par les paires $q\bar{q}(\gamma)$ (les $4/5^e$ environ du bruit de fond total) et par les processus à 4 fermions (le $1/5^e$ restant) constitués principalement de paires $W^+ W^-$.

Impulsion ou énergie des *candidats* leptons et acolinéarité – La paire de leptons rencontrée dans un événement hZ est issue d'un boson Z sur sa couche de masse, quasiment au repos lorsqu'on s'approche de la limite cinématique. L'impulsion de ces leptons est donc proche de 45 GeV. Cette caractéristique va permettre d'éliminer tous les événements où au moins un des *candidats* leptons est issu d'un jet ($q\bar{q}(\gamma)$, $W^+ W^-$ et $We\nu$) et est donc en général beaucoup moins énergétique. Dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$ l'impulsion mesurée par les détecteurs de trace sera utilisée, tandis que l'on préférera l'énergie calorimétrique dans le cas du canal he^+e^- .

– **L'impulsion des *candidats* muons** prend en compte la présence d'éventuelles radiations dans l'état final (FSR). Si un des leptons est identifié comme muon mais que son énergie électromagnétique est anormalement élevée ($> 2,5$ GeV) comparée au dépôt calorimétrique attendu dans le cas d'une

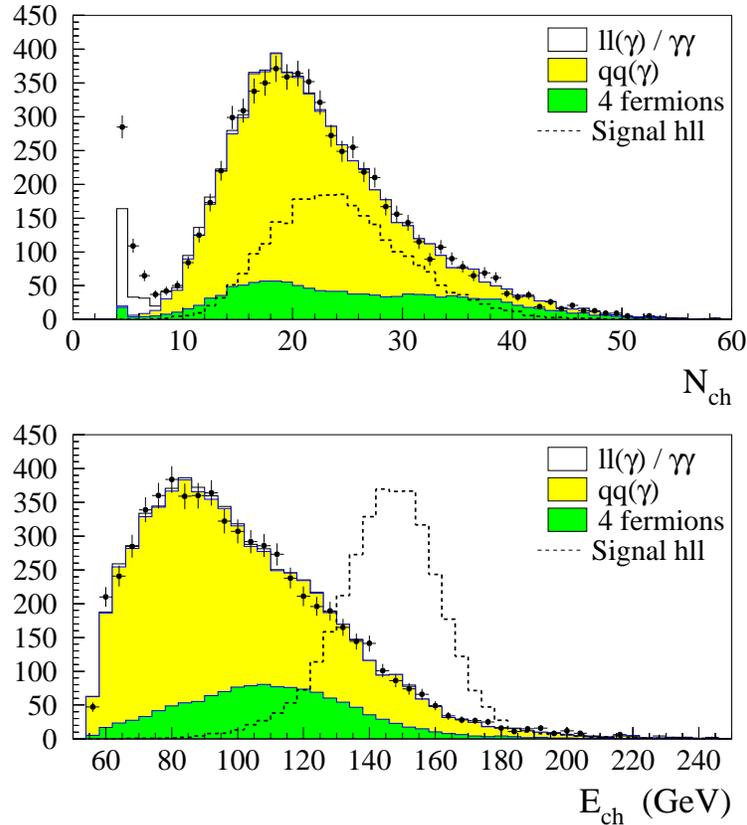


FIG. 7.1 – Analyse $hl^{+}l^{-}$ à $\sqrt{s}=189$ GeV – Multiplicité des particules chargées (figure du haut) après la présélection et une coupure $N_{ch} \geq 4$. Energie des particules chargées (figure du bas) après la même présélection mais avec une coupure $N_{ch} > 8$. La distribution non normalisée attendue pour des signaux $he^{+}e^{-}$ et $h\mu^{+}\mu^{-}$ (avec $h \rightarrow b\bar{b}$) est représentée en pointillé pour des masses m_h allant de 70 à 97,5 GeV/c².

particule au minimum d’ionisation (cas d’un FSR fortement colinéaire), alors l’énergie calorimétrique est ajoutée à l’impulsion du muon et les erreurs de mesures sont modifiées en conséquence. Dans le cas d’un FSR *acolinéaire* (ie le photon et le muon sont suffisamment séparés pour que la granularité du calorimètre autorise la reconstruction de deux particules distinctes), on ajoute à l’impulsion du muon l’énergie de tout photon proche (séparé par moins de 20° du muon), isolé de n’importe quelle particule chargée autre que le muon (différence entre l’angle “photon-particule chargée la plus proche” et l’angle “photon-muon” supérieure à 20°) et d’énergie supérieure à 3 GeV. La figure 7.2 présente la distribution de l’impulsion du *candidate* muon le plus rapide, au niveau de la présélection.

– **Dans le cas des *candidates* électrons**, la coupure porte sur l’énergie calorimétrique qui offre de meilleurs résultats que l’impulsion. Dans certaines régions délicates comme les zones mortes du calorimètre, l’impulsion sera toutefois utilisée si aucune énergie électromagnétique n’a été mesurée. Il arrive également que l’électron commence à interagir avant le calorimètre, notamment dans la région avant où la quantité de matière précédent le calorimètre peut atteindre deux longueurs de radiation. L’impulsion sera alors utilisée. La distribution en énergie du *candidate* électron le plus énergétique est donnée sur la figure 7.2 au niveau de la présélection.

– **Acolinéarité des *candidates* leptons**: Un critère de sélection plus spécifique à l’obtention d’un bon accord entre données réelles et simulées a également été ajouté à ce niveau de sélection. L’angle d’ouverture entre les traces des deux *candidates* leptons doit être supérieur à 10°. En effet un excès de leptons de très basse masse invariante est observé, en particulier après l’identification des leptons

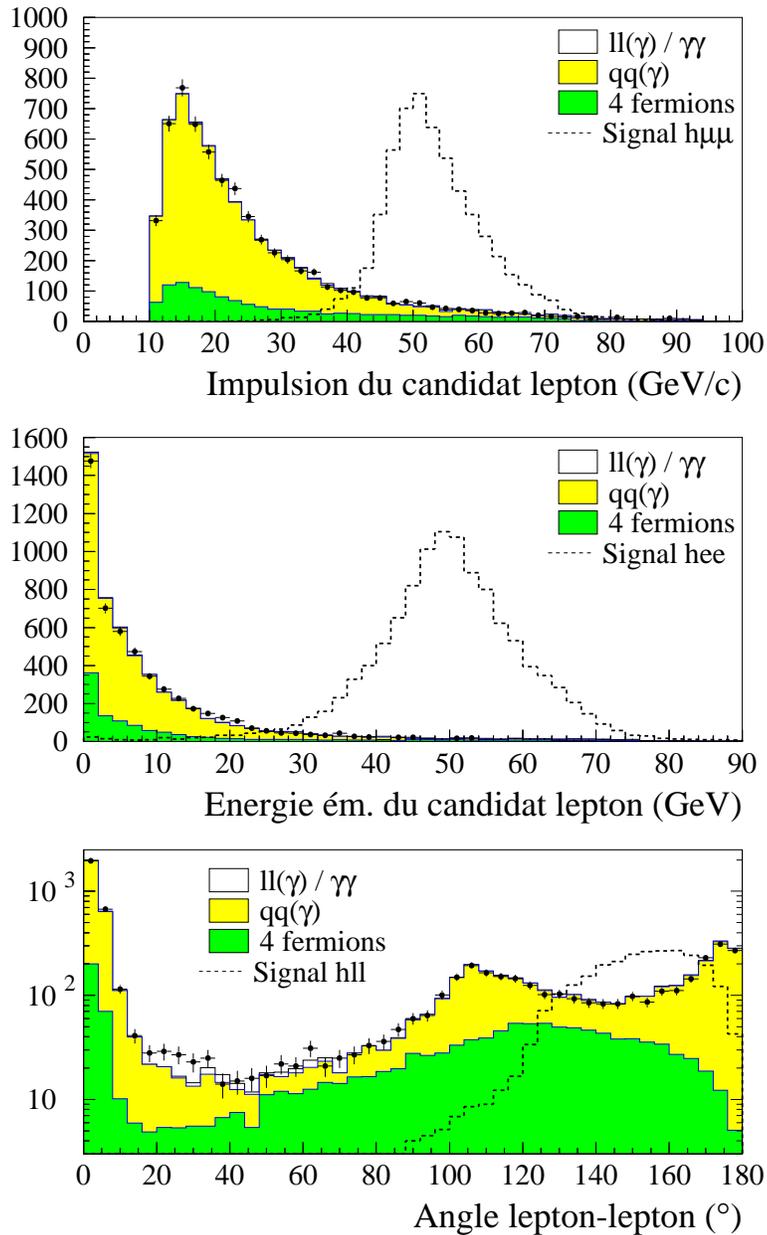


FIG. 7.2 – Analyse hl^{+1-} à $\sqrt{s}=189$ GeV – L'impulsion ou l'énergie électromagnétique du candidat lepton le plus rapide et l'angle d'ouverture entre les deux candidats leptons sont représentés pour les événements présélectionnés. La distribution non normalisée attendue pour des signaux he^+e^- ou $h\mu^+\mu^-$ (avec $h \rightarrow b\bar{b}$) est également indiquée pour des masses m_h allant de 70 à 97,5 GeV/c².

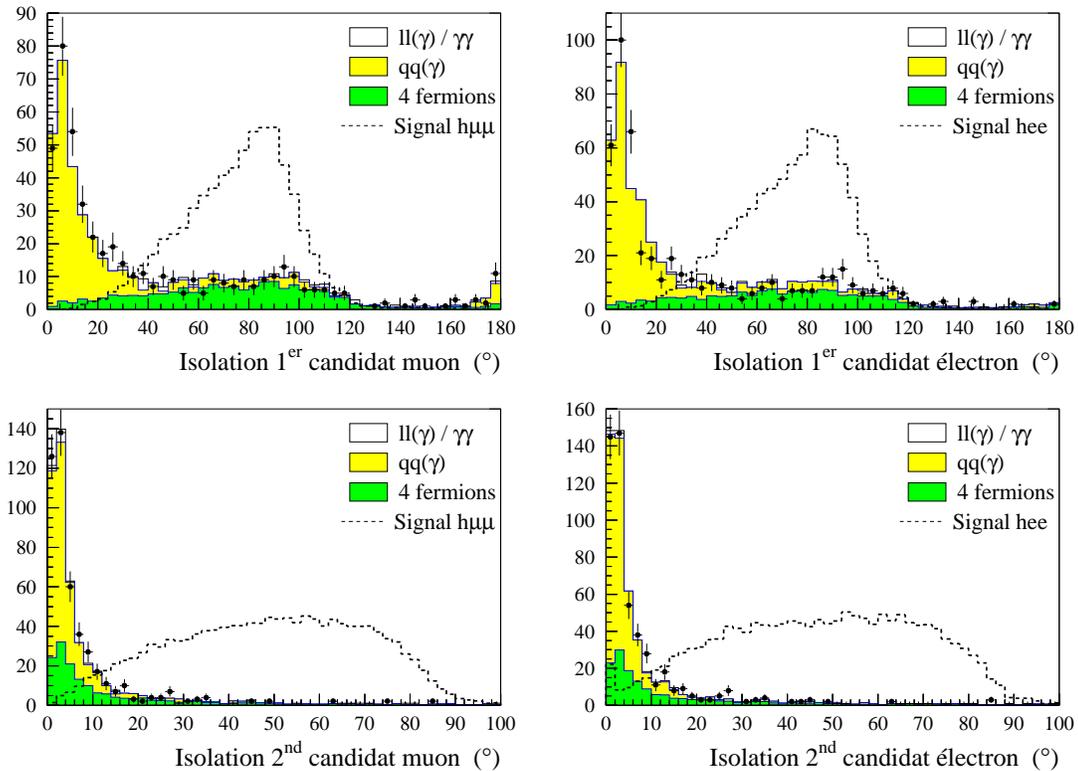


FIG. 7.3 – Analyse hl^{+1-} à $\sqrt{s}=189$ GeV – Angle d'isolation des candidats leptons par rapport aux jets pour les événements sélectionnés après les coupures en impulsion des leptons. La distribution non normalisée attendue pour des signaux $he^{+}e^{-}$ ou $h\mu^{+}\mu^{-}$ (avec $h \rightarrow b\bar{b}$) est également indiquée pour des masses m_h allant de 70 à 97,5 GeV/ c^2 .

lorsque le fond à 4 fermions devient dominant. L'explication la plus vraisemblable est la coupure $m_{ll} > 2$ GeV/ c^2 appliquée à la masse du dilepton dans les événements $Z\gamma^*$ simulés par PYTHIA. Cette coupure a pour but d'éviter les divergences lorsqu'on s'approche du pôle du photon. La distribution de l'angle d'ouverture du dilepton est donnée sur la figure 7.2 après la préselection. Aucune explication réellement fiable n'a pu être trouvée pour le léger désaccord dans la région 20 – 30°.

Identification des leptons – Les méthodes d'identification décrites aux paragraphes 6.1 et 6.2 sont utilisées. Le *point de fonctionnement* de l'identification (c.à.d. le niveau d'efficacité et de pureté auquel on souhaite travailler) est un paramètre libre du programme d'optimisation. Des niveaux d'identification différents peuvent être requis pour les deux leptons. Sont également testées des combinaisons du type:

$$[(1 \text{ lepton } x) \text{ ET } (1 \text{ lepton } y)] \text{ OU } (1 \text{ unique lepton } z) ,$$

où x , y et z sont les niveaux d'identification souhaités. D'une manière générale, des critères d'identification relativement *durs* seront retenus au fur et à mesure du processus d'optimisation dans le cas du canal $h\mu^{+}\mu^{-}$. L'identification des muons est en effet l'un des moyens les plus performants à notre disposition pour rejeter le bruit de fond. En revanche dans le cas du canal $he^{+}e^{-}$, des critères beaucoup moins contraignants sont *choisis* lors de l'optimisation. Une bonne pureté de l'identification d'électron est très coûteuse en efficacité et il est préférable d'utiliser les autres caractéristiques du signal $he^{+}e^{-}$ pour l'isoler du bruit de fond, comme la contrainte sur la masse du diélectron ou bien encore l'étiquetage des mésons B. Grossièrement, dans le cas du canal $h\mu^{+}\mu^{-}$ à $\sqrt{s}=189$ GeV, deux muons sont requis, l'un avec une *bonne* fiabilité, l'autre avec une fiabilité *faible*. Le bruit de fond est ainsi réduit

d'un facteur 30, tandis que l'efficacité subit une baisse absolue d'environ 4 à 5 %. Les processus à 2 photons, à 2 fermions ($l^+l^-(\gamma)$ et $q\bar{q}(\gamma)$) et les événements Ze^+e^- et $We\nu$ sont quasiment entièrement supprimés. Seuls demeurent les événements ZZ et W^+W^- pour lesquels l'un des bosons se désintègre de manière leptonique. Dans le cas du canal he^+e^- à $\sqrt{s}=189$ GeV, deux électrons sont requis, tout deux avec des critères de fiabilité *faible*. Les événements avec un seul électron identifié avec une fiabilité *moyenne* sont également acceptés. Le bruit de fond est diminué d'un facteur 9 environ, tandis que les efficacités baissent en moyenne de 2 à 4 % en absolu. Le bruit de fond QCD reste dominant (un peu plus de la moitié du bruit de fond total), légèrement devant les processus à 4 fermions (44 %).

Reconstruction des jets – Nous nous intéressons au cas d'un boson de Higgs se désintégrant en une paire de quarks b. Nous pouvons donc exiger qu'au moins deux jets soient reconstruits dans les événements sélectionnés. Le choix de la distance et du paramètre de résolution a été dicté par des considérations de performances en termes d'efficacité de détection de signal et de suppression du bruit de fond. Le meilleur compromis a été obtenu par l'algorithme de **DURHAM** associé à un paramètre de résolution $y_{cut} = 0,12$ (cf. 6.3.3). Au moins deux particules doivent être présentes dans chacun des deux jets les plus énergiques. Cette coupure est surtout utile contre des *faux* jets, constitués en fait d'un unique photon trop énergétique pour être "ramené" dans le jet le plus proche au moment de la reconstruction des jets. Quelques événements de bruit de fond sont rejetés, essentiellement des processus à 4 fermions entièrement leptonique, où un électron est à l'origine d'une gerbe électromagnétique. Plusieurs traces sont reconstruites au sein de la gerbe et l'événement n'est pas rejeté par la coupure en multiplicité $N_{ch} > 8$.

Isolation des leptons – Arrivé à ce stade, les bruit de fond dominant sont formés des événements ZZ et W^+W^- et également Ze^+e^- et $q\bar{q}(\gamma)$ dans le du canal he^+e^- . Dans le cas des événements $q\bar{q}(\gamma)$, les deux leptons sont issus de jets et sont donc peu isolés par rapport à ces derniers. La figure 7.3 représente l'angle d'isolation du lepton le plus isolé par rapport au jet, après la coupure sur l'impulsion ou l'énergie des leptons. Cet angle est fortement piqué à des valeurs inférieures à 10° dans le cas des événements $q\bar{q}(\gamma)$ alors qu'il peut atteindre 90° en moyenne dans le cas du signal hl^+l^- . En ce qui concerne les événements W^+W^- , le premier lepton est issu d'une désintégration leptonique du W et est donc isolé, en revanche le second lepton est produit au sein d'un jet. L'angle d'isolation du second lepton (le moins isolé) est clairement piqué aux petites valeurs dans le cas du W^+W^- . Une coupure sur l'angle d'isolation du lepton le moins isolé est beaucoup plus gourmande en efficacité que dans le cas du lepton le plus isolé (particulièrement dans le canal he^+e^-), et presque toujours le processus d'optimisation *choisit* d'utiliser des valeurs de coupures différentes sur ces deux variables plutôt qu'une coupure unique sur l'angle d'isolation le plus faible.

Masse du dilepton – Parmi les bruit de fond restants (4 fermions et $q\bar{q}$), les événements ZZ sont les seuls à engendrer un paire de leptons dont la masse invariante est piquée à m_Z . Les masses sont reconstruites à l'aide d'un ajustement cinématique contraint décrit au paragraphe 6.4. Les 4 premières contraintes sont dictées par la conservation de l'énergie-impulsion. La dernière contrainte impose à la masse du dilepton d'être compatible avec celle d'un boson Z, en prenant en compte la largeur naturelle du Z. La probabilité de χ^2 du fit est ensuite utilisée comme variable discriminante dans le processus d'optimisation. Toutefois le "gros" de la discrimination entre bruit de fond et signal s'effectue surtout au moment de l'exécution de l'ajustement, par le fait que l'ajustement converge ou non. Le gain apporté ensuite par la coupure sur le χ^2 des ajustements ayant convergés demeure relativement modeste. Dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$, les photons FSR sont pris en compte avant l'ajustement et font partie du système auquel on applique la contrainte sur la masse du Z. Les résolutions sur les masses obtenues ont été indiquées au paragraphe 6.4. Elles s'élèvent à $\sigma_{m_Z} = 1,5$ GeV/ c^2 et $\sigma_{m_h} = 1,9$ GeV/ c^2 dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$ et à $\sigma_{m_Z} = 1,6$ GeV/ c^2 et $\sigma_{m_h} = 2,3$ GeV/ c^2 dans le cas du canal he^+e^- .

Étiquetage des mésons B – Le boson de Higgs en se désintégrant en quarks b va engendrer des mésons B lors du processus d'hadronisation. Ces mésons B sont relativement *boostés* et peuvent ainsi voler sur des distances des distances de l'ordre de quelques millimètres ($c\tau = 495$ μm dans le

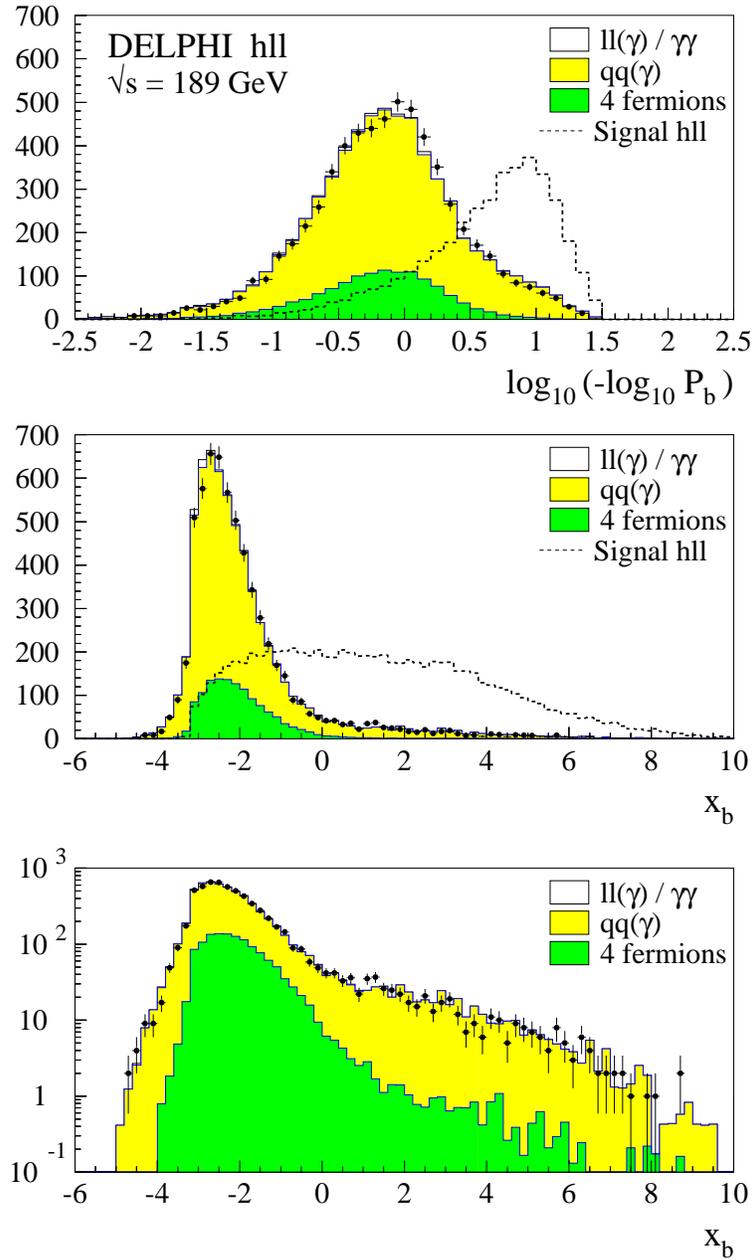


FIG. 7.4 – Analyse hl^+l^- à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ – Distribution des variables d’étiquetage des mésons B. La variable \mathcal{P}_b reposant uniquement sur la signification statistique des paramètres d’impact est représentée sur la figure du haut. La distribution de la variable “combinée” x_b est donnée sur les deux figures du bas en échelle linéaire et logarithmique afin de faciliter la comparaison entre données et simulation dans les régions des événements à fort contenu en b . La comparaison est effectuée au niveau de la présélection. La distribution non normalisée attendue pour des signaux hl^+l^- (avec $h \rightarrow b\bar{b}$) est également indiquée pour des masses m_h allant de 70 à 97,5 GeV/c^2 .

cas des mésons B^\pm). Le méson est détecté sous la forme d'un vertex déplacé, reconstruit à l'aide de l'algorithme décrit au paragraphe 6.5. Dans le cadre des analyses hl^+l^- , l'étiquetage de mésons B est employé à un niveau d'efficacité relativement élevé par rapport aux canaux à 4 jets hZ ou hA . Le gain apporté par la variable dite *combinée* x_b , qui ajoute essentiellement des informations sur les vertex secondaires, est donc relativement faible comparé à la variable probabiliste \mathcal{P}_b reposant uniquement sur la signification statistique des paramètres d'impact. Un remarquable accord est obtenu entre données réelles et simulation (*cf.* figure 7.4), aussi bien dans les régions à faible contenu en b dominées par les événements W^+W^- et les paires de quarks légers que dans les régions à plus fort contenu en b, dominées par les paires $b\bar{b}(\gamma)$ et les processus à 4 fermions ZZ et Ze^+e^- où un Z se désintègre en paire de quarks b. Cela semble indiquer que si les désaccords rencontrés dans les canaux à 4 jets [2] sont dus à des processus physiques mal simulés alors les phénomènes de nature QCD sont vraisemblablement en cause (production d'événements 4 jets à partir d'une paire de quarks ayant rayonnés deux gluons ou bien un seul gluon se divisant en deux quarks).

D'une manière générale, la procédure d'optimisation aboutit à des valeurs de coupures concernant l'étiquetage de b beaucoup plus restrictives dans le cas du canal he^+e^- que dans celui du canal $h\mu^+\mu^-$. Le signal est réduit d'environ 10 % (relatif) pour $h\mu^+\mu^-$ et cette baisse peut atteindre jusqu'à 20% dans le canal he^+e^- . Le bruit de fond en fin de sélection est dominé par les événements ZZ et inclut quelques événements W^+W^- et également Ze^+e^- dans le cas du canal he^+e^- .

Topologie	\sqrt{s} (GeV)	p_1 (GeV/c)	p_2 (GeV/c)	α_1 (°)	α_2 (°)	$\log_{10} \mathcal{P}(\chi^2)$	eti. b
$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	189	34	19	16	8	-18	-1,8
$e^+e^-q\bar{q}$	189	25	21	16	10	-13	-1,4
$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	183	14	10	16	5	-14	-2,2
$e^+e^-q\bar{q}$	183	33	10	14	6	-29	-1,6

TAB. 7.1 – Critères de sélection employés pour la recherche d'événements hl^+l^- . Les coupures sur l'impulsion des leptons (p_1 , p_2) et sur leur isolation par rapport aux jets (α_1 , α_2) sont indiquées, ainsi que les minima requis sur la probabilité du χ^2 de l'ajustement cinématique et sur la variable "combinée" x_b d'étiquetage des mésons B.

7.1.2 Résultats

Les valeurs des coupures sur les variables discriminantes qui viennent d'être présentées sont définies à l'aide la méthode d'optimisation décrite au paragraphe 6.6. Le tableau 7.1 résume ces valeurs pour les analyses he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ à $\sqrt{s}=183$ et 189 GeV. Des échantillons d'événements he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ simulés pour des masses de boson de Higgs allant de 60 à 95 GeV/ c^2 à $\sqrt{s}=183$ GeV et de 70 à 97,5 GeV/ c^2 à $\sqrt{s}=189$ GeV sont utilisés. Le choix du point de fonctionnement optimal s'effectue par une minimisation du niveau de confiance $\langle CL_s \rangle_b$ (*cf.* paragraphe 6.6.2) qui prend en compte les résultats de l'ensemble des canaux hZ , ainsi que la distribution des masses de recul (estimateur de la masse du boson Higgs) pour le signal et pour le fond en chacun des points testés. Le choix a été effectué en utilisant un échantillon de signal correspondant à $m_h=90$ GeV/ c^2 à $\sqrt{s}=183$ GeV et à $m_h=95$ GeV/ c^2 à $\sqrt{s}=189$ GeV. Ces masses sont les plus proches des limites d'exclusion que l'on espère atteindre si aucun signal n'est découvert.

Les courbes d'efficacité en fonction du bruit de fond obtenues à l'issue du processus d'optimisation sont représentées sur la figure 7.5. Le nombre de données observé est en bon accord avec celui prédit par la simulation des processus standards dans le cas du canal he^+e^- . Un excès de un à deux événements est observé dans le canal $h\mu^+\mu^-$ à $\sqrt{s}=183$ GeV, mais cet effet ne se confirme pas à $\sqrt{s}=189$ GeV.

L'effet des coupures correspondant aux points de fonctionnement choisis est résumé par les tableaux 7.2. Les données réelles et simulées sont en bon accord tout au long de la sélection. Lorsque les canaux he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ sont combinés, le signal ZZ devient relativement conséquent: avant l'étiquetage des mésons B, $11,1 \pm 0,4$ événements ZZ sont attendus parmi le bruit du fond qui au total atteint $16,0 \pm 0,8$ événements, à comparer aux 18 événements observés dans l'ensemble des données

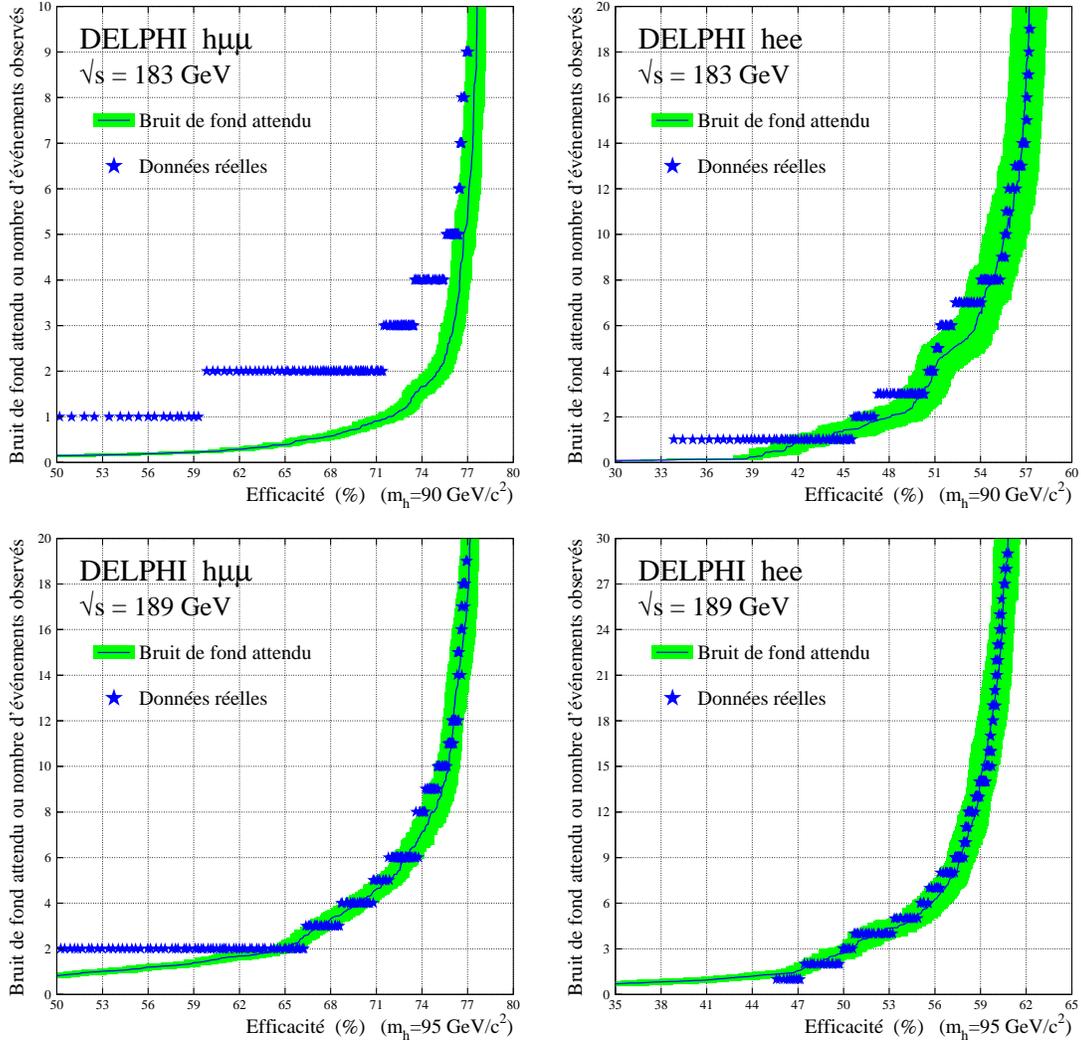


FIG. 7.5 – Nombre d'événements observés dans les données réelles ou prédits par la simulation des processus standards en fonction de l'efficacité sur un signal $h\mu^+\mu^-$ (figures de gauche) ou he^+e^- (figures de droite) pour $m_h=90$ GeV/c² à $\sqrt{s}=183$ GeV et $m_h=95$ GeV/c² à $\sqrt{s}=189$ GeV. La bande gris clair correspond à l'erreur statistique sur l'efficacité et le bruit de fond. Le générateur utilisé pour les processus à 4 fermions est PYTHIA dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$ et EXCALIBUR dans le cas du canal he^+e^- .

Sélection $h\mu^+\mu^-$ $\sqrt{s}=183$ GeV	Données réelles	Données simulées	ZZ	W^+W^-	Ze^+e^- $W\nu$	$q\bar{q}(\gamma)$	$l^+l^-(\gamma)$ $\gamma\gamma$	$h\mu^+\mu^-$ ϵ (%)
Présélection	2 243	$2\,252 \pm 16$	24,5	345	41,3	1 817	23,6	84,8
Impulsion des μ	1 509	$1\,531 \pm 14$	19,4	287	28,3	1 179	17,4	84,7
Identification des μ	25	$23,8 \pm 1,7$	2,97	8,12	0,30	12,4	0	77,9
Jets	24	$22,5 \pm 1,6$	2,59	7,71	0,16	12,0	0	77,6
Isolation des μ	13	$10,2 \pm 1,0$	2,44	3,70	0,15	3,94	0	76,2
Masse dimuon	3	$1,02 \pm 0,09$	0,91	0,10	0	0	0	72,1
Etiquetage de b	2	$0,48 \pm 0,06$	0,44	0,03	0	0	0	66,1

Sélection $h\mu^+\mu^-$ $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées	ZZ	W^+W^-	Ze^+e^- $W\nu$	$q\bar{q}(\gamma)$	$l^+l^-(\gamma)$ $\gamma\gamma$	$h\mu^+\mu^-$ ϵ (%)
Présélection	6 317	$6\,339 \pm 39$	85,5	1 086	127	4 982	57,2	91,7
Impulsion des μ	490	481 ± 12	16,9	132	19,6	299	13,2	86,2
Identification des μ	17	$15,6 \pm 0,9$	7,86	7,35	0	0,41	0	81,0
Jets	13	$14,1 \pm 0,8$	6,95	6,75	0	0,41	0	80,8
Isolation des μ	6	$8,85 \pm 0,5$	6,76	2,09	0	0	0	79,3
Masse dimuon	6	$4,93 \pm 0,28$	4,59	0,34	0	0	0	76,7
Etiquetage de b	2	$1,69 \pm 0,15$	1,62	0,07	0	0	0	70,8

Sélection he^+e^- $\sqrt{s}=183$ GeV	Données réelles	Données simulées	4 fermions		$q\bar{q}(\gamma)$	$l^+l^-(\gamma)$ $\gamma\gamma$	he^+e^- ϵ (%)
			$e^+e^-q\bar{q}$	autres			
Présélection	2 257	$2\,236 \pm 16$	10,3	373	1 828	23,8	76,4
Energie des électrons	484	476 ± 8	6,91	136	321	11,2	74,1
Identification des électrons	53	$55,0 \pm 2,0$	4,43	37,6	9,55	3,37	64,0
Jets	49	$50,4 \pm 1,8$	3,70	36,0	8,95	1,62	63,5
Isolation des électrons	19	$22,6 \pm 1,1$	2,91	17,3	1,88	0,58	62,1
Masse diélectron	3	$3,16 \pm 0,31$	1,39	1,77	0	0	50,5
Etiquetage de b	1	$0,52 \pm 0,09$	0,43	0,08	0	0	40,8

Sélection he^+e^- $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées	4 fermions		$q\bar{q}(\gamma)$	$l^+l^-(\gamma)$ $\gamma\gamma$	he^+e^- ϵ (%)
			$e^+e^-q\bar{q}$	autres			
Présélection	6 408	$6\,223 \pm 39$	30,0	1 173	4 962	57,2	84,4
Energie des électrons	536	506 ± 13	13,6	136	347	8,71	75,9
Identification des électrons	203	207 ± 8	11,6	80,2	112	2,71	72,8
Jets	184	196 ± 7	10,1	75,0	108	2,71	72,5
Isolation des électrons	35	$38,1 \pm 2,2$	8,40	24,8	4,96	0	70,3
Masse diélectron	6	$6,88 \pm 0,69$	4,94	1,53	0,41	0	62,6
Etiquetage de b	1	$1,38 \pm 0,22$	1,22	0,16	0	0	55,3

TAB. 7.2 – Recherche d'événements $hZ \rightarrow b\bar{b} l^+ l^-$ à $\sqrt{s}=183$ et 189 GeV – Comparaison entre données réelles et simulées. Dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$, PYTHIA est utilisé comme générateur de processus à 4 fermions, tandis que EXCALIBUR est employé dans le cas du canal he^+e^- . La dernière colonne des tableaux indique les efficacités obtenues sur un signal $h\mu^+\mu^-$ où he^+e^- où le boson de Higgs se désintègre en quarks b. Des masses $m_h=90$ et 95 GeV/c² sont utilisées respectivement à $\sqrt{s}=183$ et 189 GeV.

(212 pb^{-1}) collectées à $\sqrt{s}=183$ et 189 GeV . Ce signal ZZ fortement similaire au signal hZ recherché permet de contrôler notre capacité à bien reconstruire ces événements. Les distributions des masses du dilepton et de recul sont présentées sur la figure 7.6 avant l'étiquetage de b . Le "pic" d'événements ZZ est bien reconstruit aussi bien dans la simulation que dans les données réelles. Toutefois on constate une queue assez importante aux basses masses de dilepton qui est essentiellement due à une mauvaise reconstruction de l'énergie des électrons, mais cet effet est assez bien reproduit par la simulation.

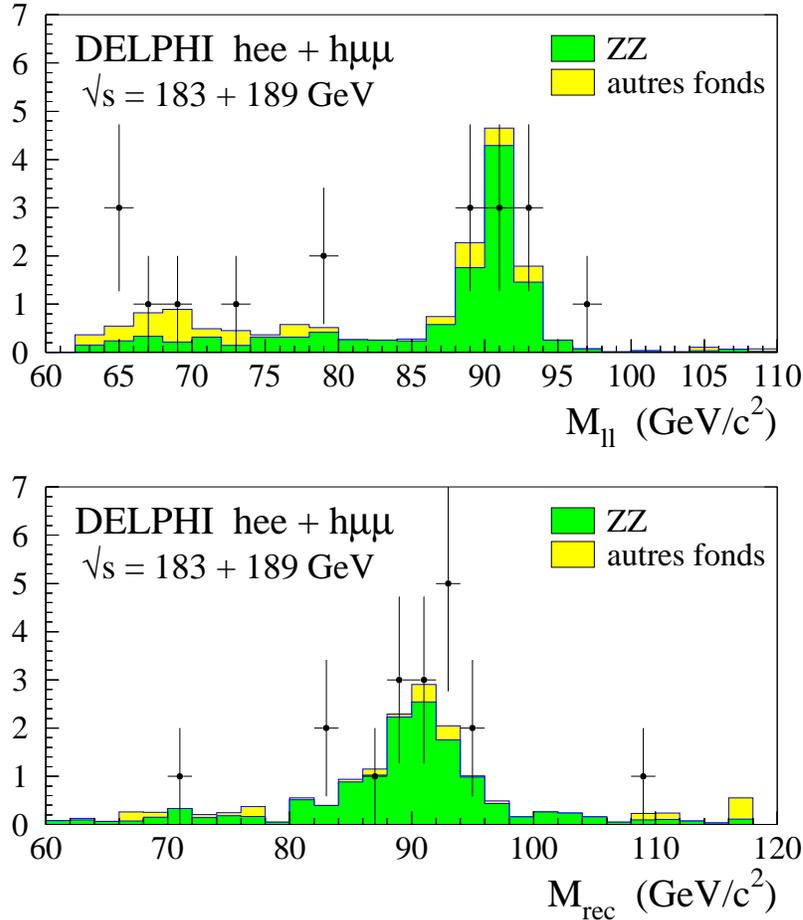


FIG. 7.6 – Masse du dilepton (en haut) et de recul (en bas) après l'ajustement cinématique et avant l'étiquetage des mésons B .

Après l'étiquetage des mésons B , seuls 6 événements sont conservés tandis que $4,1 \pm 0,3$ sont prédits par la simulation des processus standards. Les caractéristiques détaillées de ces candidats sont données en annexe dans le tableau B.1. La distribution en masse de ces événements est présentée sur les figures 7.7, le signal hZ attendu est également indiqué. On s'attend à observer de 6,4 à 1,2 événements he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ pour des masses de boson de Higgs allant de $70 \text{ GeV}/c^2$ à $95 \text{ GeV}/c^2$ (cf. figure 7.8). La luminosité accumulée jusqu'à présent reste donc insuffisante pour que l'analyse des canaux he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ soit *conclusive*. Le niveau de confiance CL_s fondé sur les taux de comptage uniquement et en utilisant des probabilités poissoniennes croît de 11,5 % à 82,7 % pour des masses allant de $m_h=70 \text{ GeV}/c^2$ à $95 \text{ GeV}/c^2$. Les observations obtenues dans la recherche d'événements he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ sont combinées avec celles des autres canaux hZ , et permettent alors une interprétation claire des résultats qui sera donnée au paragraphe 7.3.

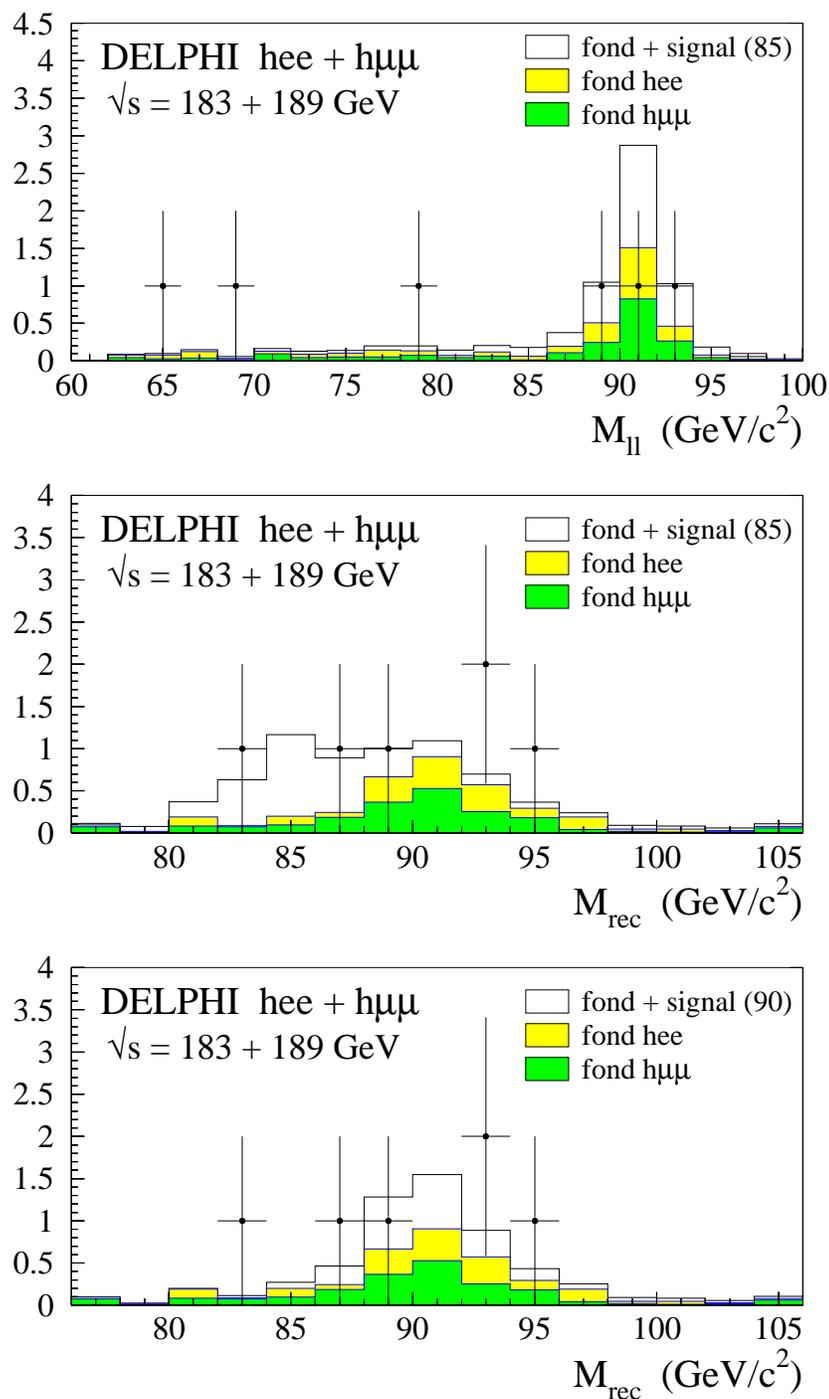


FIG. 7.7 – Masse du dilepton (M_{ll}) et de recul (M_{rec}) après l'étiquetage des mésons B. Les bruits de fond rencontrés dans les canaux he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ sont représentés respectivement en gris clair et gris foncé. Le signal hZ attendu pour $m_h=85 \text{ GeV/c}^2$ est également indiqué sur les deux figures supérieures, et pour $m_h=90 \text{ GeV/c}^2$ sur la figure inférieure.

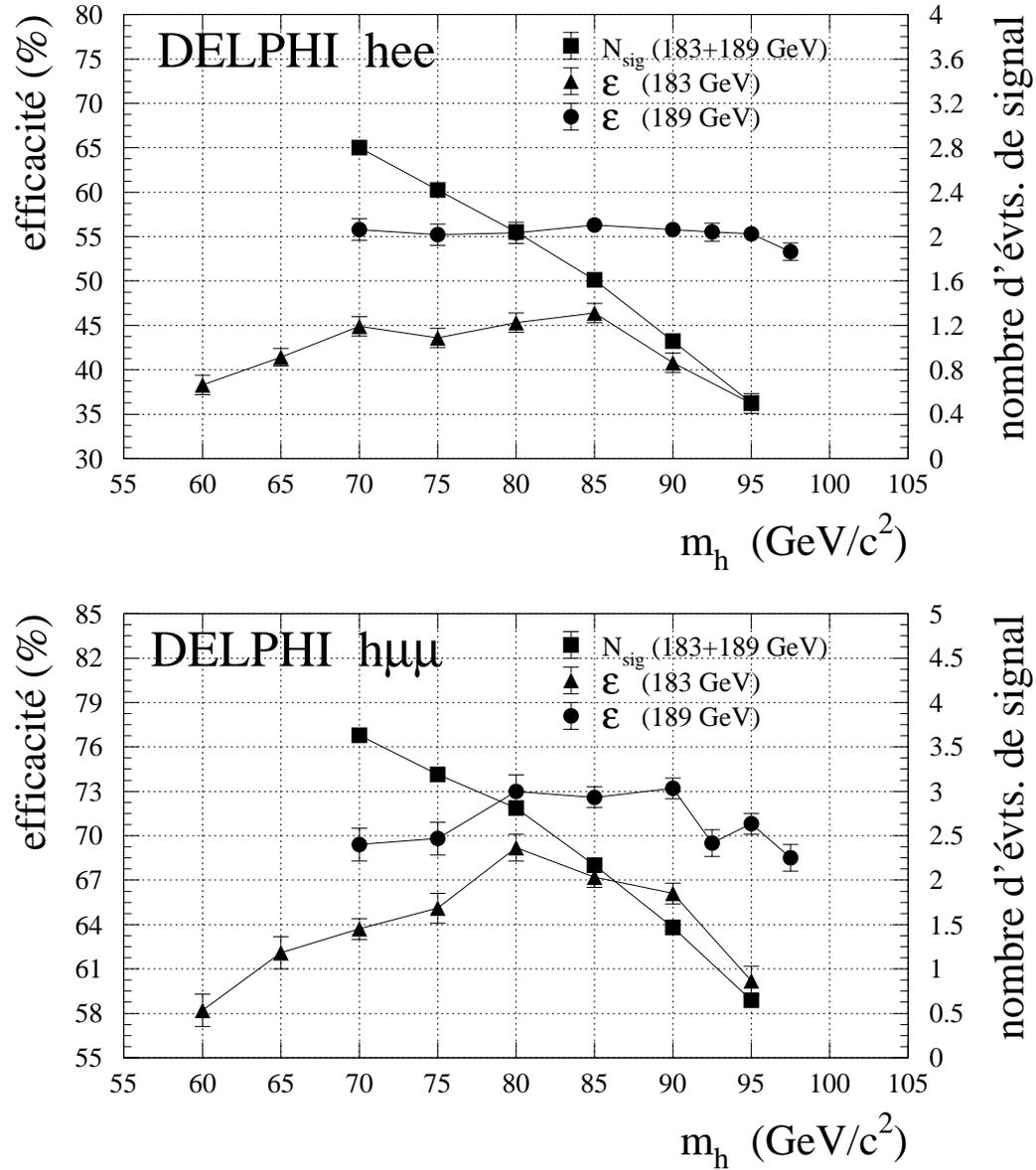


FIG. 7.8 – Efficacités de détection d'un signal he^+e^- (en haut) ou $h\mu^+\mu^-$ (en bas) à $\sqrt{s}=183$ GeV (triangles) et à $\sqrt{s}=189$ GeV (cercles). Le nombre total d'événements (carré) attendus dans les 212 pb^{-1} enregistrés par DELPHI à ces deux énergies est également donné en se plaçant dans le cadre du modèle standard.

7.1.3 Erreurs systématiques

On s'attend à ce que la principale source d'erreurs systématiques soit la simulation imparfaite de la réponse du détecteur. Aussi l'accord entre données observées et simulées a été soigneusement contrôlé à chaque étape de la sélection. Pour chacune des variables continues utilisées dans la sélection, on compare les distributions des données réelles et du bruit de fond simulé et on choisit la différence des valeurs moyennes de ces distributions comme estimateur du niveau d'accord obtenu sur ces variables. Les valeurs des coupures sont alors modifiées en ajoutant ou en retranchant cette différence. Les variations des efficacités et du bruit de fond observées pour chacune des coupures sont sommées quadratiquement afin de définir l'erreur systématique totale. Le résultat obtenu pour les efficacités est récapitulé en annexe dans les tableaux B.2 et B.3: les erreurs systématiques sur les efficacités sont en générale inférieures à 1,5 %. Dans le cas du bruit de fond, les variations observées sont difficiles à estimer (de l'ordre de 0,03 événement pour les analyses effectuées à $\sqrt{s}=189$ GeV) du fait de la statistique limitée des échantillons de simulation.

Une seconde source d'erreurs systématiques est due à l'utilisation de *générateurs* d'événements qui ne reproduisent pas toujours parfaitement la réalité des processus physiques (calculs théorique approchés, utilisation de *cut-off* pour éviter des divergences...). Le bruit de fond rencontré lors de la recherche d'événements hl^+l^- est dominé par les processus à 4 fermions. Les prédictions des générateurs 4 fermions **PYTHIA** et **EXCALIBUR** ont donc été comparées à chaque étape de la sélection (*cf.* tableaux B.4 en annexe). On observe un accord raisonnable et les effets d'interférences non simulés par **PYTHIA** ne semblent pas poser de problème dans le cas du canal he^+e^- (interférence entre les processus ZZ et Ze^+e^-). La différence sur le taux d'événements prédit par les deux générateurs en fin de sélection est prise comme estimateur de l'erreur systématique sur le bruit de fond, soit 0,15 événement pour l'analyse $h\mu^+\mu^-$ et 0,17 événement pour l'analyse he^+e^- .

Nous allons maintenant voir comment modifier le plus simplement possible l'analyse $hZ \rightarrow b\bar{b} l^+ l^-$ afin de la rendre sensible au cas d'un boson de Higgs se désintégrant en lepton τ .

7.2 Extension au cas d'un boson de Higgs se désintégrant en leptons τ

Dans le domaine de masse couvert à LEP II ($m_h \sim 60$ à 105 GeV/ c^2), le modèle standard prédit un rapport d'embranchement d'environ 7 à 8 % du boson de Higgs en leptons τ . Les états finals he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ pour lesquels le Higgs se désintègre en τ ne représentent donc qu'environ 0,5 % des états finals hZ . L'intérêt de cette recherche dans le cadre du modèle standard est donc assez limité. En revanche, elle prend tout son sens pour les modèles supersymétriques: par exemple dans le cas du **MSSM**, et sous certaines conditions [3], le mode de désintégration en quarks b du boson de Higgs le plus léger h peut se fermer au profit du mode $h \rightarrow \tau^+\tau^-$. Devant une telle éventualité nous souhaitons étendre la sensibilité des analyses he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ à ce type de désintégrations. Toutefois, par souci de simplicité, les modifications seront minimales et nous ne chercherons pas à optimiser cette nouvelle sélection. En particulier, aucune identification spécifique des leptons τ ne sera pratiquée. Des valeurs de coupures identiques à celles du canal $h \rightarrow b\bar{b}$ seront généralement utilisées. Seules quelques caractéristiques que nous allons maintenant décrire sont modifiées. Cette nouvelle sélection a uniquement été appliquée aux 158.0 pb $^{-1}$ de données enregistrées par DELPHI à $\sqrt{s}=189$ GeV.

7.2.1 Sélection des événements

Présélection – Pour éviter tout problème de recouvrement avec le canal $h \rightarrow b\bar{b}$, uniquement les événements dont la multiplicité des particules chargées est inférieure ou égale à 8 sont conservés. Cela permet de couvrir le cas dominant des leptons taus se désintégrant en une ou trois particules chargées. Le bruit de fond engendré par les paires de leptons issues d'un boson Z , d'interactions photon-photon ou bien encore d'événements Bhabha est fortement réduit en demandant que la multiplicité chargée soit supérieure ou égale à 4. Le reste de la présélection demeure inchangée par rapport au canal

$h \rightarrow b\bar{b}$. La distribution de la multiplicité des particules chargées est présentée sur la figure 7.9 pour les événements présélectionnés. On observe un net excès d'événements à 4 ou 5 particules chargées. La présélection requiert deux particules énergiques ($p > 10$ GeV/c) qui constituent les *candidats* leptons. Si l'on s'intéresse à l'impulsion des particules chargées les plus rapides et autres que les deux *candidats* leptons, on constate une importante accumulation aux très faibles valeurs (*cf.* bas de la figure 7.9). Cet excès est en fait dû à des événements leptoniques ($Z \rightarrow l^+l^-$ ou $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$), auxquels se superposent des particules chargées "molles". Ces dernières sont souvent issues de la conversion d'un photon peu énergétique (radiation dans l'état final d'un muon ou bremsstrahlung d'un électron par exemple). On rencontre alors deux problèmes: d'une part la quantité de matière dans certaines régions du détecteur (en particulier vers l'avant) est parfois sous-estimée dans la simulation et le taux de photons se convertissant est alors plus élevé dans les données réelles que dans le MC; d'autre part, certains générateurs ne reproduisent qu'imparfaitement les phénomènes de radiation. C'est le cas du générateur d'événements Bhabha **BABAMC**, utilisé par DELPHI jusqu'en 1998. Les prédictions ne sont valables qu'au premier ordre en α_{QED} , et pas plus d'un photon ne peut être rayonné².

La paire de *candidats* leptons est aussi parfois accompagnée d'une particule très lente qui spirale dans la TPC sous l'effet du champ magnétique. Ces particules ont par exemple pour origine le bruit de fond dû aux faisceaux (*beam gas*). Le programme de reconstruction des traces **DELANA** scinde la plupart du temps la spirale en plusieurs éléments de traces. Il peut arriver qu'un de ces "bouts de trace" pointe vers le vertex et soit alors sélectionné. Mais ce type d'événement est plus rare, comparé aux événements avec conversion de photon.

Ces deux types de processus contribuent à augmenter la multiplicité des particules chargées des événements leptoniques ($Z \rightarrow l^+l^-$ ou $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$), si bien qu'ils sont présélectionnés alors qu'ils auraient dû être rejetés par la coupure $N_{ch} \geq 4$. Pour rejeter ces événements nous demandons à ce que l'impulsion p_1^{rec} de la particule la plus rapide du système de recul (*ie* hormis les deux *candidats* leptons) soit supérieure à 5 GeV/c et que celle de la seconde particule la plus rapide p_2^{rec} soit supérieure à 2 GeV/c. Ces critères ne sont pas suffisants pour complètement supprimer le désaccord, mais renforcer ces coupures serait trop coûteux en efficacité. Toutefois les photons de bremsstrahlung ou FSR sont généralement colinéaires au lepton, les particules engendrées lors la conversion du photon sont proches du lepton. Le problème de désaccord est ainsi résolu en demandant à ce que les deux particules les plus rapides du système de recul soient isolées de plus de 5° des *candidats* leptons. Après cette nouvelle présélection un accord raisonnable entre données réelles et simulées est obtenue comme l'indique le tableau 7.3.

Acolinéarité des *candidats* τ – Un critère supplémentaire sur l'acolinéarité des deux particules les plus rapides du système de recul est introduit afin de mieux rejeter les processus à deux fermions et à deux photons. L'angle d'ouverture entre ces deux particules doit être supérieure à 110°.

Impulsion ou énergie des *candidats* leptons et identification des leptons – Ces étapes de la sélection ne concernent que les produits de désintégrations du boson Z et sont donc laissées inchangées par rapport au cas $h \rightarrow b\bar{b}$.

Reconstruction des τ et suppression des événements Ze^+e^- – Aucune identification spécifique des τ n'est appliquée au système de recul. Toutefois exactement deux jets doivent être reconstruits à l'aide de l'algorithme de **DURHAM** utilisé avec un paramètre de résolution fixé à $y_{cut} = 0,01$. Chacun des *mini-jets* doit être formé de une ou trois traces dont les charges sont compatibles avec une paire $\tau^+\tau^-$. Arrivés à ce stade, les événements Ze^+e^- constituent un bruit de fond relativement important. Pour les supprimer, on exige qu'au moins un muon identifié avec une fiabilité *moyenne* soit présent dans le système de recul, ou bien que chacun des *mini-jets* soit écarté de plus de 30° par rapport à l'axe du faisceau. En effet l'électron "de la voie t" (celui ayant "émis le photon") dans un processus Ze^+e^- est en général très proche du faisceau.

2. Depuis cette année, DELPHI a décidé d'utiliser le générateur **BHWIDE** qui inclut un meilleur traitement des radiations. Mais ce générateur n'a pas été employé dans le cadre des analyses décrites dans cette thèse.

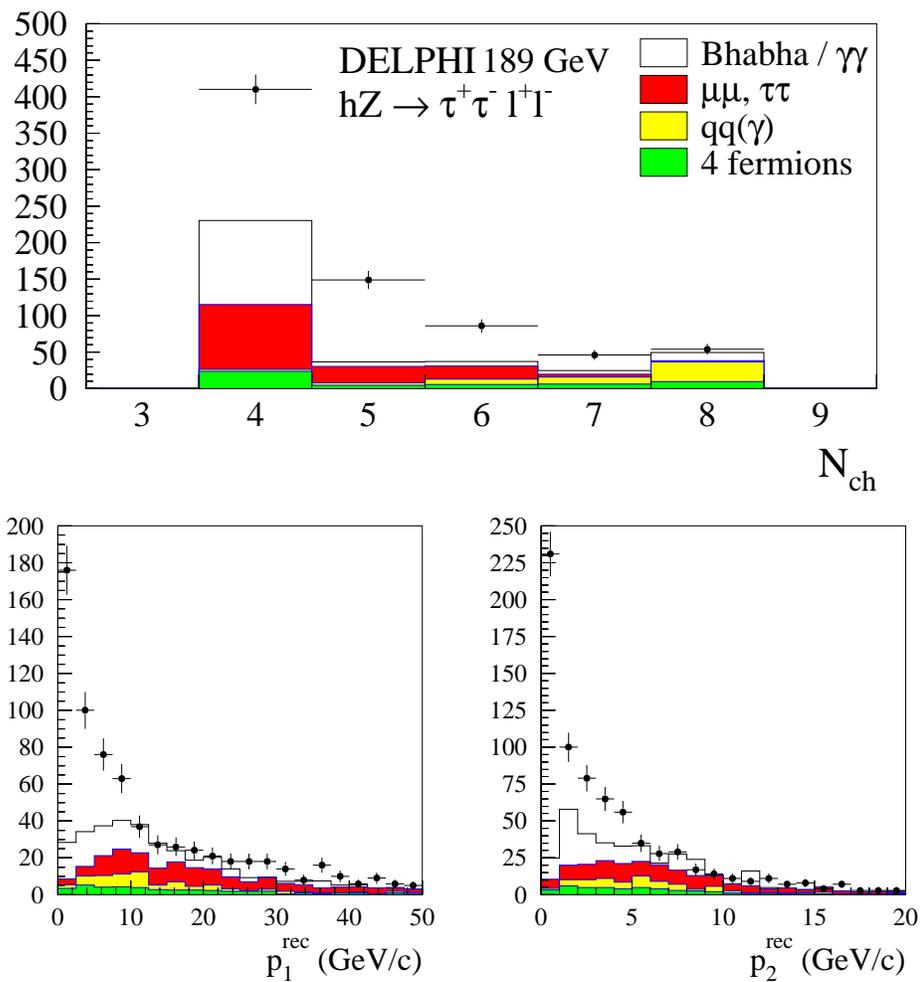


FIG. 7.9 - $hZ \rightarrow \tau^+ \tau^- l^+ l^-$ à $\sqrt{s}=189$ GeV - Multiplicité des particules chargées (figure du haut) et impulsion des deux particules les plus rapides du système reculant devant les deux candidats leptons pour les événements présélectionnés.

Isolation des leptons et masse du dilepton – Ces contraintes demeurent inchangées si ce n'est que la paramétrisation des erreurs dans l'ajustement contraint est modifiée afin de prendre en compte la présence d'un neutrino issu de la désintégration du τ .

Étiquetage des mésons B – Ce critère de sélection est bien sûr supprimé dans le cas d'un boson de Higgs se désintégrant en paires de τ .

7.2.2 Résultats

L'effet des critères de sélection successifs sont indiqués dans le tableau 7.3. Aucun candidat n'est sélectionné lorsque $0,97 \pm 0,15$ événement de bruit de fond est attendu, composé essentiellement de paires ZZ se désintégrant en leptons. Des efficacités de 32 % et 43 % (moyennées sur l'ensemble des masses m_h utilisées) sont obtenues respectivement sur des signaux he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ où le boson de Higgs se désintègre en τ (cf. tableau B.2 et B.3 en annexe).

Sélection $h\mu^+\mu^-$ $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées	ZZ	W ⁺ W ⁻	Ze ⁺ e ⁻ We ν	q \bar{q} (γ)	l ⁺ l ⁻ (γ) $\gamma\gamma$	$h\mu^+\mu^-$ ϵ (%)
Présélection	89	74 ± 16	4,63	4,32	7,33	13,6	44,2	78,2
Angle $\tau - \tau$	26	$22,1 \pm 9,2$	2,86	1,62	3,31	2,89	11,4	70,3
Impulsion des μ	4	$4,17 \pm 0,59$	1,69	0,14	2,34	0	0	66,0
Identification des μ	1	$1,51 \pm 0,27$	1,03	0,07	0,41	0	0	61,9
Taus + anti Ze ⁺ e ⁻	0	$1,03 \pm 0,22$	0,75	0	0,28	0	0	47,0
Isolation des μ	0	$0,72 \pm 0,09$	0,72	0	0	0	0	46,2
Masse dimuon	0	$0,46 \pm 0,07$	0,46	0	0	0	0	45,9

Sélection he^+e^- $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées	4 fermions e ⁺ e ⁻ q \bar{q}		q \bar{q} (γ)	l ⁺ l ⁻ (γ) $\gamma\gamma$	he^+e^- ϵ (%)
Présélection	111	$92,0 \pm 14,8$	2,51	12,2	14,5	62,8	77,1
Angle $\tau - \tau$	31	$21,0 \pm 6,6$	0,51	7,00	2,07	11,4	70,1
Energie des électrons	8	$11,9 \pm 4,6$	0,10	2,72	0	9,10	64,8
Identification des électrons	7	$7,06 \pm 4,5$	0,10	2,41	0	4,55	63,2
Taus + anti Ze ⁺ e ⁻	1	$1,66 \pm 0,24$	0	1,66	0	0	40,0
Isolation des électrons	1	$1,56 \pm 0,23$	0	1,56	0	0	39,5
Masse diélectron	0	$0,51 \pm 0,13$	0	0,51	0	0	35,2

TAB. 7.3 – Recherche d'événements $hZ \rightarrow \tau^+\tau^- l^+l^-$ à 189 GeV – Comparaison entre données réelles et simulées. Dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$, PYTHIA est utilisé comme générateur de processus à 4 fermions, tandis que EXCALIBUR est employé dans le cas du canal he^+e^- . La dernière colonne des tableaux indique les efficacités obtenues sur un signal $h\mu^+\mu^-$ ou he^+e^- ($m_h=95$ GeV/c²) où le boson de Higgs se désintègre en leptons τ .

7.3 Résultats combinés et interprétations

Les résultats des canaux he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ sont combinés avec ceux des autres canaux de recherche du Higgs. Les tableaux 7.4 et 7.5 résument les observations dans chaque canal [4]. Les données observées sont en très bon accord avec les taux prédits par la simulation des processus standards. À 189 GeV, 27 événements sont observés dans les canaux hZ alors que $30,5 \pm 2,2$ sont attendus en l'absence de signal. On aurait dû en observer en moyenne 40,7 si un boson de Higgs de 95 GeV/c² avait été présent. Cette absence de signal peut également être vue sur la figure 7.10 du haut: le niveau de confiance CL_b (cf paragraphe 6.6.2 consacré aux méthodes statistiques) est représenté en fonction de la masse du boson

$\sqrt{s}=183$ GeV			
Canal	Données réelles	Données simulées	Signal attendu
$h e^+ e^-$	1	$0,52 \pm 0,09$	0,30
$h \mu^+ \mu^-$	2	$0,48 \pm 0,06$	0,44
$h \rightarrow q\bar{q}, Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	0	$0,34 \pm 0,07$	0,12
$h \rightarrow \tau^+ \tau^-, Z \rightarrow q\bar{q}$	1	$0,74 \pm 0,09$	0,24
$h \nu \bar{\nu}$	1	$0,50 \pm 0,08$	1,25
$h q\bar{q}$	1	$3,74 \pm 0,20$	5,18
Total	6	$6,3 \pm 0,3$	7,5
$hA \rightarrow \tau^+ \tau^- q\bar{q}$	0	$0,47 \pm 0,05$	0,28
$hA \rightarrow b\bar{b} b\bar{b}$	0	$1,45 \pm 0,18$	3,96
Total	0	$1,9 \pm 0,2$	4,2

TAB. 7.4 – Comparaison entre nombre d'événements observés et prédits par la simulation des processus standards dans les différents canaux de recherche du Higgs à une énergie $\sqrt{s}=183$ GeV et pour une luminosité d'environ 54 pb^{-1} . La dernière colonne indique le nombre d'événement de signal attendu pour $m_h=85 \text{ GeV}/c^2$ dans les canaux hZ et pour $m_h=m_A=70 \text{ GeV}/c^2$ dans les canaux hA .

de Higgs³. Le niveau de confiance CL_b observé mesure la fraction d'expériences de fond uniquement qui sont moins compatibles avec la présence de signal que ne l'est l'observation. En présence d'un signal significatif, CL_b devra donc s'approcher de 1. En absence de signal, la valeur de CL_b attendue est égale à 0,5. La courbe de CL_b en fonction de m_h ne présente aucun effet significatif. Dans le domaine de masse s'étendant jusqu'à $92 \text{ GeV}/c^2$ un léger déficit est constaté dans les données réelles ($\sim 1\sigma$). Au delà de $92 \text{ GeV}/c^2$, on observe un excès peu significatif de candidats (également $\sim 1\sigma$). Cela explique la forme de la courbe de CL_b . On déduit de l'absence de signal une limite inférieure sur la masse du Higgs. On utilise pour cela le "niveau de confiance" CL_s . La valeur de CL_s est tracée en fonction de m_h sur la figure 7.10 du bas. Les intersections entre les courbes de CL_s (observé et attendu) et la courbe horizontale à 5 %, donnent les limites observées et attendues sur m_H :

$$\begin{aligned}
 m_H &\geq 94,5 \text{ GeV}/c^2 \quad , \quad \text{limite observée à 95 \% de niveau de confiance} \\
 m_H &\geq 94,8 \text{ GeV}/c^2 \quad , \quad \text{limite attendue à 95 \% de niveau de confiance}
 \end{aligned}$$

Les paires de bosons supersymétriques hA ont également été recherchées dans les états finals à 4 quarks b ou à 2 quarks b et 2 leptons taus. Les observations récapitulées dans les tableaux 7.4 et 7.5 ne présentent aucune anomalie significative. À 189 GeV, 3 événements ont été sélectionnés alors que l'on en attendait $4,8 \pm 0,4$ provenant des processus standards, à comparer aux 10,3 événements prédits en présence de signal. Ces résultats sont combinés avec ceux des canaux hZ , afin de couvrir la région des faibles $\tan \beta$ où la production hZ est dominante. A l'ordre des arbres le secteur de Higgs du MSSM est entièrement décrit par deux paramètres (on choisit le plus souvent m_A et $\tan \beta$), mais lorsqu'on prend en compte les corrections radiatives de nouveaux paramètres libres influencent le secteur de Higgs (*cf.* chapitre théorique 5.3): les termes dominants sont fonction de l'échelle M_{SUSY} à laquelle se réalise la supersymétrie, du terme de masse des sfermions M_S , du terme de masse des jauginos M_2 , de la masse du quark top m_t et du mélange dans le secteur du stop ($X_t \equiv A_t - \mu \cotan \beta$). Pour obtenir une limite "absolue", il faudrait tester individuellement chaque point de l'espace des paramètres. De telles procédures existent [5] mais ne seront pas abordées ici. Nous fixerons les paramètres issus des corrections

3. Pour l'ensemble des canaux hZ , les distributions en masse des candidats Higgs sont pris en compte lors du calcul des niveaux de confiance. Dans le cas du canal à 4 jets, une seconde variable discriminante est utilisée. Cette variable globale regroupe des informations autres que la masse, concernant essentiellement la forme et le contenu en quark b de l'événement.

$\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$			
Canal	Données réelles	Données simulées	Signal attendu
he^+e^-	1	$1,38 \pm 0,22$	0,57
$h\mu^+\mu^-$	2	$1,69 \pm 0,15$	0,44
$h \rightarrow q\bar{q}, Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	0	$0,55 \pm 0,15$	0,10
$h \rightarrow \tau^+\tau^-, Z \rightarrow q\bar{q}$	1	$2,50 \pm 0,29$	0,23
$h\nu\bar{\nu}$	2	$4,11 \pm 0,48$	1,27
$hq\bar{q}$	21	$20,31 \pm 2,09$	7,56
Total	27	$30,5 \pm 2,2$	10,2
$hA \rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$	0	$0,55 \pm 0,15$	0,31
$hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	3	$4,25 \pm 0,40$	5,19
Total	3	$4,8 \pm 0,4$	5,5

TAB. 7.5 – Comparaison entre nombre d'événements observés et prédits par la simulation des processus standards dans les différents canaux de recherche du Higgs à une énergie $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ et pour une luminosité d'environ 158 pb^{-1} . La dernière colonne indique le nombre d'événement de signal attendu pour $m_h=95 \text{ GeV}/c^2$ dans les canaux hZ et pour $m_h=m_A=80 \text{ GeV}/c^2$ dans les canaux hA.

radiatives à des valeurs "typiques" [6]: $M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}/c^2$, $M_S = 1 \text{ TeV}/c^2$ et $M_2 = 1,6 \text{ TeV}/c^2$ à l'échelle électrofaible, $m_t = 173,9 \text{ GeV}/c^2$. Deux hypothèses de mélange extrême sont envisagées dans le secteur du stop:

- mélange nul: $A_t = 0$, $\mu = -100 \text{ GeV}/c^2$
- mélange maximal: $A_t = \sqrt{6}M_{SUSY}$, $\mu = -100 \text{ GeV}/c^2$

Ces hypothèses (choix de μ et M_2) interdisent le cas d'un Higgs se désintégrant en neutralinos. Les paramètres libres se réduisent alors à m_A et $\tan\beta$ ou de manière équivalente m_h et $\tan\beta$. Le niveau de confiance CL_s est calculé en chaque point testé du plan m_A - $\tan\beta$ ou m_h - $\tan\beta$. Les variations de m_A s'étendent de $20 \text{ GeV}/c^2$ à $10 \text{ TeV}/c^2$ et celles de $\tan\beta$ de 0,6 à 50. On en déduit les contours d'exclusion à 95 % de niveau de confiance représentés sur la figure 7.11. On en tire une limite sur m_h et m_A indépendante de $\tan\beta$:

$$m_h \geq 82,4 \text{ GeV}/c^2, \quad \forall \tan\beta > 0,6, \quad \text{limite observée à 95 \% de niveau de confiance}$$

$$m_h \geq 80,3 \text{ GeV}/c^2, \quad \forall \tan\beta > 0,6, \quad \text{limite attendue à 95 \% de niveau de confiance}$$

et

$$m_A \geq 83,3 \text{ GeV}/c^2, \quad \forall \tan\beta > 0,6, \quad \text{limite observée à 95 \% de niveau de confiance}$$

$$m_A \geq 81,4 \text{ GeV}/c^2, \quad \forall \tan\beta > 0,6, \quad \text{limite attendue à 95 \% de niveau de confiance}$$

La limite théorique supérieure sur m_h (on utilise ici les résultats de Carena *et al.*, cf. chapitre théorique, paragraphe 5.3), permet d'exclure pour la première fois des domaines de $\tan\beta$ en supposant un mélange maximal dans le secteur du stop (avec toutefois les hypothèses décrites précédemment sur les autres paramètres; en particulier aucune erreur n'est prise en compte sur la mesure de m_t):

$$1,0 \leq \tan\beta \leq 1,5, \quad \text{mélange maximal dans le secteur du stop}$$

$$0,6 \leq \tan\beta \leq 2,5, \quad \text{mélange nul dans le secteur du stop}$$

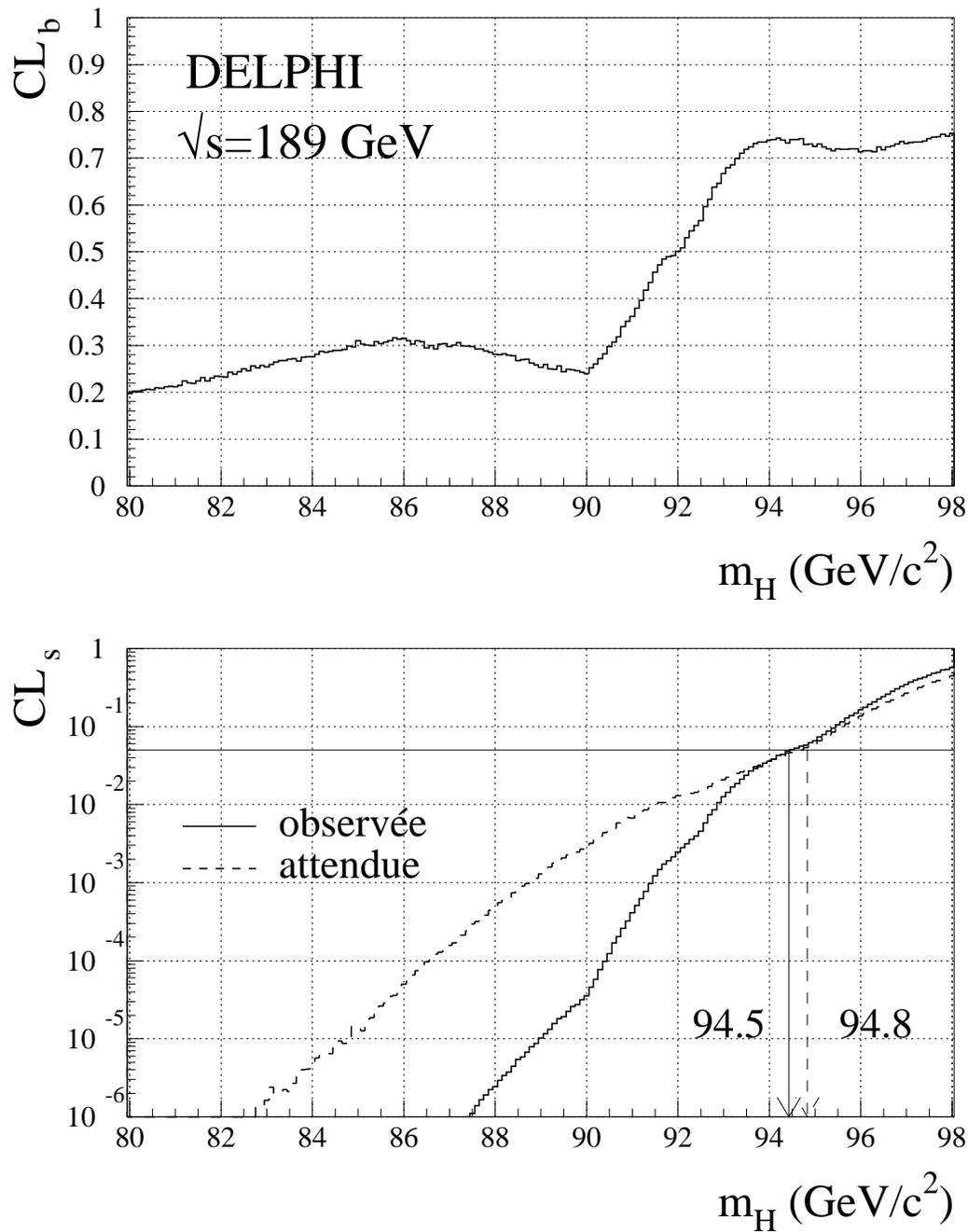
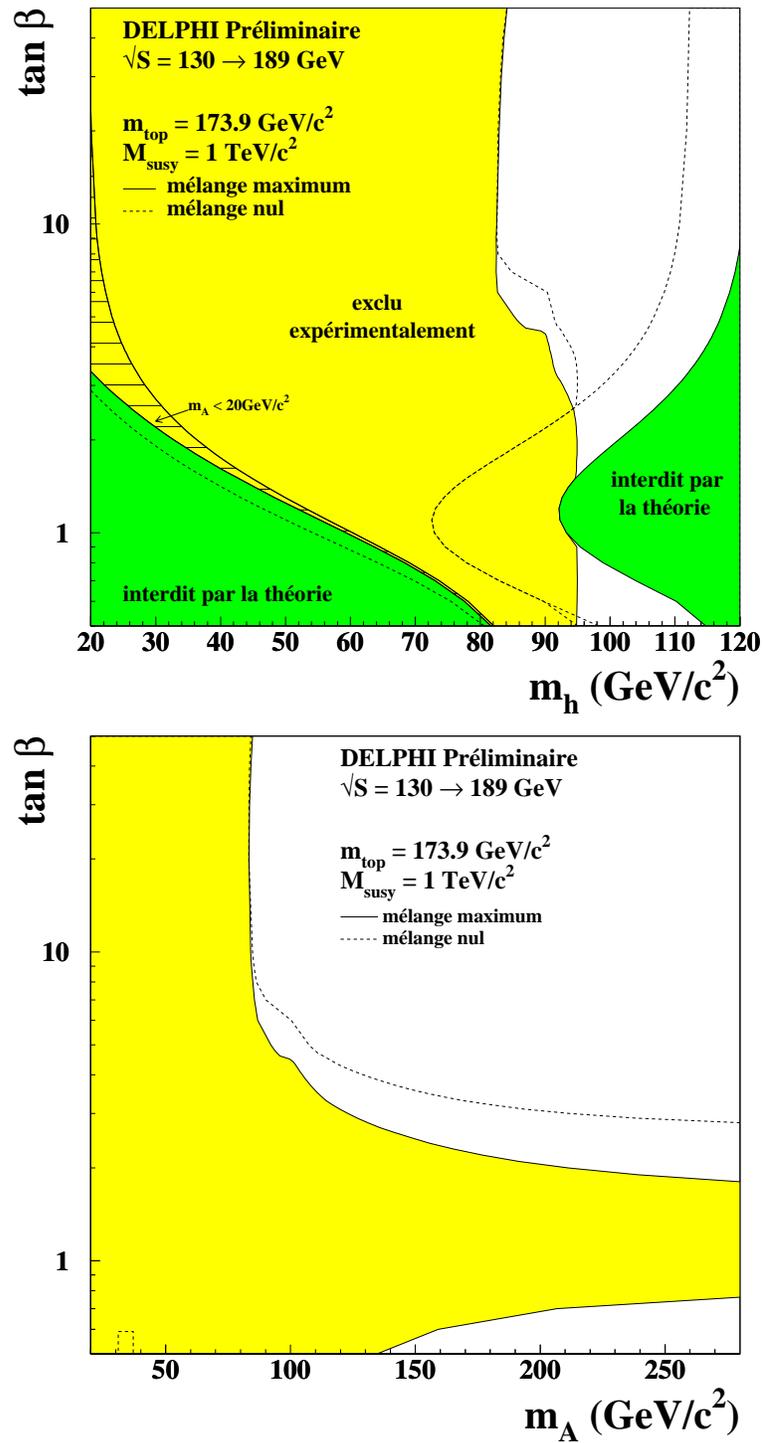


FIG. 7.10 – Figure du haut: niveau de confiance dans l’hypothèse “fond” en fonction de la masse du boson de Higgs du modèle standard. Figure du bas: niveau de confiance dans l’hypothèse “signal” en fonction de la masse du boson de Higgs. La ligne pointillée correspond au niveau de confiance attendu, la ligne continue au niveau de confiance observé. La limite à 95 % de niveau de confiance sur la masse du boson de Higgs est définie par l’intersection entre la courbe horizontale à 5 % et les courbes de niveau de confiance attendu ou observé.

FIG. 7.11 – Régions d'exclusion dans les plans m_h - $\tan \beta$ et m_A - $\tan \beta$ obtenues dans le cadre du MSSM.

Bibliographie

- [1] P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, *Search for neutral and charged Higgs bosons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=161$ GeV and 172 GeV*, Eur. Phys. J. **C2**, 1 (1997).
- [2] M. Boonekamp, Thèse, *Recherche de bosons de Higgs neutres h et A dans les états finals à quatre jets, avec le détecteur DELPHI à LEP200*, mai 1999, DAPNIA/SPP 99-1001.
- [3] M. Carena, S. Mrenna et C. Wagner, *MSSM Higgs boson phenomenology at the Tevatron collider*, CERN-TH 98-262, hep-ph/9808312.
- [4] P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, *Search for neutral Higgs bosons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=183$ GeV*;
N. Kjaer, Collaboration DELPHI, Présentation au LEPC, 24 mars 1999.
- [5] H. J. Grimm et A. Sopczak, *MSSM Parameter Scan at $\sqrt{s}=183$ GeV*, Conférence ICHEP 98 de Vancouver, ICHEP'98-209, Note interne DELPHI 98-124 CONF 185.
- [6] *Workshop on Physics at LEP2*, Ed. G. Altarelli, T. Sjöstrand et F. Zwirner, CERN Yellow Report CERN 96-01.

Chapitre 8

Recherche du processus

$$h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

Nous avons vu au chapitre 5, que dans certains scénarios, le boson de Higgs se désintègrait de manière invisible. Le processus $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ se caractérise alors par une paire de leptons acoplanaires de masse invariante proche de m_Z et par la présence d'énergie manquante. Nous présentons ici la recherche de tels événements dans le cas où le lepton est un muon. L'ensemble des données enregistrées par DELPHI à $\sqrt{s}=183$ GeV et à $\sqrt{s}=189$ GeV est utilisé, représentant des luminosités intégrées respectives de $53,95 \text{ pb}^{-1}$ et $158,0 \text{ pb}^{-1}$.

Les principales sources de bruit de fond sont les processus à 4 fermions $W^+W^- \rightarrow \mu^+ \nu \mu^- \bar{\nu}$ et $ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu \bar{\nu}$, mais également la production de paires $\mu^+ \mu^- (\gamma)$ par un boson Z soit directement soit via la désintégration d'une paire $\tau^+ \tau^- (\gamma)$ en muons. Certains états finals peuvent également être confondus avec une unique paire de muons car le détecteur ne couvre pas l'intégralité de l'angle solide. Ainsi le processus Ze^+e^- peut engendrer une paire de muons et les deux électrons sont perdus vers l'avant ($\theta < 10^\circ$). De même, les interactions à deux photons donnent parfois naissance à une paire de muons et l'électron et le positon ayant émis les photons peuvent se perdre dans le tube à vide. Mais comme nous allons le voir, seuls les événements ZZ présentent des caractéristiques entièrement similaires à celles des événements hZ et constituent donc un fond irréductible.

Le prochain paragraphe décrit les critères de sélection employés pour rechercher les événements $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Les résultats obtenus sont ensuite présentés, ainsi que les interprétations possibles après avoir combiné le canal leptonique au canal hadronique correspondant.

8.1 Sélection des événements

Les critères utilisés pour rechercher des événements $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans les données collectées par DELPHI à $\sqrt{s}=189$ GeV sont ici décrits. La sélection utilisée pour l'analyse des données à $\sqrt{s}=183$ GeV est entièrement similaire. Seules les valeurs des coupures changent et sont indiquées dans l'annexe C.

Présélection – Un événement est retenu si au plus 5 traces sont reconstruites. On entend ici par trace n'importe quelle particule chargée, d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ et de paramètre d'impact inférieur à 10 cm suivant l'axe du faisceau et inférieur à 4 cm dans le plan transversal. Parmi ces particules, exactement deux doivent avoir des impulsions supérieures à $10 \text{ GeV}/c$ et doivent être de charges opposées. Ce sont les *candidats muons*. L'impulsion des traces restantes doit être obligatoirement inférieure à $5 \text{ GeV}/c$. Pourquoi ne pas retenir uniquement les événements contenant exactement 2 particules chargées et compliquer cette présélection? C'est que le but recherché est d'améliorer l'accord entre données réelles et simulation. En effet on rencontre le même problème que dans le canal $h \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (cf. paragraphe 7.2): la paire de *candidats leptons* est parfois accompagnée d'un photon mou

qui en se convertissant augmente la multiplicité des particules chargées et on sait que ce type d'événements n'est qu'imparfaitement reproduit par la simulation. La figure 8.1 présente la distribution de la multiplicité des particules chargées après la présélection décrite en début de paragraphe. Pour produire cette figure, une limite supérieure de 30 GeV a également été fixée sur l'énergie totale déposée dans les calorimètres électromagnétiques des régions avant (20 GeV pour celui de la région centrale), afin de rejeter la majorité des événements Bhabha. Enfin, on a pris soin de supprimer le bruit de fond dû au rayonnement cosmique par une méthode qui sera décrite plus loin. On constate que dans les données

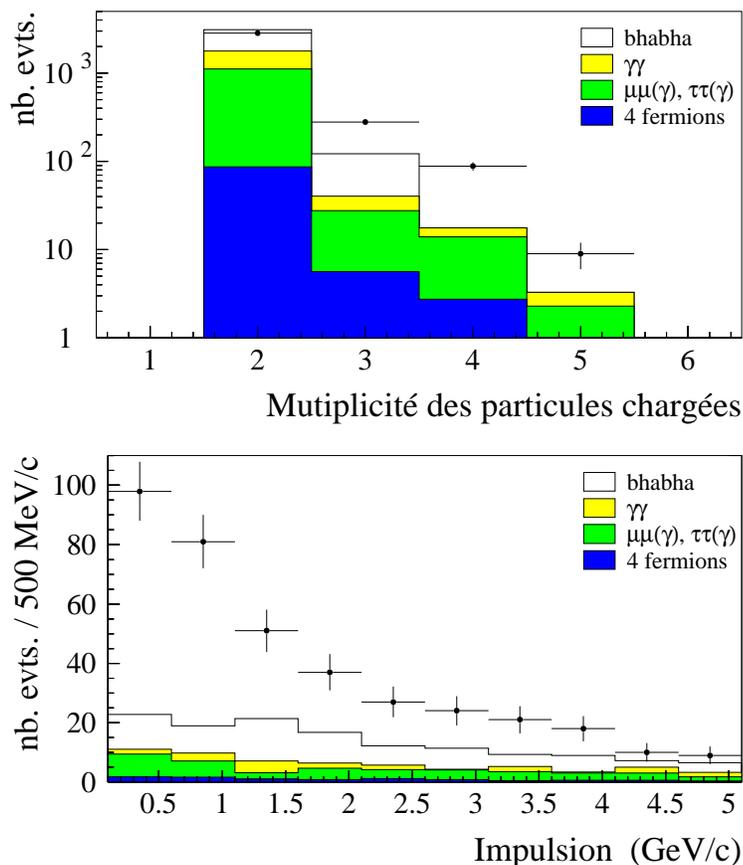


FIG. 8.1 – Analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ à $\sqrt{s}=189$ GeV – Multiplicité des particules chargées après la présélection (figure du haut) et impulsion de la particule la plus rapide, hormis les deux “candidats leptons” (figure du bas).

réelles, la région des événements à deux particules rapides (>10 GeV/c) se dépeuple au profit des régions à multiplicité plus élevée. La seconde figure 8.1 représente l'impulsion de la particule la plus rapide, exceptés les deux “candidats leptons”, pour les événements présélectionnés dont la multiplicité des particules chargées est supérieure ou égale à 3. On voit clairement que l'excès est dû à des particules de très faible impulsion. Contrairement au cas du canal $h \rightarrow \tau^+ \tau^-$, on souhaite ici conserver ces événements qui peuvent constituer de *bonnes* paires de leptons. Deux choix sont possibles: soit on modifie la sélection de traces, en augmentant le seuil sur l'impulsion des particules chargées, soit on relâche la contrainte sur la multiplicité chargée, en acceptant les événements avec quelques particules “molles” supplémentaires. C'est ce dernier choix que nous appliquons. En effet dans le cas de la recherche du Higgs invisible, toutes les particules détectées sont censées venir du boson Z. Pour estimer la masse du Z, nous avons tout intérêt à utiliser la masse invariante de l'ensemble du système visible, plutôt que la masse du dimuon seul. Ainsi, on échappe entre autres à toutes les tentatives de récupérations de FSR des muons propres à l'analyse $hZ \rightarrow \mu^+ \mu^- q\bar{q}$. Les distributions des résidus sur la masse du Z

et sur celle d'un boson de Higgs de $90 \text{ GeV}/c^2$ sont données sur la figure 8.2, pour des événements $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ simulés à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$. On constate une nette réduction de la queue à basse masse reconstruite, lorsqu'on utilise l'ensemble des particules détectées comme estimateur de la masse du Z, plutôt que simplement celle du dimuon. Cela permet une amélioration d'environ $500 \text{ MeV}/c^2$ sur la résolution en m_h .

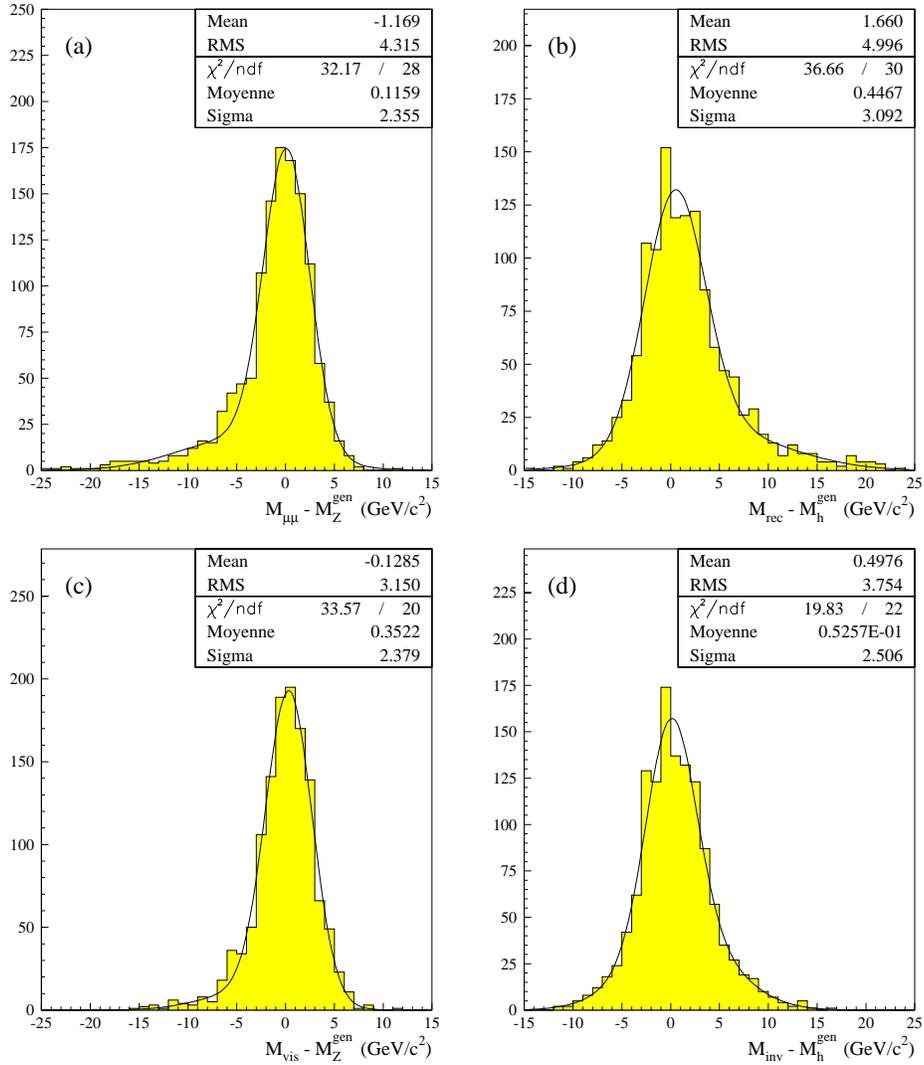


FIG. 8.2 – Analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ – Distributions des résidus sur m_Z et sur m_h dans le cas où l'estimateur de la la masse du dimuon est fourni par la masse du dimuon (a) ou bien par la masse de l'ensemble du système visible (c). La masse du boson de Higgs est définie comme la masse de recul devant le dimuon (b) ou devant le système visible (d). Un échantillon d'événements $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ simulés pour $m_h=90 \text{ GeV}/c^2$ est utilisé.

Suppression des rayons cosmiques – Un bruit de fond que nous n'avons pas encore décrit a pour origine le rayonnement cosmique. Il est d'autant plus problématique qu'il n'est pas présent dans les simulations. Il est donc impératif que tout rayon cosmique soit rejeté avant que l'on commence à comparer données réelles et simulations. Le détecteur DELPHI est traversé en permanence par une pluie de muons issus du rayonnement cosmique. Certains de ces muons atteignent le détecteur à

l'instant même où se croisent les faisceaux du LEP, c'est à dire durant l'intervalle de temps où les sous-détecteurs sont prêts à déclencher leur acquisition. Si de plus un muon cosmique passe à proximité du point d'interaction, il sera alors reconstruit sous la forme d'une paire $\mu^+ \mu^-$, comme s'il s'agissait d'un produit de la collision des faisceaux. En théorie, il devrait être possible d'identifier un rayon cosmique par le fait que l'un des muons de la paire se propage en "sens inverse", c'est à dire de la périphérie vers le centre du détecteur. Le rayon de DELPHI est d'environ 5 m, une quinzaine de nanosecondes séparent donc l'entrée du rayon cosmique dans le détecteur de son passage à proximité du point d'interaction. Une synchronisation temporelle aussi fine n'existe pas dans le suivi des traces au travers des différents détecteurs à réponse rapide. En revanche, DELPHI dispose d'un compteur de temps de vol, le TOF, formé par une couche de scintillateurs disposés entre l'aimant et le calorimètre hadronique à un rayon de 3 m. Son excellente résolution temporelle, de l'ordre de la nanoseconde, va permettre d'affiner la coïncidence entre instant de détection des muons et temps de croisement des faisceaux. Pour ce faire, on ajuste la distribution des temps de vol de l'ensemble des coups détectés par le TOF. Le maximum de cette distribution doit se situer moins de 17,5 ns avant et moins de 35,0 ns après le temps de croisement des faisceaux rapporté au niveau du TOF (c'est à dire l'instant de détection des particules directes traversant le TOF).

Le rayonnement cosmique est également partiellement supprimé en exigeant que chacune des traces engendrées par les muons ait au moins un impact associé dans le détecteur de vertex. La distribution des paramètres d'impacts longitudinaux avant et après le rejet des cosmiques par le TOF est représentée sur la figure 8.3. Des coupures identiques à celles utilisées pour la figure 8.1 sont appliquées pour rejeter les événements Bhabha. On identifie nettement les muons cosmiques sous la forme d'une distribution continue dans la régions des grands paramètres d'impact. On constate également que "l'étiquetage" du TOF n'est pas suffisant pour rejeter complètement les cosmiques. Mais une chose beaucoup plus grave que ne montre pas cette figure est que certains "bons événements" sont rejetés. Cela est principalement dû à du bruit dans le TOF, en avance ou en retard par rapport au croisement des faisceaux, et qui est associé par erreur à une trace. Par la suite, l'étiquetage du TOF sera donc abandonné au profit d'une simple coupure à 1° sur l'acolinéarité¹ des muons. L'étiquetage du TOF sera uniquement utilisé lorsque l'on souhaite tester notre bonne compréhension du détecteur grâce aux paires $\mu^+ \mu^-$ issus d'un boson Z sans retour radiatif. Ce type d'événement permet de vérifier notre capacité à reconstruire des muons de haute énergie (égale à l'énergie du faisceau) et permet de tester le comportement des coupures séquentielles sur de tels muons.

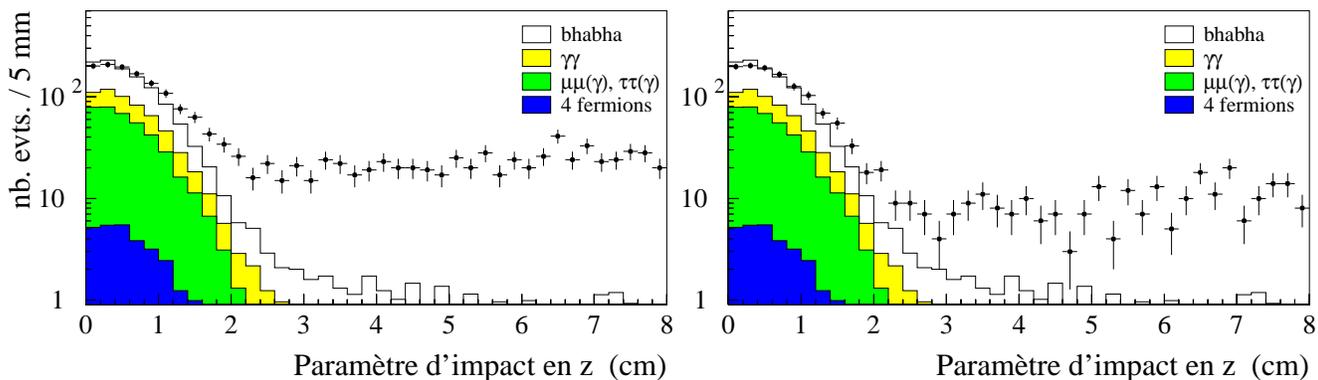


FIG. 8.3 – Paramètre d'impact longitudinal des "candidats" leptons avant la coupure sur les temps de vol (figure de gauche), et après (figure de droite).

Après la présélection et le rejet des rayonnements cosmiques, le nombre d'événements sélectionnés est réduit à environ 10 000, à comparer au plus de $5 \cdot 10^6$ *triggers* enregistrés par DELPHI en 1998. Les processus à grandes sections efficaces que sont les interactions photon-photon et Bhabha sont rejetés à

1. L'acolinéarité est ici défini comme le complémentaire à 180° de l'angle formé par les directions des deux muons.

99,9 % et 96,0 % respectivement. Mais ils demeurent dominant en représentant respectivement 20 % et 68 % du bruit de fond total.

Identification des muons – Les deux particules chargées de plus de 10 GeV sont alors soumises à l’identification de muons. La particule la mieux identifiée doit répondre au critère de fiabilité *bonne* ou *excellente* des chambres à muons (*cf.* tableau 6.2). Une identification par le calorimètre hadronique est également acceptée. Pour cela, soit le muon est identifié à l’aide du critère le plus strict reposant sur la lecture des cathodes (CRO+), soit l’énergie déposée dans les deux dernières couches actives du calorimètre est inférieure à 3,0 GeV et au moins un impact est associé à cette trace dans les chambres à muons. Ce dernier critère permet de rejeter les hadrons qui interagissent dans les dernières couches du calorimètre et dont la gerbe se prolonge jusqu’au premier plan de chambres à muons.

Dans le cas de la seconde particule, la moins bien identifiée, le critère le moins strict (*fiabilité faible*) des chambres à muons suffit. L’étiquetage par le calorimètre hadronique est également possible, si le critère le plus contraignant fondé sur la lecture des cathodes (CRO+) est rempli, ou bien si au moins deux couches consécutives du calorimètre hadronique sont touchées avec une énergie maximum de 2,5 GeV par couche.

Après cette identification, seuls les processus standards engendrant des paires de muons demeurent. La production d’une paire $\mu^+\mu^-$ (γ) par un boson Z avec ou sans retour radiatif devient alors le fond dominant (52 % du total), viennent ensuite les interactions $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ qui représentent 42% du bruit de fond total.

Impulsion des muons – L’impulsion des muons créés dans les interactions à deux photons est relativement faible comme le montre la figure 8.7e. En ce qui concerne les paires $\mu^+\mu^-$ produites par un Z, la plupart des événements non radiatifs ont été rejetés par la coupure à 1° sur l’acolinéarité. Dans le cas des retours radiatifs, le boson Z est *boosté* et l’impulsion des muons n’a aucune raison d’être voisine de 45 GeV. En revanche pour le signal hZ étudié, plus on s’approche de la limite cinématique, c’est à dire plus élevée est la masse du boson de Higgs recherché, moins le boson Z est *boosté*. A la limite cinématique, le Z est au repos et sur sa couche de masse, l’impulsion des muons est alors piquée à 45 GeV. Une fenêtre en impulsion $43 < p < 72$ GeV/c sur le muon le plus rapide permet ainsi de réduire par un facteur 7,6 le bruit de fond dû aux interactions à deux photons, et par un facteur 2,8 celui dû aux paires de muons venant d’un Z.

Masse du dimuon – La section efficace de production d’événements hZ s’effondre dès que le boson Z s’éloigne de sa couche de masse. On s’attend donc à ce que la masse visible soit proche de m_Z lorsque le boson de Higgs se désintègre de manière invisible. Afin d’améliorer la mesure, les impulsions des deux muons sont ajustées en les forçant à pointer vers la région d’interaction. La position de ce point d’interaction est déterminée en prenant en compte les variations au cours du temps dues aux faisceaux (*beam spot*). Le gain dû à cet ajustement est très modeste – moins de 50 MeV/c² – car en général les muons sont déjà bien mesurés. La masse invariante de l’ensemble du système visible est alors calculée en incluant les valeurs ajustées de l’impulsion des muons et doit être comprise entre $76,0$ GeV/c² et $97,5$ GeV/c². Cette coupure affecte tous les bruits de fonds pour lesquels la paire de muon n’est pas produite par un Z sur sa couche de masse. Le bruit de fond W^+W^- est réduit par un facteur 4, les interactions photon-photon par 16 et seuls les retours radiatifs au Z subsistent dans les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, qui représentent alors 87 % du bruit de fond total.

Forme de l’événement – Certaines variables angulaires permettent de discriminer les événements à 4 fermions de ceux à 2 fermions. On définit l’acoplanarité comme le complémentaire à 90° de l’angle entre l’axe du faisceau et la normale au plan formé par les deux muons. Dans le cas d’un événement $ZZ \rightarrow \mu^+\mu^- \nu\nu$ par exemple, la paire de muons peut “tourner” autour de l’axe de vol du Z et ne sera donc pas nécessairement coplanaire avec l’axe du faisceau. En revanche pour un événement $Z^* \rightarrow \mu^+\mu^-$, le Z est produit au repos et les deux muons sont émis dos à dos et sont donc obligatoirement coplanaires avec l’axe du faisceau. Dans le cas d’un retour radiatif, le photon est généralement rayonné le long du

tube à vide, le Z est *boosté* dans la direction opposée et la paire de muons n'a que la possibilité de tourner autour de l'axe du faisceau. Un seuil minimum de $1,85^\circ$ a été fixé sur l'acoplanarité.

L'acolinéarité des muons est également utilisée mais la coupure est plus délicate car elle dépend fortement de la masse du boson de Higgs recherchée (le boson Z est alors plus ou moins *boosté*). L'acolinéarité des muons doit être comprise entre $3,7^\circ$ et $62,0^\circ$. Cette coupure est efficace contre les interactions photon-photon pour lesquelles l'un des photons est beaucoup plus énergétique que l'autre. L'angle d'ouverture entre les deux muons produits est alors relativement faible. Dans une moindre mesure cette coupure rejette une partie du fond W^+W^- .

Les interactions photon-photon produisent des muons en majorité à basse impulsion transverse. Pour se débarrasser définitivement de ce bruit de fond une coupure sur la somme de toutes les impulsions transverses de l'événement est appliquée: $\sum p_t > 29 \text{ GeV}/c$.

Impulsion manquante – Dans les événements $\mu^+ \mu^- (\gamma)$ de retour radiatif au Z , le photon est généralement perdu dans le tube à vide. De même le processus à 4 fermions Ze^+e^- peut singer une paire de muons seule lorsque les électrons sont produits à angles trop bas pour être détectés. L'impulsion manquante pointe alors vers le tube à vide. Seuls les événements dont l'impulsion manquante s'écarte de plus de $22,5^\circ$ de l'axe du faisceau seront retenus. Entre outre la norme de l'impulsion manquante doit être supérieure à $12,5 \text{ GeV}/c$ et inférieure à $57,5 \text{ GeV}/c$. Le pic de retour radiatif (impulsion du photon ISR) des événements $\mu^+ \mu^- (\gamma)$ est ainsi rejeté. Ce bruit de fond est alors réduit par un facteur 7.

8.2 Résultats

Les valeurs des coupures qui viennent d'être énumérées pour $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ sont obtenues par la méthode d'optimisation décrite au paragraphe 6.6. Les valeurs obtenues à $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$ sont récapitulées en annexe dans le tableau C.1. Des échantillons d'événements $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ simulés pour des masses de bosons de Higgs allant de $60 \text{ GeV}/c^2$ à $97,5 \text{ GeV}/c^2$ sont utilisés. Le poids des événements de chaque échantillon est défini de manière à favoriser les masses proches de la limite d'exclusion attendue. Le résultat de l'optimisation est une courbe efficacité / bruit de fond. Les jeux de coupures obtenus pour chacun des points de cette courbe sont alors appliqués à des lots de simulation "vierges". Les courbes résultantes sont représentées sur la figure 8.4. Le nombre d'événements observés dans les données réelles est également indiqué.

Le choix du point de fonctionnement s'effectue alors en minimisant le niveau de confiance $\langle CL_s \rangle_b$ (cf. paragraphe 6.6.2) pour le signal de référence ($m_h=80 \text{ GeV}/c^2$ à $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$ et $m_h=90 \text{ GeV}/c^2$ à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$) et en prenant en compte les résultats du canal hadronique $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow q\bar{q}$. Pour chaque point de fonctionnement testé, le signal et le bruit de fond attendu sont considérés mais également les distributions de la masse de recul. Les deux points sélectionnés sont:

- $\sqrt{s}=183 \text{ GeV} \rightarrow \epsilon = 63,2 \%$ ($m_h=80 \text{ GeV}/c^2$) et bruit de fond de 1,74 événement
- $\sqrt{s}=189 \text{ GeV} \rightarrow \epsilon = 63,3 \%$ ($m_h=90 \text{ GeV}/c^2$) et bruit de fond de 4,83 événements

Les résultats de la comparaison entre données réelles et données simulées en ces deux points sont résumés par les tableaux 8.1 et 8.2. Un très bon accord numérique est observé à chaque étape de l'analyse séquentielle. Les distributions des variables utilisées pour sélectionner les événements confirment ce bon accord comme le montrent les figures 8.7 et 8.8.

Dans les 212 pb^{-1} collectés par DELPHI aux énergies de 183 et 189 GeV, 8 événements sont sélectionnés en bon accord avec les $6,57 \pm 0,69$ (stat.) $\pm 0,75$ (syst.) événements prédits par la simulation des processus standards. Les caractéristiques de ces 8 événements sont détaillées en annexe dans le tableau C.2. Les distributions des masses visible et de recul sont représentées sur la figure 8.5. On observe un léger excès de données aux alentours de la masse du Z (sur la distribution de la masse visible) tandis que le fond dominé par les événements W^+W^- est quasiment plat, les événements ZZ

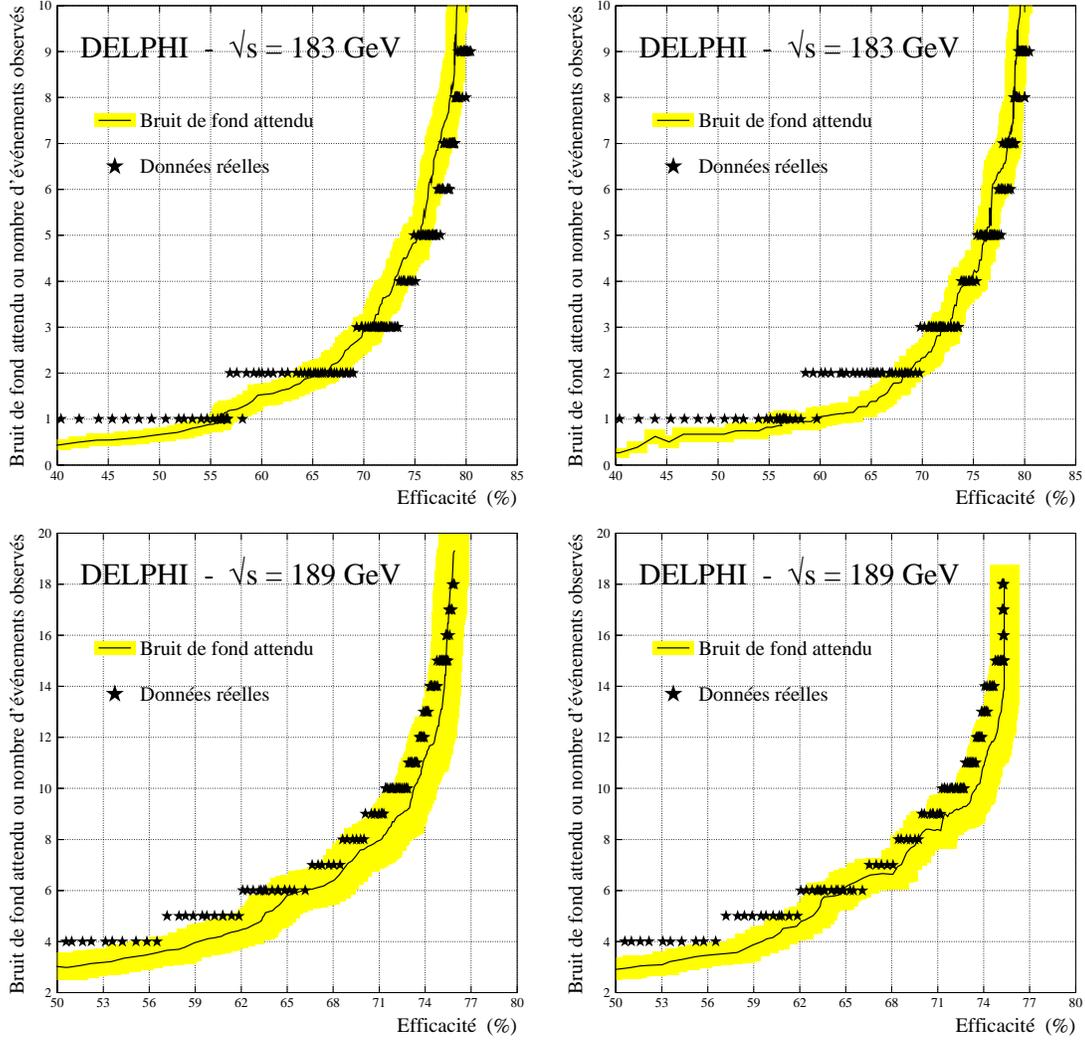


FIG. 8.4 – Analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ – Nombre d'événements observés dans les données réelles ou prédits par la simulation des processus standards en fonction de l'efficacité sur un signal $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ pour $m_h = 80$ GeV/ c^2 à $\sqrt{s} = 183$ GeV (a-b) et $m_h = 90$ GeV/ c^2 à $\sqrt{s} = 189$ GeV (c-d). Le générateur utilisé pour les processus à 4 fermions est soit PYTHIA (a-c), soit EXCALIBUR (b-d). La bande gris clair correspond à l'erreur statistique sur l'efficacité et le bruit de fond.

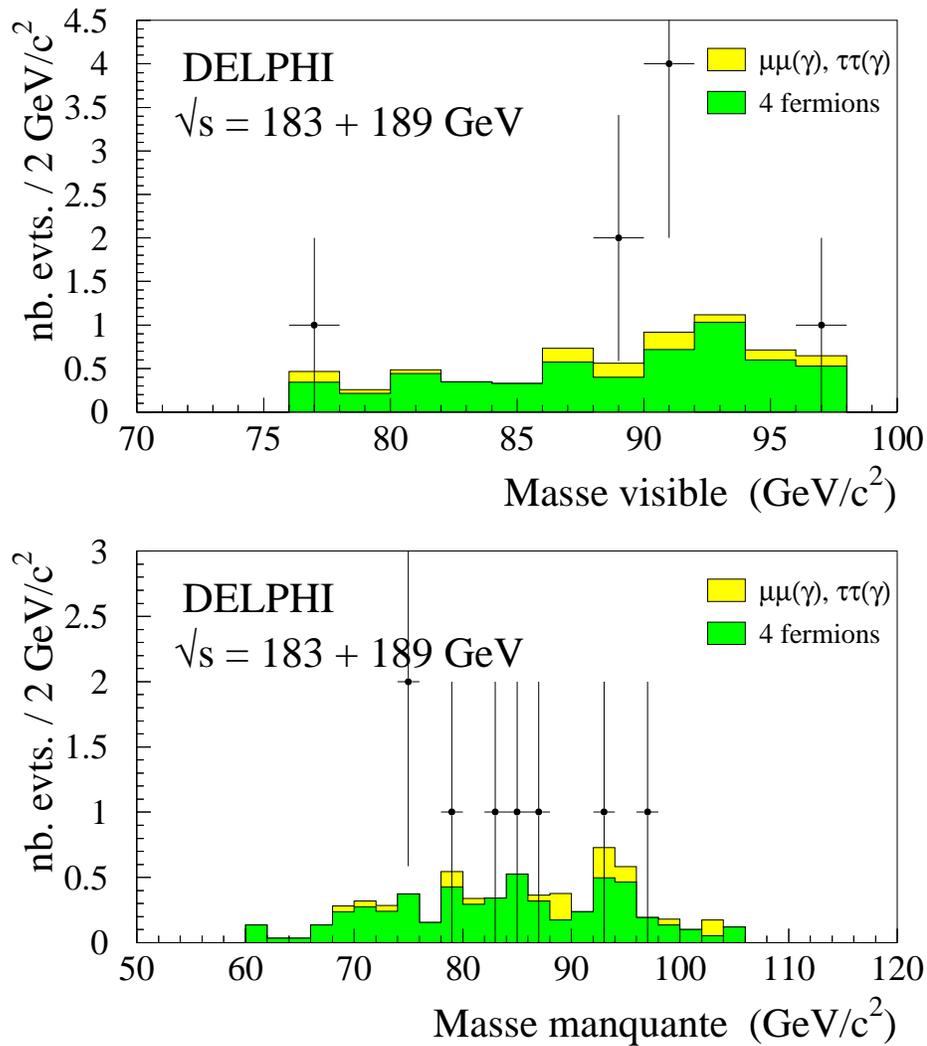


FIG. 8.5 – Masse visible (haut) et masse de recul (bas) des événements sélectionnés aux énergies de 183 et 189 GeV. Les données réelles sont représentées par les points et le bruit de fond par les histogrammes.

Sélection $\sqrt{s}=183$ GeV	Données réelles	Données simulées	W^+W^-	ZZ^*	$\mu^+\mu^-(\gamma)$ $\tau^+\tau^-(\gamma)$	Ze^+e^- $We\nu_e$	$\gamma\gamma$	Bhabha	hZ ϵ (%)
Anti-cosmiques	3 035	$3\,091 \pm 13$	52,1	2,57	337	10,9	630	2 056	86,1
Identification des μ	402	408 ± 4	11,8	1,26	230	4,76	160	0	83,2
Impulsion des μ	143	143 ± 3	9,50	0,94	101	2,45	29,7	0	80,4
Masse dimuon	49	$51,2 \pm 1,5$	2,14	0,20	45,6	0,87	2,39	0	66,1
Forme événement	3	$2,98 \pm 0,35$	1,42	0,15	1,12	0	0,30	0	63,4
Impulsion manquante	2	$1,74 \pm 0,25$	1,24	0,15	0,35	0	0	0	63,2

TAB. 8.1 - Analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ à $\sqrt{s}=183$ GeV - Comparaison entre données réelles et simulées. PYTHIA est utilisé comme générateur de processus à 4 fermions. La dernière colonne indique les efficacités obtenues sur un signal $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ simulé pour $m_h=80$ GeV/ c^2 .

Sélection $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées	W^+W^-	ZZ^*	$\mu^+\mu^-(\gamma)$ $\tau^+\tau^-(\gamma)$	Ze^+e^- $We\nu_e$	$\gamma\gamma$	Bhabha	hZ ϵ (%)
Anti-cosmiques	9 679	$10\,186 \pm 251$	159	9,25	969	41,8	2 039	6 960	89,6
Identification des μ	1 152	$1\,206 \pm 21$	35,3	4,53	648	13,7	504	0	84,6
Impulsion des μ	329	335 ± 9	25,8	3,17	233	7,19	65,9	0	80,3
Masse dimuon	121	120 ± 4	6,02	1,30	106	2,55	4,02	0	71,4
Forme événement	9	$9,51 \pm 0,96$	3,47	1,20	4,73	0,10	0	0	68,7
Impulsion manquante	6	$4,83 \pm 0,64$	3,06	1,07	0,70	0	0	0	63,3

TAB. 8.2 - Analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ à $\sqrt{s}=189$ GeV - Comparaison entre données réelles et simulées. PYTHIA est utilisé comme générateur de processus à 4 fermions. La dernière colonne indique les efficacités obtenues sur un signal $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ simulé pour $m_h=90$ GeV/ c^2 .

représentant moins de 20 % du bruit de fond total. Cet effet a également été observé dans le cadre d'autres recherches de muons acoplanaires (recherche de paires de neutralinos ou de smuons). La luminosité est encore insuffisante pour savoir s'il s'agit d'une fluctuation statistique, d'un bruit de fond mal simulé ou autre, mais l'hypothèse d'un signal dû au boson de Higgs est peu favorisée car la distribution de la masse de recul ne présente pas d'accumulation et surtout aucun effet de ce genre n'est observé dans le canal hadronique. L'hypothèse d'une sous-estimation de la contamination par les événements de retour radiatif $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ a également été étudié: l'hermiticité du détecteur semble correctement reproduite et un seul candidat présente une impulsion manquante dont les caractéristiques sont fortement compatibles avec un retour radiatif. Les prochaines prises de données du LEP en 1999 et 2000 permettront de doubler voire tripler la statistique et permettront de confirmer ou non cet effet. L'analyse pourra également être améliorée en prenant en compte les corrélations angulaires existant au sein des événements W^+W^- afin de mieux rejeter ce bruit de fond et d'améliorer la pureté de l'échantillon ZZ dans la région des masses proches de m_Z .

Les efficacités et le nombre d'événements de signal $h\mu^+\mu^-$ attendus sont représentés sur la figure 8.6 en fonction de différentes masses de boson de Higgs. Les valeurs détaillées sont données en annexe dans le tableau C.3. A titre d'exemple, 2,0 événements $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont attendus pour $m_h=85$ GeV/ c^2 . On peut calculer un niveau de confiance reposant sur des probabilités poissonniennes, en utilisant comme seule information les taux de comptage. Pour une masse de Higgs de 85 GeV/ c^2 , on obtient un niveau de confiance CL_s de 65,6 %. La "meilleure exclusion" est obtenue pour $m_h=65$ GeV/ c^2 avec une valeur de CL_s de 46,3 %. Dans l'absolu, les observations sont légèrement plus compatibles avec l'hypothèse d'un signal accompagné de bruit de fond plutôt qu'avec l'hypothèse de bruit de fond seul, mais la luminosité est nettement insuffisante pour tirer une conclusion claire. Il est donc nécessaire de combiner cette recherche avec celle menée dans le canal hadronique $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow q\bar{q}$. Une interprétation devient alors possible et sera donnée au paragraphe 8.4

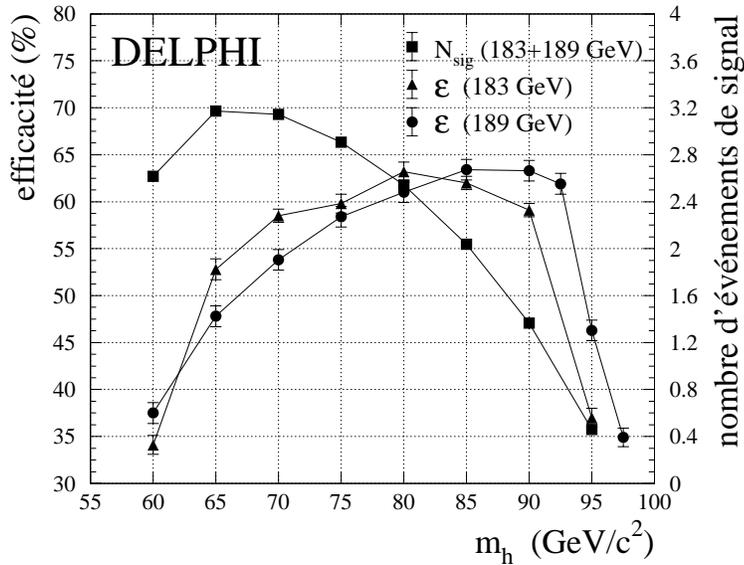


FIG. 8.6 – Efficacités de détection d'un signal $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ à $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$ (triangles) et à $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ (cercles). Le nombre total d'événements $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ attendus (carré) dans les 212 pb^{-1} enregistrés par DELPHI à ces deux énergies est également indiqué. On suppose une section efficace identique à celle du modèle standard et un rapport de branchement de 1 pour le mode de désintégration invisible du boson de Higgs.

8.3 Erreurs systématiques

L'erreur systématique est estimée de la même manière que pour les canaux $h\mu^+\mu^-$ et he^+e^- "standards" (cf. paragraphe 7.1.3). Les variations des efficacités engendrées par une modification des coupures correspondant au niveau de désaccord moyen entre données réelles et simulées sont indiquées dans le tableau C.3 en annexe. L'erreur relativement élevée (3-4 %) observée pour les hautes masses de boson de Higgs est due aux coupures sur des variables fortement dépendantes de la masse. De faibles variations de la coupure en acolinéarité provoquent par exemple de fortes variations de l'efficacité sur des signaux $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ produits à la limite cinématique. Dans le cas du bruit de fond, les variations observées sont très faibles, de l'ordre de 0,01 et sont négligeables devant les différences dues à l'utilisation de générateurs différents. Les taux d'événements attendus en utilisant **PYTHIA** ou **EXCALIBUR** comme générateurs de processus à 4 fermions sont comparés à chaque étape de la sélection. Un bon accord est observé comme le montre les tableaux C.4 et C.5 en annexe. La seule différence notable est un écart d'un peu plus de 2σ observé en fin de sélection à $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$. Les distributions de différentes variables pour des événements engendrés par ces deux générateurs ont été comparées à ce niveau de sélection sans qu'aucune différence notable puisse être retenue. Les différences de 0,59 et 0,46 événement observées respectivement à $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ entre les prédictions de **PYTHIA** et de **EXCALIBUR** définissent l'erreur systématique sur le bruit de fond.

8.4 Interprétations

Les résultats du canal $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sont combinés avec ceux du canal hadronique $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow q\bar{q}$ [1]. Le tableau 8.3 résume les résultats obtenus dans les deux canaux. Le nombre d'événements attendus suppose une section efficace de production σ_{hZ} égale à celle du modèle standard ainsi qu'un rapport de branchement du Higgs en produits de désintégration invisibles égal à 1. Au total, 79 événements sont observés, à comparer aux 80 prédits par la simulation des processus standards. Dans les conditions les plus favorables, 105 événements auraient dû être observés en présence d'un signal

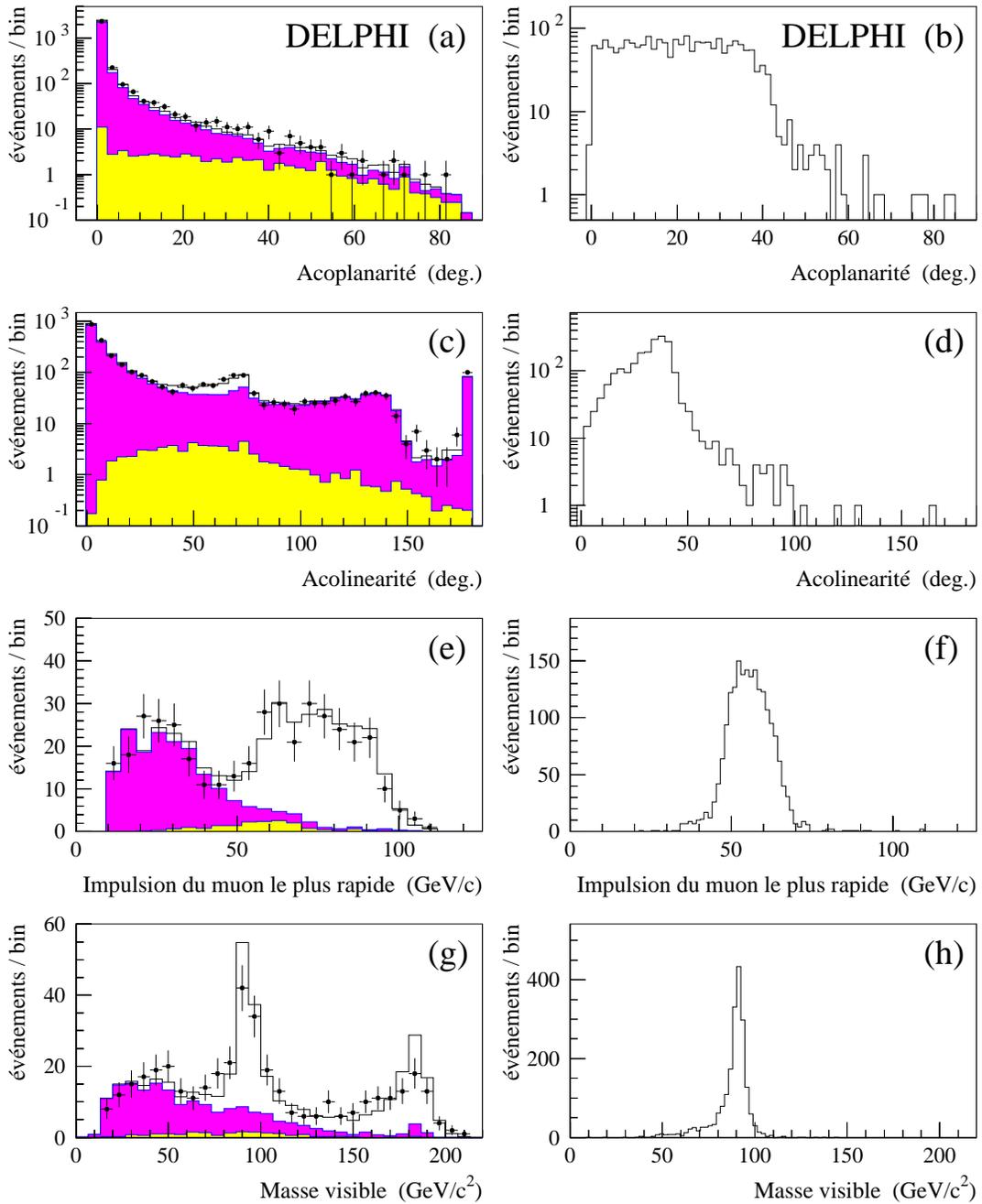
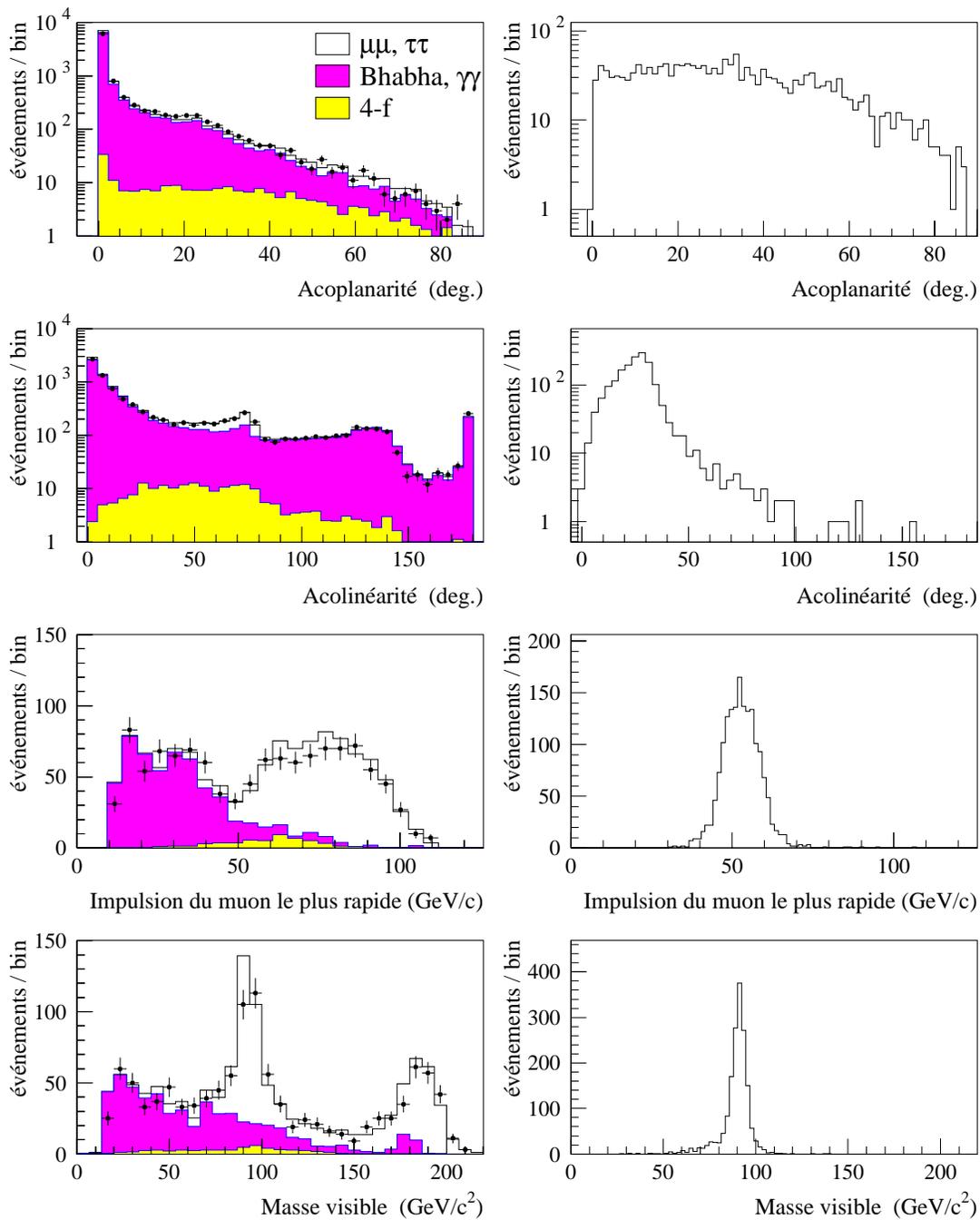


FIG. 8.7 – Analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ à $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$ – Distribution de l’acoplanarité (a-b) et de l’acolinéarité (c-d) des deux “candidats muons” après le rejet des rayons cosmiques. Distributions de l’impulsion du muon le plus rapide (e-f) et de la masse visible (g-h) après l’identification des muons. Les figures de gauche représentent la comparaison entre données réelles (points) et simulation (histogramme). La région gris clair correspond aux processus à 4 fermions, la région gris foncé aux interactions à deux photons et aux événements Bhabha, enfin la région blanche aux événements $\mu^+ \mu^- (\gamma)$ et $\tau^+ \tau^- (\gamma)$ issus d’un boson Z^* . Les figures de droite représentent les distributions non normalisées attendues dans le cas d’un boson de Higgs de $80 \text{ GeV}/c^2$.


 FIG. 8.8 – *idem* figure 8.7 mais à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

\sqrt{s} (GeV)	Canal	Données réelles	Données simulées	ϵ (%) $m_h=90 \text{ GeV}/c^2$	Nb. évt. signal $m_h=90 \text{ GeV}/c^2$
183	hadronique	13	$10,5 \pm 0,5$	27,7	2,05
	leptonique	2	$1,74 \pm 0,25$	59,1	0,22
189	hadronique	58	$63,2 \pm 1,4$	58,0	21,36
	leptonique	6	$4,83 \pm 0,64$	63,3	1,14
Total		79	$80,3 \pm 0,8$	–	248

TAB. 8.3 – Résultats combinés de la recherche d'événements hZ où le boson de Higgs se désintégrerait de manière invisible.

($m_h=90 \text{ GeV}/c^2$). Cette claire absence de signal peut se traduire sous la forme d'une limite d'exclusion. La méthode de rapport de vraisemblance, associée à une prescription fréquentiste modifiée, décrite au paragraphe 6.6 est employée pour fixer une limite à 95 % de niveau de confiance sur la section efficace d'un éventuel signal. Le taux d'événements observés et attendus est pris en compte mais également la distribution de la masse de recul (prise comme estimateur de la masse d'un éventuel boson de Higgs). Cette distribution est représentée sur la figure 8.9. Les résultats obtenus par le canal hadronique à

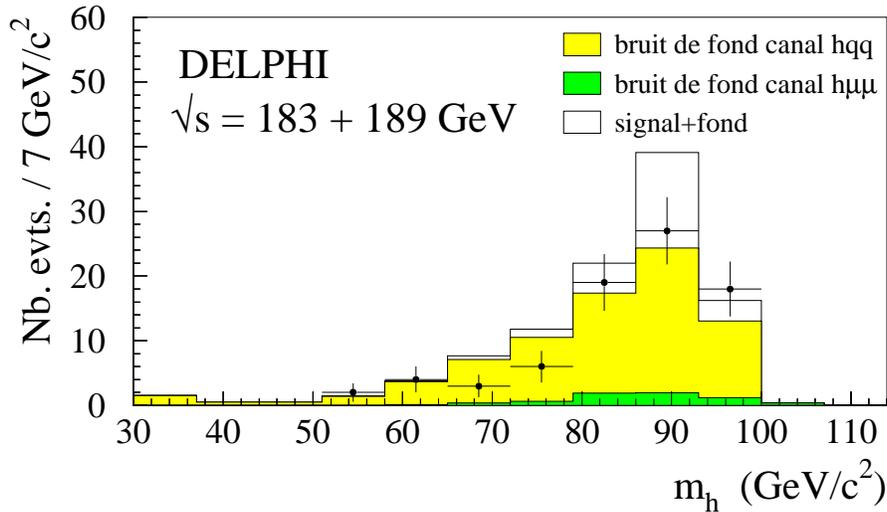


FIG. 8.9 – Distribution de la masse de recul des événements sélectionnés dans les canaux leptonique et hadronique. La partie blanche représente la contribution d'un signal hZ pour $m_h=90 \text{ GeV}/c^2$, en supposant une section efficace égale à celle du modèle standard et un rapport de branchement $\text{Br}(h \rightarrow \text{inv.})$ égal à 1.

$\sqrt{s}=161$ et 172 GeV [2] ont également été inclus dans le calcul de la limite. Les limites attendue et observée sur la section efficace sont représentées sur la figure 8.10a en fonction de la masse du boson de Higgs. La section efficace hZ du modèle standard est également tracée. En supposant un rapport de branchement $\text{Br}(h \rightarrow \text{inv.})$ égal à 1, nous obtenons les limites:

- limite attendue: $m_h > 91,5 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance;
- limite observée: $m_h > 91,6 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance.

Il est parfois souhaitable d'exprimer ces limites indépendamment du rapport de branchement $\text{Br}(h \rightarrow \text{inv.})$. On suppose que la section efficace hZ est identique à celle du modèle standard et que la répartition des différents mode de désintégration "visible" reste inchangée. Le résultat se traduit sous la forme d'une région d'exclusion dans le plan $\text{Br}(h \rightarrow \text{inv.}) - m_h$. Pour éviter les problèmes de recouvrement entre les canaux $h \rightarrow \text{inv.}$, $Z \rightarrow q\bar{q}$ et $h \rightarrow qq$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, leurs résultats ne sont utilisés que dans les

régions respectives $\text{Br}(h \rightarrow \text{inv.}) > 50\%$ et $\text{Br}(h \rightarrow \text{inv.}) < 50\%$. La figure 8.10b représente la limite observée obtenue. Il est ainsi possible de fixer une limite $m_h > 90,2 \text{ GeV}/c^2$ indépendante du rapport de branchement $\text{Br}(h \rightarrow \text{inv.})$.

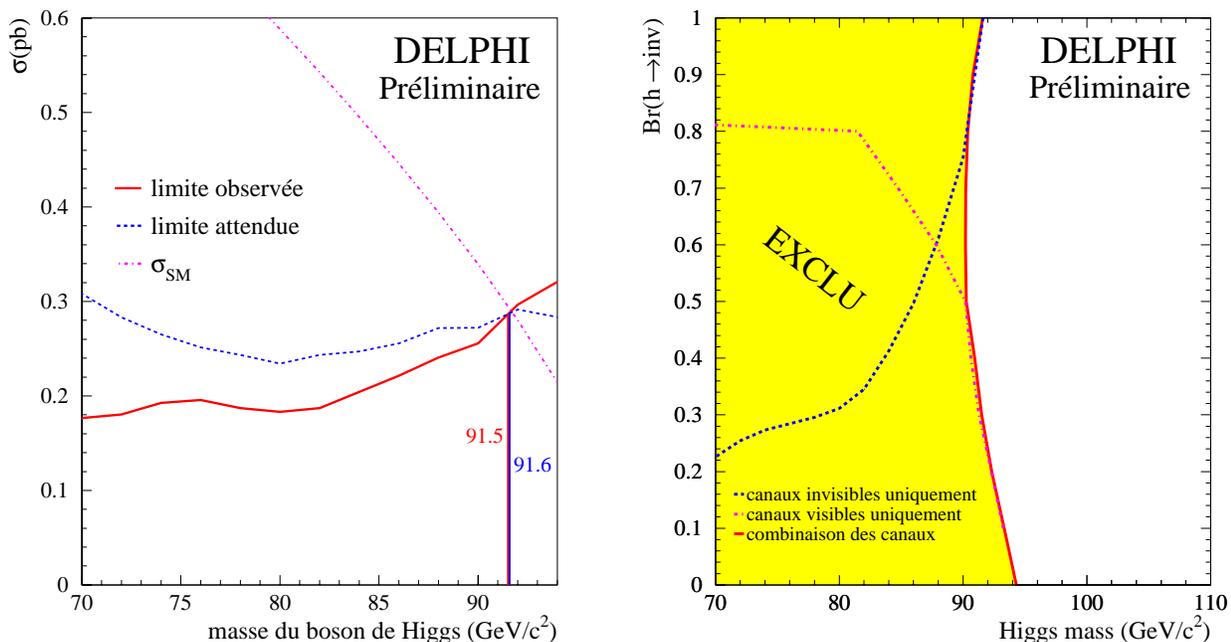


FIG. 8.10 – À gauche: section efficace hZ exclue à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs. On suppose un rapport de branchement $\text{Br}(h \rightarrow \text{inv.})$ égal à 1. Les limites observées (trait continu) et attendues (trait pointillé) sont indiqués. Est également représentée la section efficace hZ du modèle standard (ligne en tiret-point) – À droite: limite observée à 95 % de niveau de confiance sur le rapport de branchement du Higgs en produits de désintégration invisible, en fonction de la masse du boson de Higgs.

Bibliographie

- [1] P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, *A search for invisible Higgs bosons produced in e^+e^- interactions at LEP2 energies*, CERN-EP paper 208, devant être soumis à Phys. Lett. B.
- [2] P. Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI, *Search for neutral and charged Higgs bosons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=161$ GeV and 172 GeV*, Eur. Phys. J. **C2**, 1 (1997).

Conclusion

Cette thèse a abordé deux sujets: d'une part la mise au point d'un détecteur au silicium afin d'étudier le bruit de fond induit par les faisceaux du LEP, et d'autre part la recherche de bosons de Higgs dans les données enregistrées par DELPHI en 1997 et 1998 à des énergies de 183 et 189 GeV.

Le moniteur au silicium a été installé au cœur du détecteur DELPHI durant l'hiver 95-96, au commencement du programme de montée en énergie du LEP. Il fournit un suivi permanent du niveau de bruit de fond dû au rayonnement synchrotron et autorise une mesure en-ligne très précise de l'énergie ($\sigma = 3,6$ keV) et des temps de vol ($\sigma = 2,1$ ns) des particules. Ces trois dernières années, il a parfaitement assumé son rôle en offrant une protection accrue de la TPC en interdisant la montée des tensions lorsque les conditions de bruit de fond sont trop mauvaises. Il a également contribué à une amélioration de l'efficacité de la prise de données (gain d'environ 2 %) en évitant des disjonctions des alimentations de la TPC et en permettant la mise sous tension des sous-détecteurs dès la fermeture des collimateurs et avant même que les opérateurs du LEP aient annoncé le début du régime de "physique". Les informations très riches qu'il fournit sont couramment utilisés par les ingénieurs du LEP pour optimiser la qualité et la stabilité des faisceaux. Deux exemples en sont le réglage de l'ouverture des mâchoires des collimateurs et l'ajustement de l'orbite des faisceaux afin d'éviter les résonances non linéaires à l'origine "d'orages de photons". Les applications ponctuelles ont été nombreuses: la comparaison du taux et de l'origine du bruit de fond pour deux optiques de faisceaux différentes, la mise en évidence de problèmes affectant la machine (fuite de vide, panne d'un moteur actionnant les mâchoires d'un collimateur) ou bien encore la recherche de l'origine de l'inefficacité d'une "raquette" du détecteur à macropixels de silicium (VFT).

En 1999, les ingénieurs du LEP tenteront d'atteindre des énergies de 200 GeV dans le centre de masse, grâce notamment à un reconditionnement des cavités accélératrices. Un tel niveau de performances ne sera possible qu'au prix d'une moins bonne stabilité des faisceaux et l'année 1999 promet d'être plus difficile encore que 1998 en matière de bruit de fond. DELPHI grâce à son moniteur au silicium est prêt à affronter ces conditions. Certaines améliorations pourront même être apportées: l'ajout d'une seconde plaquette de silicium sur les modules permettrait de discriminer plus efficacement les particules hors-impulsion et les photons synchrotron. La chaîne d'acquisition pourrait également être modifiée afin de réduire les temps morts et ainsi permettre l'étude détaillée de périodes de bruit de fond particulièrement intense comme lors de la perte accidentelle des faisceaux. Enfin un système d'alarme automatique sera éventuellement développé afin d'avertir les ingénieurs du LEP dès qu'un "orage de photons" s'annonce.

La seconde partie de la thèse a été consacrée à la recherche de bosons de Higgs. Des événements hZ où le Z se désintègre en muons ou en électrons et le boson de Higgs en quarks b, en lepton tau ou de manière invisible ont été recherchés dans les 54 pb^{-1} et 158 pb^{-1} de données enregistrées par DELPHI en 1997 et 1998 à des énergies de 183 et 189 GeV. La discrimination entre signal et bruit de fond repose principalement sur l'identification des leptons et sur leur masse invariante. L'identification des muons a pu être améliorée en utilisant les informations en provenance du calorimètre hadronique. Les résolutions en masses ont été améliorées en prenant en compte la largeur naturelle du boson Z dans les procédures d'ajustement cinématique et des gains proches de $500 \text{ MeV}/c^2$ ont pu être obtenus sur la résolution en m_h pour des événements he^+e^- et $h\mu^+\mu^-$ simulés où le boson de Higgs se désintègre en quarks b. Les méthodes standard de reconnaissance des mésons beaux dans DELPHI ont été utilisées pour les désintégrations du boson de Higgs en quarks b. Les analyses présentées reposent sur l'application de

coupures séquentielles. Une méthode originale d'optimisation a été employée, permettant d'améliorer la sensibilité au signal recherché et permettant de s'affranchir de l'arbitraire dans le choix des coupures.

Aucun signal n'a été observé dans les données à 183 et 189 GeV, et ce quelque soit le mode de désintégration du boson de Higgs. Cette absence de signal également constatée dans les autres canaux de recherche conduit à fixer une limite d'exclusion sur la masse du (des) boson(s) de Higgs. Dans le cadre du modèle standard:

$$m_H > 94,5 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à un niveau de confiance de 95\%}$$

Dans le cadre de l'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM), les limites sur la masse des boson de Higgs indépendantes du paramètre $\tan \beta$ sont les suivantes:

$$m_h > 82,4 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à un niveau de confiance de 95\%}$$

$$m_A > 83,3 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à un niveau de confiance de 95\%}$$

Enfin, dans l'hypothèse où le boson de Higgs se désintègre de manière invisible, une limite indépendante de son rapport de branchement $\text{Br}(h \rightarrow \text{inv.})$ est obtenue:

$$m_h > 90,2 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à un niveau de confiance de 95\%}$$

où l'on a supposé une section efficace égale à celle du modèle standard.

Avec la montée à des énergies proches de 200 GeV dans le centre de masse, la recherche de bosons de Higgs au LEP promet d'être exaltante. Avec 200 pb^{-1} de données enregistrées par chaque expérience à une énergie de 200 GeV, la combinaison des analyses des quatre expériences LEP permettrait ainsi de découvrir le boson de Higgs jusqu'à une masse de 107 GeV.

Annexes

Annexe A

Masses des neutralinos et couplages

Dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_a^0, \tilde{H}_b^0)$, la matrice de masse des neutralinos est définie par:

$$\mathcal{M}_0 = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \cos \theta_W \sin \beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & m_Z \cos \theta_W \sin \beta \\ -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin \theta_W \sin \beta & m_Z \cos \theta_W \sin \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

La matrice de masse peut être diagonalisée par une matrice 4×4 unitaire Z . Les masses des neutralinos sont alors données par

$$\begin{aligned} \epsilon_1 m_{\chi_1^0} &= C_1 - \left(\frac{1}{2}a - \frac{1}{6}C_2\right)^{1/2} + \left[-\frac{1}{2}a - \frac{1}{3}C_2 + \frac{C_3}{(8a - 8C_2/3)^{1/2}}\right]^{1/2} \\ \epsilon_2 m_{\chi_2^0} &= C_1 + \left(\frac{1}{2}a - \frac{1}{6}C_2\right)^{1/2} - \left[-\frac{1}{2}a - \frac{1}{3}C_2 - \frac{C_3}{(8a - 8C_2/3)^{1/2}}\right]^{1/2} \\ \epsilon_3 m_{\chi_3^0} &= C_1 - \left(\frac{1}{2}a - \frac{1}{6}C_2\right)^{1/2} - \left[-\frac{1}{2}a - \frac{1}{3}C_2 + \frac{C_3}{(8a - 8C_2/3)^{1/2}}\right]^{1/2} \\ \epsilon_4 m_{\chi_4^0} &= C_1 + \left(\frac{1}{2}a - \frac{1}{6}C_2\right)^{1/2} + \left[-\frac{1}{2}a - \frac{1}{3}C_2 - \frac{C_3}{(8a - 8C_2/3)^{1/2}}\right]^{1/2} \end{aligned}$$

où $\epsilon_i = \pm 1$ et les coefficients C_i sont donnés par

$$\begin{aligned} C_1 &= (M_1 + M_2)/4 \\ C_2 &= M_1 M_2 - m_Z^2 - \mu^2 - 6C_1^2 \\ C_3 &= 2C_1 [C_2 + 2C_1^2 + 2\mu^2] + m_Z^2 (M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W) - \mu m_Z^2 \sin 2\beta \\ C_4 &= C_1 C_3 - C_1^2 C_2 - C_1^4 - M_1 M_2 \mu^2 + (M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W) m_Z^2 \mu \sin 2\beta \end{aligned}$$

et le coefficient a par

$$a = \frac{1}{2^{1/3}} \operatorname{Re} \left[S + i \left(\frac{D}{27} \right)^{1/2} \right]^{1/3}$$

avec

$$\begin{aligned} S &= C_3^2 + \frac{2}{27} C_2^3 - \frac{8}{3} C_2 C_4 \\ D &= \frac{4}{27} (C_2^2 + 12C_4)^3 - 27S^2 \end{aligned}$$

Les éléments de la matrice de diagonalisation, Z_{ij} avec $i, j = 1, \dots, 4$, sont donnés par

$$\begin{aligned}
Z_{i1} &= \left[1 + \left(\frac{Z_{i2}}{Z_{i1}} \right)^2 + \left(\frac{Z_{i3}}{Z_{i1}} \right)^2 + \left(\frac{Z_{i4}}{Z_{i1}} \right)^2 \right]^{-1/2} \\
\frac{Z_{i2}}{Z_{i1}} &= -\frac{1}{\tan \theta_W} \frac{M_1 - \epsilon_i m_{\chi_i^0}}{M_2 - \epsilon_i m_{\chi_i^0}} \\
\frac{Z_{i3}}{Z_{i1}} &= \frac{\mu(M_1 - \epsilon_i m_{\chi_i^0})(M_2 - \epsilon_i m_{\chi_i^0}) - m_Z^2 \sin \beta \cos \beta [(M_1 - M_2) \cos \theta_W^2 + M_2 - \epsilon_i m_{\chi_i^0}]}{m_Z (M_2 - \epsilon_i m_{\chi_i^0}) \sin \theta_W [\mu \cos \beta + \epsilon_i m_{\chi_i^0} \sin \beta]} \\
\frac{Z_{i4}}{Z_{i1}} &= \frac{-\epsilon_i m_{\chi_i^0} (M_1 - \epsilon_i m_{\chi_i^0})(M_2 - \epsilon_i m_{\chi_i^0}) - m_Z^2 \cos^2 \beta [(M_1 - M_2) \cos \theta_W^2 + M_2 - \epsilon_i m_{\chi_i^0}]}{m_Z (M_2 - \epsilon_i m_{\chi_i^0}) \sin \theta_W [\mu \cos \beta + \epsilon_i m_{\chi_i^0} \sin \beta]}
\end{aligned}$$

où ϵ_i est le signe de la i^e valeur propre de la matrice de masse des neutralinos.

Annexe B

Informations complémentaires sur les analyses $hZ \rightarrow b\bar{b} l^+l^-$ ou $\tau^+\tau^- l^+l^-$

	Type évt.	\sqrt{s} (GeV)	p_1 (GeV/c)	p_2 (GeV/c)	α_1 (°)	α_2 (°)	$M_{\mu\mu}$ (GeV/c ²)	M_{rec} (GeV/c ²)	etiq. b
Après étiqu. b	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	189	51,2	44,4	89,2	84,4	92,3	93,4	5,73
	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	189	91,0	38,4	83,6	80,5	90,2	92,5	-0,27
	$e^+e^-q\bar{q}$	189	84,2	25,7	91,9	12,6	65,5	82,6	-1,31
	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	183	49,2	42,1	81,2	85,6	89,9	89,9	2,44
	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	183	45,8	38,6	34,1	67,6	79,2	94,6	-1,61
	$e^+e^-q\bar{q}$	183	55,6	19,5	95,8	32,2	68,9	86,6	2,44
Avant étiquetage du b	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	189	51,1	45,0	80,6	49,6	92,2	91,4	-2,82
	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	189	58,7	38,7	31,9	36,2	92,2	92,1	-2,07
	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	189	46,2	42,7	87,9	68,6	79,3	89,7	-3,02
	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	189	54,3	37,2	96,5	75,4	89,9	94,0	-2,57
	$e^+e^-q\bar{q}$	189	41,1	49,1	66,4	82,8	90,4	89,8	-2,31
	$e^+e^-q\bar{q}$	189	52,0	40,1	90,9	50,7	91,6	90,9	-1,71
	$e^+e^-q\bar{q}$	189	50,3	40,2	87,6	62,1	67,5	94,8	-2,01
	$e^+e^-q\bar{q}$	189	52,2	56,0	24,7	13,4	96,8	90,4	-2,90
	$e^+e^-q\bar{q}$	189	37,8	27,0	45,2	17,1	73,4	108,9	-2,68
	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	183	60,0	35,2	29,4	55,3	89,5	82,9	-2,39
	$e^+e^-q\bar{q}$	183	49,2	32,5	100,8	11,9	65,3	92,3	-2,39
	$e^+e^-q\bar{q}$	183	58,9	17,8	113,5	11,7	64,6	71,4	-2,46

TAB. B.1 – Caractéristiques des événements sélectionnés avant et après l'étiquetage d'un éventuel méson B. L'impulsion (p_1 , p_2) des leptons (ou bien l'énergie dans le cas d'un électron) et leur angle d'isolation (α_1 , α_2) par rapport au jet le plus proche sont indiqués. Les masses du dilepton et de recul sont données après l'ajustement à 5 contraintes. Enfin le contenu en quark b de l'événement est estimée à l'aide la variable globale d'étiquetage décrite au paragraphe 6.5.4.

Sélection $h\mu^+\mu^-$ m_h (GeV/ c^2)	$\sqrt{s}=183$ GeV $h \rightarrow$ tout	$\sqrt{s}=189$ GeV		
		$h \rightarrow$ tout	$h \rightarrow b\bar{b}$	$h \rightarrow \tau^+\tau^-$
60,0	$58,2 \pm 1,1^{+1,0}_{-1,2}$	—	—	—
65,0	$62,1 \pm 1,1^{+1,1}_{-1,1}$	—	—	—
70,0	$63,7 \pm 0,7^{+1,2}_{-1,0}$	$63,3 \pm 1,1^{+1,3}_{-1,4}$	$69,4 \pm 1,1$	$35,0 \pm 3,6$
75,0	$65,1 \pm 1,0^{+1,4}_{-1,1}$	$64,2 \pm 1,1^{+0,9}_{-1,2}$	$69,8 \pm 1,1$	$35,6 \pm 3,9$
80,0	$69,2 \pm 0,9^{+1,4}_{-0,9}$	$67,7 \pm 1,0^{+1,0}_{-0,7}$	$73,0 \pm 1,1$	$44,1 \pm 3,8$
85,0	$67,2 \pm 0,7^{+0,9}_{-1,1}$	$67,0 \pm 0,6^{+1,1}_{-1,3}$	$72,6 \pm 0,7$	$46,0 \pm 2,4$
90,0	$66,1 \pm 0,7^{+1,1}_{-1,3}$	$67,5 \pm 0,6^{+0,9}_{-1,1}$	$73,2 \pm 0,7$	$49,0 \pm 2,3$
92,5	—	$63,8 \pm 0,9^{+0,9}_{-1,4}$	$69,5 \pm 0,9$	$44,8 \pm 3,0$
95,0	$60,2 \pm 1,0^{+1,2}_{-0,9}$	$65,2 \pm 0,6^{+1,1}_{-1,0}$	$70,8 \pm 0,7$	$45,9 \pm 2,5$
97,5	—	$62,6 \pm 0,9^{+1,4}_{-1,0}$	$68,5 \pm 0,9$	$43,1 \pm 3,2$

TAB. B.2 – Analyse $h\mu^+\mu^-$ – Efficacités de détection (en %) d'un signal hZ pour différentes masses de bosons de Higgs. Les efficacités sont déterminées à partir d'événements $h\mu^+\mu^-$ simulés où toutes les désintégrations du modèle standard sont permises pour le boson de Higgs (2^e et 3^e colonne), ou bien sont restreintes à une paire de quarks b (4^e colonne) ou à une paire de leptons taus (5^e colonne).

Sélection he^+e^- m_h (GeV/ c^2)	$\sqrt{s}=183$ GeV $h \rightarrow$ tout	$\sqrt{s}=189$ GeV		
		$h \rightarrow$ tout	$h \rightarrow b\bar{b}$	$h \rightarrow \tau^+\tau^-$
60,0	$38,3 \pm 1,1^{+1,2}_{-0,9}$	—	—	—
65,0	$41,4 \pm 1,0^{+1,0}_{-1,3}$	—	—	—
70,0	$44,9 \pm 1,1^{+1,3}_{-1,2}$	$50,3 \pm 1,1^{+1,2}_{-1,1}$	$55,8 \pm 1,2$	$24,8 \pm 3,6$
75,0	$43,6 \pm 1,1^{+1,1}_{-1,0}$	$50,9 \pm 1,1^{+1,0}_{-1,2}$	$55,2 \pm 1,2$	$34,0 \pm 3,9$
80,0	$45,3 \pm 1,1^{+1,0}_{-0,9}$	$50,7 \pm 1,1^{+1,0}_{-1,1}$	$55,4 \pm 1,2$	$30,8 \pm 3,8$
85,0	$46,4 \pm 1,1^{+1,3}_{-1,1}$	$50,6 \pm 0,7^{+1,2}_{-1,0}$	$56,3 \pm 0,8$	$30,2 \pm 2,4$
90,0	$40,8 \pm 1,1^{+1,0}_{-0,8}$	$50,4 \pm 0,7^{+0,9}_{-1,2}$	$55,8 \pm 0,8$	$30,6 \pm 2,3$
92,5	—	$49,7 \pm 0,9^{+1,1}_{-1,3}$	$55,5 \pm 1,0$	$33,1 \pm 3,0$
95,0	$36,2 \pm 1,1^{+1,1}_{-1,3}$	$50,2 \pm 0,7^{+1,2}_{-1,2}$	$55,3 \pm 0,8$	$35,2 \pm 2,5$
97,5	—	$47,5 \pm 0,9^{+1,3}_{-1,6}$	$53,3 \pm 1,0$	$33,3 \pm 3,2$

TAB. B.3 – Analyse he^+e^- – Efficacités de détection (en %) d'un signal hZ pour différentes masses de bosons de Higgs. Les efficacités sont déterminées à partir d'événements he^+e^- simulés où toutes les désintégrations du modèle standard sont permises pour le boson de Higgs (2^e et 3^e colonne), ou bien sont restreintes à une paire de quarks b (4^e colonne) ou à une paire de leptons taus (5^e colonne).

Sélection $h\mu^+\mu^-$ $\sqrt{s}=183$ GeV	Données réelles	Données simulées PYTHIA 4-f	Données simulées EXCALIBUR 4-f
Présélection	2 243	$2\,252 \pm 16$	$2\,224 \pm 16$
Impulsion des μ	1 509	$1\,531 \pm 14$	$1\,518 \pm 14$
Identification des μ	25	$23,8 \pm 1,7$	$23,6 \pm 1,7$
Jets	24	$22,5 \pm 1,6$	$22,2 \pm 1,7$
Isolation des μ	13	$10,2 \pm 1,0$	$10,3 \pm 0,9$
Masse dimuon	3	$1,02 \pm 0,09$	$1,14 \pm 0,16$
Étiquetage de b	2	$0,48 \pm 0,06$	$0,57 \pm 0,12$

Sélection $h\mu^+\mu^-$ $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées PYTHIA 4-f	Données simulées EXCALIBUR 4-f
Présélection	6 343	$6\,361 \pm 40$	$6\,258 \pm 41$
Impulsion des μ	494	485 ± 12	469 ± 12
Identification des μ	18	$17,1 \pm 0,9$	$16,4 \pm 1,2$
Jets / taus	13	$15,1 \pm 0,9$	$14,2 \pm 1,1$
Isolation des μ	6	$9,57 \pm 0,48$	$8,75 \pm 0,72$
Masse dimuon	6	$5,39 \pm 0,29$	$5,70 \pm 0,54$
Étiquetage de b ($\forall N_{ch}$)	2	$1,75 \pm 0,16$	$1,90 \pm 0,31$
Étiquetage de b ($N_{ch} > 8$)	2	$2,15 \pm 0,17$	$2,42 \pm 0,33$

Sélection he^+e^- $\sqrt{s}=183$ GeV	Données réelles	Données simulées EXCALIBUR 4-f	Données simulées PYTHIA 4-f
Présélection	2 257	$2\,236 \pm 16$	$2\,264 \pm 16$
Énergie des électrons	484	476 ± 8	480 ± 8
Identification des électrons	53	$55,0 \pm 2,0$	$58,8 \pm 2,2$
Jets	49	$50,4 \pm 1,8$	$54,4 \pm 2,0$
Isolation des électrons	19	$22,6 \pm 1,1$	$25,7 \pm 1,3$
Masse diélectron	3	$3,16 \pm 0,31$	$2,98 \pm 0,42$
Étiquetage de b	1	$0,52 \pm 0,09$	$0,50 \pm 0,16$

Sélection he^+e^- $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées EXCALIBUR 4-f	Données simulées PYTHIA 4-f
Présélection	6 439	$6\,244 \pm 41$	$6\,361 \pm 40$
Énergie des électrons	544	518 ± 16	541 ± 16
Identification des électrons	210	214 ± 8	217 ± 8
Jets / taus	185	198 ± 7	201 ± 7
Isolation des électrons	36	$39,7 \pm 2,3$	$42,2 \pm 2,2$
Masse diélectron	6	$7,39 \pm 0,70$	$8,82 \pm 0,97$
Étiquetage de b ($\forall N_{ch}$)	1	$1,41 \pm 0,22$	$1,93 \pm 0,39$
Étiquetage de b ($N_{ch} > 8$)	1	$1,89 \pm 0,26$	$2,49 \pm 0,44$

TAB. B.4 - Recherche d'événements hl^{+1-} à $\sqrt{s}=183$ et 189 GeV - Comparaison entre données réelles et données simulées en utilisant PYTHIA ou EXCALIBUR comme générateur de processus à 4 fermions.

Sélection $h\mu^+\mu^-$ $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées	ZZ	W^+W^-	Ze^+e^- $W\ell\nu$	$q\bar{q}(\gamma)$	$l^+l^-(\gamma)$ $\gamma\gamma$	$h\mu^+\mu^-$ ϵ (%)
Présélection	6 343	$6\,361 \pm 40$	88,3	1 088	131	4 984	68,6	90,2
Impulsion des μ	494	485 ± 12	18,6	132	21,9	299	13,2	84,9
Identification des μ	18	$17,1 \pm 0,9$	8,88	7,42	0,41	0,41	0	79,8
Jets / taus	13	$15,1 \pm 0,9$	7,70	6,75	0,28	0,41	0	78,4
Isolation des μ	6	$9,57 \pm 0,48$	7,47	2,09	0	0	0	76,9
Masse dimuon	6	$5,39 \pm 0,29$	5,05	0,34	0	0	0	74,6
Étiquetage de b ($\forall N_{ch}$)	2	$1,75 \pm 0,16$	1,68	0,07	0	0	0	62,2
Étiquetage de b ($N_{ch} > 8$)	2	$2,15 \pm 0,17$	2,09	0,07	0	0	0	65,2

Sélection he^+e^- $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées	4 fermions		$q\bar{q}(\gamma)$	$l^+l^-(\gamma)$ $\gamma\gamma$	he^+e^- ϵ (%)
			$e^+e^-q\bar{q}$	autres			
Présélection	6 439	$6\,244 \pm 41$	30,5	1 180	4 964	68,6	83,5
Énergie des électrons	544	518 ± 16	13,7	138	347	17,8	75,3
Identification des électrons	210	214 ± 8	11,7	82,5	112	7,26	72,4
Jets / taus	185	198 ± 7	10,1	76,7	108	2,71	70,3
Isolation des électrons	36	$39,7 \pm 2,3$	8,40	26,4	4,96	0	68,3
Masse diélectron	6	$7,39 \pm 0,70$	4,94	2,04	0,41	0	60,9
Étiquetage de b ($\forall N_{ch}$)	1	$1,41 \pm 0,22$	1,22	0,18	0	0	47,7
Étiquetage de b ($N_{ch} > 8$)	1	$1,89 \pm 0,26$	1,22	0,67	0	0	50,2

TAB. B.5 – Recherche d'événements $h\mu^+\mu^-$ et he^+e^- à 189 GeV – Les résultats des recherches d'un boson de Higgs se désintégrant en quarks b ou en leptons τ sont combinées. Dans le cas du canal $h\mu^+\mu^-$, PYTHIA est utilisé comme générateur de processus à 4 fermions, tandis que EXCALIBUR est employé dans le cas du canal he^+e^- . La dernière colonne des tableaux indique les efficacités obtenues sur un signal $h\mu^+\mu^-$ ou he^+e^- simulé avec $m_h=95$ GeV/ c^2 et pour lequel toutes les modes de désintégrations du boson de Higgs prévu par le modèle standard sont permis.

Annexe C

Informations complémentaires sur l'analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$

\sqrt{s}	183	189
p_{μ_1} (GeV/c)	41,0 - 74,0	43,0 - 72,0
masse visible (GeV/c ²)	79,0 - 96,0	76,0 - 97,5
acolinéarité (°)	2,3 - 62,0	3,7 - 62,0
acoplanarité (°)	> 1,45	> 1,85
$\sum p_t$ (GeV/c)	> 31,0	> 29,0
impul. manq. (GeV/c)	8,5 - 51,5	12,5 - 57,5
θ imp. manq. (°)	4,5 - 175,5	22,5 - 157,5

TAB. C.1 – Critères de sélection employés pour la recherche d'événements $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

\sqrt{s}	183	183	189	189	189	189	189	189
p_{μ_1} (GeV/c)	64,2	57,2	54,4	54,4	51,1	56,9	58,2	61,1
p_{μ_2} (GeV/c)	32,2	41,2	41,3	47,1	42,2	43,3	40,2	24,4
acolinéarité (°)	10,4	44,1	42,1	53,7	26,7	22,4	39,5	9,0
acoplanarité (°)	15,9	64,1	30,7	30,5	84,8	25,0	31,2	47,6
$\sum p_t$ (GeV/c)	94,9	91,2	79,0	79,5	93,2	82,7	85,5	65,8
impul. manq. (GeV/c)	32,7	39,8	36,4	46,3	23,2	23,6	37,3	37,2
θ imp. manq. (°)	92,0	110,2	146,3	42,8	95,2	74,9	31,3	126,9
masse visible (GeV/c ²)	91,4	90,0	88,5	90,3	90,3	97,4	91,0	76,9
masse de recul (GeV/c ²)	79,7	74,9	86,1	74,5	93,1	85,8	82,9	96,9

TAB. C.2 – Caractéristiques des événements sélectionnés.

m_h (GeV/ c^2)	Efficacité (%)	
	$\sqrt{s}=183$ GeV	$\sqrt{s}=189$ GeV
60,0	$34,1 \pm 1,0$ $^{+0,9}_{-1,1}$	$37,5 \pm 1,1$ $^{+0,8}_{-1,2}$
65,0	$52,8 \pm 1,1$ $^{+0,7}_{-0,9}$	$47,8 \pm 1,1$ $^{+1,3}_{-0,9}$
70,0	$58,5 \pm 0,7$ $^{+1,2}_{-1,3}$	$53,8 \pm 1,1$ $^{+1,2}_{-1,5}$
75,0	$59,8 \pm 1,0$ $^{+1,3}_{-1,2}$	$58,4 \pm 1,1$ $^{+1,6}_{-1,1}$
80,0	$63,2 \pm 1,0$ $^{+1,0}_{-1,1}$	$61,0 \pm 1,1$ $^{+1,3}_{-1,4}$
85,0	$62,0 \pm 0,7$ $^{+1,4}_{-1,2}$	$63,4 \pm 1,1$ $^{+1,7}_{-1,3}$
90,0	$59,1 \pm 0,7$ $^{+1,6}_{-1,7}$	$63,3 \pm 1,1$ $^{+1,2}_{-1,2}$
92,5	—	$61,9 \pm 1,1$ $^{+1,4}_{-1,5}$
95,0	$37,0 \pm 1,0$ $^{+3,8}_{-3,6}$	$46,3 \pm 1,1$ $^{+1,9}_{-1,8}$
97,5	—	$34,9 \pm 1,0$ $^{+2,5}_{-2,3}$

TAB. C.3 – Efficacités de détection d'un signal $h\mu^+\mu^-$ où le boson de Higgs se désintègre à 100% de manière invisible.

Sélection $\sqrt{s}=183$ GeV	Données réelles	Données simulées PYTHIA 4-f	Données simulées EXCALIBUR 4-f
Anti-cosmiques	3035	$3\,091 \pm 13$	$3\,105 \pm 13$
Identification des μ	402	408 ± 4	409 ± 4
Impulsion des μ	143	143 ± 3	142 ± 3
Masse dimuon	49	$51,2 \pm 1,5$	$51,0 \pm 1,5$
Forme événement	3	$2,98 \pm 0,35$	$2,57 \pm 0,34$
Impulsion manquante	2	$1,74 \pm 0,25$	$1,15 \pm 0,21$

TAB. C.4 – Analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ à $\sqrt{s}=183$ GeV – Comparaison entre données réelles et données simulées en utilisant PYTHIA ou EXCALIBUR comme générateur de processus à 4 fermions.

Sélection $\sqrt{s}=189$ GeV	Données réelles	Données simulées PYTHIA 4-f	Données simulées EXCALIBUR 4-f
Anti-cosmiques	9679	$10\,186 \pm 251$	$10\,169 \pm 251$
Identification des μ	1152	$1\,206 \pm 21$	$1\,192 \pm 21$
Impulsion des μ	329	335 ± 9	327 ± 9
Masse dimuon	121	120 ± 4	118 ± 4
Forme événement	9	$9,51 \pm 0,96$	$9,71 \pm 0,87$
Impulsion manquante	6	$4,83 \pm 0,64$	$5,29 \pm 0,53$

TAB. C.5 – Analyse $h \rightarrow \text{inv.}, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ à $\sqrt{s}=189$ GeV – Comparaison entre données réelles et données simulées en utilisant PYTHIA ou EXCALIBUR comme générateur de processus à 4 fermions.

Remerciements

Didier Vilanova fut mon directeur de thèse au cours de ces trois années. Il a toujours su guider mon travail sans pour autant nuire à mes initiatives (si tant est qu'il y en ait eu). Il a fait preuve d'une grande compétence tout en sachant rester simple. Sa disponibilité était totale, ses encouragements permanents et son humour décapant... Je lui suis reconnaissant d'avoir su être aussi têtu que moi, en particulier lorsque je m'obstinais dans l'erreur. Au bout de maintenant trois ans, Didier commence à bien me connaître et sait la difficulté que j'éprouve à écrire des remerciements. Je pense donc qu'il pardonnera la maladresse de ceux-ci, mais ils ont le mérite d'être sincères. J'ai été très heureux de pouvoir travailler à ses côtés durant ces trois années et ne peux qu'encourager les futurs thésards à le choisir comme directeur (si toutefois je ne l'ai pas dissuadé de reprendre un jour un thésard!).

Durant ma thèse, j'ai souvent eu l'occasion de séjourner au "puits" de DELPHI. Il y règne une ambiance amicale et chaleureuse. Pour leurs conseils, leur soutien, leur amitié ou bien encore leur bonne humeur, je tiens à remercier Yannick Arnoud, Philippe Charpentier, Lucia Di Ciaccio, Clara Gaspar, Philippe Gavillet, Patrick Jarry, Jeanne Mas et Yvon Mière.

Avant la mise au point des moniteurs au silicium, j'ignorais tout du domaine de l'instrumentation. Marcos Gaspar, Mauricio Barbi, Marc Besançon et François Pierre ainsi que les "gens du puits" m'ont beaucoup appris. Ils ont toujours su faire preuve de beaucoup de patience, de gentillesse et de disponibilité, je leur en suis très reconnaissant.

Je tiens également à remercier tous les autres membres du groupe DELPHI Saclay: Dominique Brou, Jean-Philippe Laugier, Pierre Lutz, Ahmimed Ouraou, Vanina Ruhlmann qui a sans doute été la cible favorite de mes innombrables (inépuisables?) questions stupides, Yves Sacquin et enfin Marilisa Turluer qui a réussi l'exploit de me supporter trois ans durant à ses côtés dans son bureau, sans perdre pour autant sa bonne humeur. L'ensemble du groupe a toujours attaché beaucoup de soin à l'encadrement de ses thésards. Il y règne de plus une excellente ambiance, que je n'oublierai pas.

Au cours de cette thèse, j'ai cotoyé de nombreuses personnes au sein de la très vaste collaboration DELPHI. Daniel Treille et François Richard ont suivi avec intérêt mon travail et n'ont jamais manqué de me conseiller. Leur soutien fut sans faille, je leur en suis infiniment reconnaissant. Pour les études du bruit des faisceaux dans DELPHI, j'ai eu recours à l'expérience de nombreuses personnes: notamment Paula Collins pour le VD, Vincent Hedberg pour le STIC et Jan Timermanns pour l'ID. Ils ont toujours fait preuve d'une grande précision et d'une grande rapidité dans leurs réponses (lors d'échanges "électronico-épistolaires"), en particulier lors de la rédaction de cette thèse. Je tiens en outre à remercier Reino Keranen et Fritz Völlmer avec qui j'ai travaillé sur le Higgs invisible. Et enfin, j'adresse un immense merci à Pierre Antilogus qui fut le premier à m'initier aux mystères de la TPC (avec une plus que bonne humeur!) au cours de mon premier *shift*; je suis très heureux de pouvoir le rejoindre l'an prochain à l'IPN de Lyon.

Par ailleurs, je tiens à remercier Luc Valentin qui m'a ouvert les portes de son DEA ainsi que Joël Feltesse, Michel Spiro et Daniel Vignaud pour m'avoir accueilli au Service de Physique des Particules du DAPNIA où tout est mis en œuvre pour que les thèses s'y déroulent dans d'excellentes conditions. Merci à Béatrice Guyot et à Nicole Lelièvre qui ont toujours su faire preuve de beaucoup de gentillesse et de disponibilité.

Philippe Charpentier, Pascal Gay, François Le Diberder, François Richard et Michel Spiro ont accepté de juger ce travail: qu'ils en soient vivement remerciés, en particulier les rapporteurs (Ph. Charpentier et P. Gay) que j'ai quelque peu malmenés en ne leur remettant que très tardivement le manuscrit.

Enfin merci à tous les jeunes docteurs que j'ai cotoyés durant cette thèse – François Blondeau, Maarten Boonekamp, M. Lebaron, Philippe Gris et Rémi Silvestre – ainsi qu'aux futurs docteurs – Esther Ferrer, Sophie Gamblin, Vincent Poireau, Laurent Simard et Thomas Alderweireld – à qui je souhaite bon courage et bonne chance.

Résumé

Les deux études présentées dans cette thèse ont été réalisées au sein de l'expérience DELPHI dans le cadre du programme de montée en énergie du collisionneur LEP.

La première étude est consacrée à la mise en œuvre d'un détecteur à base de plaquettes de silicium permettant de mesurer de manière continue le bruit de fond engendré par les faisceaux, en particulier le rayonnement synchrotron dont l'intensité ne cesse de croître avec la montée en énergie. Ce moniteur au silicium assure une meilleure sécurité des sous-détecteurs les plus fragiles de DELPHI, notamment la chambre à échantillonnage temporel (TPC), et offre une mesure très précise du temps de vol et de l'énergie des particules (2,1 ns et 3,6 keV de résolution) permettant d'identifier les éléments de la machine à l'origine du bruit de fond.

La seconde étude porte sur la recherche d'un boson de Higgs neutre produit en association avec un boson Z se désintégrant en une paire d'électrons ou de muons et où le boson de Higgs se désintègre en quarks b, en lepton τ ou de manière invisible comme cela est prévu dans certains scénarios supersymétriques. Aucun signal n'est observé dans les 54 et 158 pb⁻¹ de données enregistrées à $\sqrt{s}=183$ et 189 GeV. En combinant ce résultat avec celui des autres canaux de recherche, on peut exclure avec un niveau de confiance supérieur à 95 % l'hypothèse d'un boson de Higgs standard de masse inférieure à 94,5 GeV/c². Dans le cadre du modèle supersymétrique minimal, cette limite passe à 82,4 GeV/c² indépendamment du paramètre libre $\tan\beta$. Enfin, dans le cas où des désintégrations invisibles sont envisagées, la limite devient 90,2 GeV/c², indépendamment du rapport de branchement en produits de désintégration invisibles.

Summary

This thesis presents two studies made within the DELPHI experiment in the context of the energy rise of the LEP collider.

The first study concerns the setting up of a silicon plate detector that allows a continuous measurement of the background generated by the beams, particularly synchrotron radiation, the intensity of which increases strongly with the beam energy. This silicon monitor ensures a better safety of the more fragile DELPHI sub-detectors, especially the Time Projection Chamber, and gives a very precise measurement of the time of flight and energy of particles (2.1 ns and 3.6 keV resolution), thus allowing to identify the machine elements from which the background originates.

The second study is devoted to the search for a neutral Higgs boson, produced in association with a Z boson decaying into an electron or a muon pair; we have searched for Higgs boson decays in b quarks, τ leptons or into invisible decay products as is predicted by some supersymmetry scenarios. No signal has been observed in the 54 and 158 pb⁻¹ data recorded at $\sqrt{s}=183$ and 189 GeV. Combining this result with those from other search channels, the hypothesis for a standard Higgs boson with a mass less than 94.5 GeV/c² can be excluded at more than 95 % confidence level. In the frame of the Minimal Supersymmetric Model, this limit becomes 82.4 GeV/c², independently of the free parameter $\tan\beta$. Finally, as far as invisible decays are concerned, the limit becomes 90.2 GeV/c², independently of the branching ratio into invisible decay products.

