



CRN/HE 91-04

N. d'ordre 1023

THESE*présentée**pour obtenir le grade de**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG**par*

Farès DJAMA

**DETERMINATION DES PARAMETRES
DE LA RESONANCE HADRONIQUE DU BOSON Z^0
AVEC LE SPECTROMETRE DELPHI A LEP**

**CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES
STRASBOURG**

IN2P3
CNRS

UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR

CRN/HE 91-04
N. d'ordre 1023

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

par

Farès DJAMA

**DETERMINATION DES PARAMETRES DE LA RESONANCE HADRONIQUE
DU BOSON Z^0 AVEC LE SPECTROMETRE DELPHI A LEP**

Soutenue le 16 Mai 1991 devant la commission d'examen

**M.M. M. SCHAEFFER
G. SAUVAGE
J.-L. RIESTER
F.-M. RENARD
M. WINTER**

**Président
Rapporteur externe
Rapporteur interne**

A Roger, David,
Nicolas et Richard...

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé sur l'expérience DELPHI, auprès du collisionneur e^+e^- LEP. Il porte sur la détermination des paramètres de résonance du boson Z^0 (M_Z , Γ_Z et σ_0) à travers sa désintégration en paires quark-antiquark.

Pour cela on a mesuré la section efficace de production de paires quark-antiquark dans les collisions e^+e^- à 17 énergies différentes au voisinage du pic de la résonance du Z^0 .

L'exposé de ce travail commence par une présentation générale du Modèle Standard et de ses prédictions pour la section efficace du canal étudié. Suit alors une description du collisionneur LEP et du détecteur DELPHI.

Les différentes étapes d'analyse sont ensuite abordées : la mesure de la luminosité, la sélection des événements hadroniques et le calcul des sections efficaces expérimentales. Une attention particulière a été accordée aux différentes erreurs systématiques qui affectent les mesures. 140 000 événements enregistrés par DELPHI d'août 1989 à août 1990 ont ainsi été sélectionnés, dont 125 000 pris dans de bonnes conditions ont été utilisés pour l'analyse. Ces derniers correspondent à une luminosité intégrée de $5,9 \text{ pb}^{-1}$. Les paramètres de résonance du Z^0 ont été obtenus par l'ajustement d'expressions théoriques de la section efficace aux sections efficaces expérimentales. Les résultats de l'ajustement le moins dépendant des contraintes du Modèle Standard sont :

$$M_Z = 91,183 \pm 0,011 \text{ (stat)} \pm 0,02 \text{ (LEP)} \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_Z = 2,465 \pm 0,020 \text{ (stat)} \pm 0,005 \text{ (syst)} \text{ GeV}$$

$$\sigma_0 = 41,92 \pm 0,22 \text{ (stat)} \pm 0,33 \text{ (syst)} \pm 0,21 \text{ (theo)} \text{ nb}$$

$$\chi^2/NDL = 8,5/17 - 3$$

En combinant ces résultats avec les prédictions du Modèle Standard Minimal pour les largeurs leptoniques, on en déduit la largeur invisible du Z^0 :

$$\Gamma_{inv} = 486 \pm 7 \text{ (stat)} \pm 12 \text{ (syst)} \text{ MeV}$$

En divisant Γ_{inv} par la largeur de désintégration du boson Z^0 en paires neutrino-antineutrino, on a obtenu le nombre de familles de neutrinos légers :

$$N_\nu = 2.92 \pm 0,04 \text{ (stat)} \pm 0,07 \text{ (syst)}.$$

La valeur de N_ν est compatible avec l'existence de 3 familles de neutrinos légers.

Les valeurs mesurées des largeurs totale et invisible du boson Z^0 ont permis d'attribuer des limites inférieures aux masses de particules non encore observées, prédites soit par le Modèle Standard Minimal (quark top), soit par ses extensions ou ses alternatives (4^e famille de fermions, sparticules, fermions excités).

Mots Clés : LEP, DELPHI, Modèle Standard, Z^0 , neutrino.

Abstract

The work described in this thesis was achieved on the DELPHI experiment at the LEP e^+e^- collider. It concerns the determination of the resonance parameters of the Z^0 boson (M_Z , Γ_Z and σ_0) through its hadronic decays.

For this goal, the cross-section for the production of quark-antiquark pairs in e^+e^- collisions was measured at 17 different collision energies close to the resonance peak.

At first, a general review of the Standard Model and its predictions for the cross-section of the process $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ are given, followed by a description of the LEP collider and of the DELPHI detector.

The different steps of the analysis are then exposed. They concern the luminosity measurement, the selection of the hadronic events and the computation of the experimental cross-sections. Special attention was given to the systematic errors. About 140 000 hadronic events recorded by DELPHI between August 1989 and August 1990 were selected. A sample of 125 000 events taken under good data taking conditions was used for the analysis. It corresponds to a time integrated luminosity of about 5.9 pb^{-1} .

In order to extract the resonance parameters and to test the Standard Model, the experimental cross-sections were fitted with a theoretical formula which includes the most up-to-date radiative corrections calculations. A three parameter fit (which depends weakly on the SM assumptions) gives:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.183 \pm 0.011 \text{ (stat)} \pm 0.02 \text{ (LEP)} \text{ GeV}/c^2 \\ \Gamma_Z &= 2.465 \pm 0.020 \text{ (stat)} \pm 0.005 \text{ (syst)} \text{ GeV} \\ \sigma_0 &= 41.92 \pm 0.22 \text{ (stat)} \pm 0.33 \text{ (syst)} \pm 0.21 \text{ (theo)} \text{ nb} \\ \chi^2/d.o.f &= 8.5/17 - 3 \end{aligned}$$

By combining these results with the Standard Model predictions for the leptonic widths, we derived the invisible width of the Z^0 resonance:

$$\Gamma_{inv} = 486 \pm 7 \text{ (stat)} \pm 12 \text{ (syst)} \text{ MeV}$$

This result leads to the following value for the number of the light Dirac neutrino species:

$$N_\nu = 2.92 \pm 0.04 \text{ (stat)} \pm 0.07 \text{ (syst)},$$

in good agreement with the hypothesis of the existence of 3 massless neutrinos in Nature.

The total and invisible widths were used to derive lower bounds of the masses of new particles predicted either by the Minimal Standard Model (top quark) or by its extensions and alternatives (4th sequential family, sparticles, excited fermions).

Key Words: LEP, DELPHI, Standard Model, Z^0 , neutrino.

Table des matières

Introduction – Intérêt de la Physique à LEP	1
Chapitre I : LE MODELE STANDARD	
I.1 Introduction	3
I.2 Théories de champ de jauge	3
I.2.1 Electrodynamique quantique	4
I.2.2 Théorie électrofaible	4
I.2.3 Chromodynamique quantique	7
I.2.4 Le Modèle Standard Minimal	8
I.2.5 Extension du Modèle Standard : Le Modèle SU(5)	8
I.3 Modèles alternatifs	9
I.3.1 La Supersymétrie	9
I.3.2 La technicouleur	9
Chapitre II : SECTION EFFICACE ET CORRECTIONS RADIATIVES	
II.1 Introduction	11
II.2 Section efficace à basse énergie	11
II.3 Section efficace à l'ordre le plus bas	14
II.4 Corrections radiatives	15
II.4.1 Corrections QED à l'état initial	17
II.4.1.1 Premier ordre des corrections QED	17
II.4.1.2 Second ordre des corrections QED	20
II.4.1.3 L'exponentiation	21
II.4.2 Corrections QED dans l'état final	23
II.4.3 Corrections électrofaibles	23
II.4.4 Corrections QCD	32
II.5 Formule d'ajustement utilisée	32
Chapitre III : DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE	
III.1 Le LEP	35
III.2 Le spectromètre DELPHI	39
A) La région à grand angle (i.e. la partie cylindrique)	39
B) Les régions à petit angle (i.e. les "bouchons")	50
III.3 Le système de déclenchement et la chaîne d'acquisition de DELPHI	54
III.3.1 Le système de déclenchement prévu	54
III.3.2 Le système de déclenchement utilisé	55
III.3.3 La chaîne d'acquisition	58

Chapitre IV : MESURE DE LA LUMINOSITE

IV.1 Introduction	59
IV.2 Déclenchement sur les événements Bhabha	60
IV.3 Les coupures d'acceptance	60
IV.4 Rejet du bruit de fond	62
IV.5 Autres erreurs systématiques	63
IV.6 Section efficace visible et erreur systématique théorique	66

Chapitre V : SELECTION DES EVENEMENTS HADRONIQUES ET MESURE DE LA SECTION EFFICACE

V.1 Introduction	69
V.2 Sélection des traces	70
V.3 Sélection des événements	73
V.3.1 Bruits de fonds	73
V.3.1.1 Les canaux leptoniques	77
V.3.1.2 Interactions faisceau-gaz résiduel	77
V.3.1.3 Les rayons cosmiques	77
V.3.1.4 Les événements photon-photon	78
V.3.2 Sélection des événements hadroniques	78
V.4 Calcul des taux de contamination	85
V.4.1 Contamination en événements $\tau^+\tau^-$	85
V.4.2 Contamination en événements photon-photon	90
V.4.3 Contamination en événements faisceau-gaz	91
V.5 Efficacité de sélection	91
V.5.1 Cas nominal	93
V.5.2 Cas non nominal	93
V.6 Erreurs systématiques sur le calcul de l'efficacité de sélection	94
V.7 Calcul des sections efficaces	97

Chapitre VI : RESULTATS

VI.1 Introduction	103
VI.2 Résultats des ajustements	104
VI.2.1 Ajustement quasi-indépendant du Modèle Standard	104
VI.2.1.1 Résultats de l'ajustement	104
VI.2.1.2 Détermination de la largeur invisible	106
VI.2.2 Ajustement contraint par le Modèle Standard Minimal	109
VI.3 Interprétation des valeurs des largeurs totale et invisible	110
VI.3.1 Nombre de familles de neutrinos légers	110
VI.3.2 Contraintes sur les extensions et les alternatives du MSM	112
VI.3.2.1 Détermination de la largeur totale résiduelle	114
VI.3.2.2 Détermination de la largeur invisible résiduelle	114
VI.3.3 Interprétation des largeurs résiduelles	115

VI.4 Conclusions	117
Conclusions	119
Annexe A	121
Annexe B	123
Références	125

INTRODUCTION - INTERET DE LA PHYSIQUE A LEP

Le LEP a été conçu (dans sa première phase) pour produire des collisions de deux faisceaux intenses d'électrons et de positrons à une énergie voisine de celle du sommet de la résonance du Z^0 . Il offre ainsi la possibilité unique de mesurer les paramètres de la résonance du Z^0 avec une précision extrême. Ceci permet non seulement de déterminer la masse du Z^0 , l'un des paramètres fondamentaux du Modèle Standard, mais aussi de soumettre les prédictions de ce modèle à des tests sévères.

En plus de la mesure des paramètres de résonance du Z^0 , la physique à LEP offre plusieurs autres possibilités d'affiner nos connaissances et de tester le Modèle Standard (mesure précise des asymétries chargées, tests de QCD, recherches du quark top et du boson de Higgs, etc...).

Au-delà du Modèle Standard Minimal, le LEP permet aussi d'investiguer les manifestations d'une physique nouvelle (nouvelle famille de fermions séquentiels, particules supersymétriques ou composites, etc...). On s'attend à ce que les déviations éventuelles des résultats par rapport aux prédictions du Modèle Standard soient très petites. Les paramètres de la résonance doivent donc être déterminés avec la plus grande précision. Cet objectif nécessite une amélioration constante de la luminosité du LEP ainsi qu'une compréhension (et par conséquent une réduction) particulièrement poussée des erreurs systématiques affectant les mesures des paramètres.

La largeur invisible du Z^0 est d'une importance fondamentale, puisqu'elle est reliée directement au nombre de familles de neutrinos légers existant dans la nature. Sa valeur actuelle telle que l'ont mesurée les quatre collaborations du LEP [1] indique clairement qu'il n'existe que 3 familles de neutrinos légers, mais n'exclut pas l'existence d'un quatrième neutrino, à condition qu'il soit suffisamment lourd. La largeur invisible doit donc être déterminée avec une très grande précision. L'accumulation d'une statistique élevée dans les années à venir est nécessaire pour réaliser une telle mesure.

L'analyse qui fait l'objet de cette thèse a été réalisée au sein de la collaboration DELPHI. Son objet est de mesurer les paramètres de la résonance du Z^0 à travers ses désintégrations hadroniques. L'analyse a été réalisée sur les données enregistrées

d'Août 1989 à Août 1990. Elles correspondent à environ 140 000 désintégrations hadroniques du Z^0 , dont près de 125 000 prises dans de bonnes conditions ont été sélectionnées pour l'analyse. Ces événements sélectionnés correspondent à une luminosité intégrée d'environ 5.9 pb^{-1} .

L'exposé de ce travail commence par une présentation générale du Modèle Standard (chapitre I). Les prévisions de ce modèle pour la section efficace du canal étudié ($e^+e^- \rightarrow Z^0, \gamma \rightarrow q\bar{q}$) sont ensuite abordées et discutées (chapitre II).

Suit alors une partie consacrée à la description de l'appareillage où l'on présentera d'abord le LEP, avant de décrire le spectromètre DELPHI (chapitre III). Le système de déclenchement de DELPHI est décrit à la fin de ce chapitre, où l'on détermine aussi l'efficacité de déclenchement du spectromètre sur les événements hadroniques.

Les différentes étapes de l'analyse des données sont abordées dans les chapitres suivants : mesure de la luminosité (chapitre IV), sélection des événements hadroniques et calcul des sections efficaces expérimentales (chapitre V).

L'interprétation des sections efficaces mesurées est réalisée au chapitre VI. Les paramètres de la résonance hadronique du Z^0 sont obtenus par ajustement d'une expression théorique de la section efficace aux valeurs mesurées. Les résultats des ajustements sont ensuite utilisés pour extraire la largeur invisible de la désintégration du Z^0 , et déterminer ainsi le nombre de familles de neutrinos légers. L'accord des résultats avec les prévisions du Modèle Standard Minimal est discuté.

Finalement, les largeurs totale et invisible de la résonance permettent de mettre des limites inférieures aux masses de particules non observées à ce jour, prédites soit par le Modèle Standard Minimal (quark top), soit par d'autres modèles théoriques (fermions séquentiels, sparticules, fermions excités).

CHAPITRE I

Chapitre I

LE MODELE STANDARD

I.1 Introduction

D'immenses progrès ont été réalisés en physique depuis la fin du XIX^e siècle. Ils justifient pleinement l'aspiration à une théorie unifiée de la matière et de ses interactions. La théorie de l'électromagnétisme, élaborée par Maxwell dans sa version classique, fut la première théorie à rendre compte de deux interactions apparemment différentes au sein d'un même formalisme. Avant Maxwell, Newton avait suggéré la notion d'interaction fondamentale en montrant le caractère universel de la force gravitationnelle.

Au courant du XX^e siècle, deux nouvelles forces sont venues s'ajouter aux deux précédentes : les interactions forte, et faible. Historiquement, la première a été introduite pour expliquer la forte cohésion du noyau atomique, la seconde pour rendre compte de la désintégration β . A la différence des forces électromagnétique et gravitationnelle, les interactions faible et forte sont de portée finie.

I.2 Théories de champ de jauge

Les différents formalismes qui rendent compte des interactions fondamentales entre les particules élémentaires (hormis la gravitation) sont regroupés aujourd'hui sous la dénomination générique de "Modèle Standard". Ce modèle est constitué de deux secteurs distincts : la théorie électrofaible, qui décrit les interactions faible et électromagnétique, et la chromodynamique quantique (QCD) qui décrit les interactions fortes. Ces deux théories sont toutes les deux des théories de champ de jauge. Elles seront présentées dans la suite de ce chapitre. Le Modèle Standard doit sa popularité aux succès expérimentaux qu'il a remportés pendant ces vingt dernières années. Le but principal de la physique à LEP est de réaliser des tests de précision sur les prédictions de ce modèle, et de détecter d'éventuels écarts par rapport à ses prédictions. Nous allons donc exposer les différents ingrédients de ce modèle, ainsi que ses faiblesses. On présentera ensuite d'autres modèles théoriques qui en constituent des extensions ou des alternatives et dont certains apportent des

éléments de réponse à des questions fondamentales laissées en suspens par le Modèle Standard, et qui n'ont jamais eu de confirmation expérimentale.

1.2.1 Electrodynamique quantique

Les théories de jauge ont permis d'exprimer les interactions des particules dans un cadre quantitativement satisfaisant. La première théorie de ce type fut l'électrodynamique quantique, ou QED, développée au début des années 30.

Dans la cadre de telles théories, les particules et leurs interactions présentent des propriétés d'invariance par rapport à des symétries locales de jauge. A chaque type d'interaction sont associés un ou plusieurs bosons médiateurs, selon la dimension du groupe de symétrie correspondant. L'interaction est exprimée à l'aide de champs de jauge, les fermions étant représentés par des spineurs solutions de l'équation de Dirac libre. Le Lagrangien QED s'écrit :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi - Q_e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu$$

avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

On a dans l'ordre, le terme de propagation du champ électromagnétique, le terme cinétique, le terme de masse, et le terme d'interaction du champ fermionique (spineur) avec le champ électromagnétique. Les équations de Lagrange permettent de retrouver les équations de Maxwell pour le champ libre, et l'équation de Dirac pour les fermions libres. Le photon est le boson médiateur de QED. Il est de masse nulle, rendant ainsi compte de la portée infinie de l'interaction électromagnétique. Les théories de jauge des autres interactions sont largement inspirées de QED.

1.2.2 Théorie électrofaible

La première théorie de l'interaction faible, proposée par Fermi, s'est révélée non renormalisable : elle conduisait à des sections efficaces divergentes à haute énergie.

Une théorie est renormalisable si l'on peut éliminer les divergences qui apparaissent à certaines échelles d'énergie ou aux ordres supérieurs des corrections radiatives. La renormalisation correspond à une redéfinition des grandeurs physiques qui caractérisent un système (masse, charge, constante de couplage).

Le modèle de Weinberg-Salam [2] a permis d'avoir une théorie satisfaisante des interactions faible et électromagnétique. En plus du photon, ce modèle introduit trois nouveaux bosons de jauge, médiateurs de l'interaction faible : deux sont chargés

(les bosons W^+ et W^-), et le troisième est neutre (le boson Z^0). Le groupe de jauge est $SU(2)_L \times U(1)_Y$, les fermions d'hélicité gauche étant classés en doublets d'isospin (isospin faible 1/2), ceux d'hélicité droite en singulets (isospin faible nul) :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (e^-)_R \quad (\mu^-)_R \quad (\tau)_R$$

Ce modèle a été étendu aux quarks par Glashow, Iliopoulos et Maiani [3], avant même que le quark charmé soit mis en évidence. Les quarks sont classés comme suit :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad (u)_R \quad (c)_R \quad (t)_R \quad (d)_R \quad (s)_R \quad (b)_R$$

où d' , s' et b' sont des combinaisons linéaires des quarks d , s et b réalisées avec les éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [4]. Les états physiques d , s et b sont des états propres de la matrice de masse générée par le mécanisme de Higgs [5], mais ne sont pas des états propres de l'isospin faible. La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa introduit quatre nouveaux paramètres non prédits par le Modèle Standard : trois angles de mélange et une phase complexe. La présence d'une phase complexe dans la matrice rend compte de la violation CP par l'interaction faible.

Le Lagrangien de la théorie électrofaible s'écrit :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + i\bar{\Psi} \gamma^\mu D_\mu \Psi$$

où D_μ est la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu + ig_2 W_\mu^a T^a + ig_1 B_\mu Y$ qui assure l'invariance de $D_\mu \Psi$ par une transformation de jauge locale ($U(x)$) de $SU(2) \times U(1)$ où :

$$U(x) = \exp i(\Sigma \alpha_a(x) T^a + \beta(x) Y)$$

g_1 et g_2 sont les constantes de couplage des fermions aux champs bosoniques W^a et B . T^a et Y sont les générateurs du groupe de symétrie $SU(2) \times U(1)$. Le contenu physique des champs W^a et B devient plus familier en passant aux champs physiques :

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

où θ_W , l'angle de Weinberg, est défini par $\tan \theta_W = \frac{g_1}{g_2}$

L'application de ce modèle au calcul de la durée de vie du muon et l'identification avec la théorie de Fermi nous donne les relations suivantes :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_2^2}{8M_W^2} = \frac{e^2}{8M_W^2 \sin^2 \theta_W} \quad \text{et}$$

$$4M_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W = \frac{e^2}{\sqrt{2}G_F} \quad (1)$$

où G_F est la constante de Fermi qui vaut $(1.16637 \pm 0.00002) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

L'hypercharge Y est définie pour chaque fermion de façon à vérifier $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ où Q est la charge électrique du fermion et T_3 la troisième composante de son isospin faible.

L'introduction de termes de masse dans le Lagrangien brise la symétrie de jauge. Le mécanisme de Higgs permet de donner des masses aux bosons de jauge par brisure spontanée de symétrie. On définit ainsi un nouveau champ scalaire, le champ de Higgs ϕ . De nouveaux termes s'ajoutent donc au Lagrangien :

$$\mathcal{L}_H = D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi - V(\phi^\dagger \phi)$$

Le potentiel $V(\phi^\dagger \phi)$ décrit la self-interaction du champ de Higgs :

$$V = \lambda \left(\phi^\dagger \phi - \frac{v^2}{2} \right)^2$$

Le vide physique est défini par la valeur minimale du potentiel $\langle V \rangle = 0$, donc

$$\langle \phi^\dagger \phi \rangle = \frac{v^2}{2} \quad (2)$$

Une direction particulière (dans l'espace des ϕ) se trouve ainsi privilégiée dans l'état du vide physique. Cette direction n'est pas invariante sous toutes les transformations locales de jauge $U(x)$. L'invariance est ainsi spontanément brisée. Le choix minimal pour le champ de Higgs dans le Modèle Standard correspond au doublet :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^0 \\ \phi^- \end{pmatrix}$$

Une transformation de jauge dite "unitaire" redéfinit le doublet de Higgs de la manière suivante, tout en préservant la brisure spontanée de symétrie :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H(x) + v \\ 0 \end{pmatrix}, H^* = H$$

et $\langle H \rangle = 0$

La condition (2) est respectée dans cette redéfinition. Après développement des dérivées covariantes où interviennent les champs bosoniques, les termes de masse suivants apparaissent dans le Lagrangien :

$$M_W = \frac{g_2 v}{2} \quad M_Z = \frac{g_2 v}{2 \cos \theta_W}$$

Seul le photon demeure sans masse (ce qui permet de retrouver la QED). Si l'on compare l'expression de ces masses aux relations (1), on trouve : $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$. La symétrie de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est spontanément brisée en une symétrie $U(1)_{EM}$.

Les masses des fermions sont aussi générées dans les termes d'interaction Higgs-fermions.

t'Hooft [6] (1971) a montré que le modèle de Weinberg-Salam des interactions électrofaibles était renormalisable.

1.2.3 Chromodynamique quantique [7]

La chromodynamique quantique, QCD, est la théorie qui décrit l'interaction entre les quarks. Le groupe de symétrie correspondant est le groupe de rotation $SU(3)$ couleur. Chaque quark est représenté par un triplet de $SU(3)$. Chaque composante de ce triplet est un spineur de Dirac, et se différencie des autres composantes par un nouveau nombre quantique, la couleur. La couleur est le quantum d'interaction échangé entre les quarks lors de leurs interactions fortes. Aux huit générateurs de $SU(3)$ on associe huit bosons médiateurs du champ de couleur : les gluons. Ils sont de masse nulle, de spin 1 et électriquement neutres.

L'analogie avec QED ne peut être poussée plus loin. Il y a en effet une différence importante. Les gluons portent une charge de couleur tandis que le photon a une charge électrique nulle. Les couplages à plusieurs gluons sont donc possibles. L'effet d'anti-écran induit par cette propriété implique une diminution de la constante de couplage forte à courte distance, et donc la possibilité d'un traitement perturbatif à haute énergie. (Un traitement perturbatif de la QED à haute énergie demeure aussi possible, parce qu'en dépit de son accroissement, α_{EM} reste largement inférieure à l'unité). Un tel traitement n'est plus possible à des énergies voisines du GeV ou inférieures. La constante de couplage des interactions fortes α_s devient en effet voisine de 1, rendant impossible tout développement perturbatif. Toute formulation des aspects de QCD à cette échelle est purement phénoménologique, en particulier pour la fragmentation des quarks ou gluons en hadrons.

1.2.4 Le Modèle Standard Minimal

La QCD et le modèle de Weinberg-Salam constituent ce qu'il est convenu d'appeler le Modèle Standard Minimal (abrégé par MSM dans la suite du texte). Ce modèle, qui repose sur le groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, a été conforté par de nombreuses découvertes au cours des deux dernières décennies, dont la plus spectaculaire a sans doute été celle des bosons $W^\pm$ et Z^0 (CERN, 1983) [8].

Un des problèmes du MSM est l'incorporation de la gravitation, décrite par la Relativité Générale. La difficulté principale réside dans la quantification du champ de gravitation et son traitement en tant que champ de jauge.

Le nombre de particules fondamentales (25) et des paramètres indépendants (19 dans sa version la plus simple) dont le MSM a besoin, laisse sceptique sur son avenir comme théorie unificatrice. Le boson de Higgs et le quark top n'ont toujours pas été observés, et beaucoup de questions fondamentales demeurent sans réponse :

- Pourquoi y a-t-il 3 générations de quarks et de leptons ?
- Pourquoi la parité est-elle violée par l'interaction faible ?
- Pourquoi les leptons e , μ , et τ ont-ils des masses différentes ?
- Les neutrinos ont-ils une masse ? Existe-t-il des neutrinos d'hélicité droite ?
- Quelle est l'origine physique du champ de Higgs ?
- etc...

1.2.5 Extension du Modèle Standard : Le Modèle $SU(5)$

Les théories de Grande Unification (GUT) qui tentent d'unifier les interactions électrofaible et forte sont les extensions les plus immédiates du MSM. $SU(5)$ est le groupe le plus simple qui contient $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. C'est donc l'extension GUT la plus naturelle pour le MSM. Les fermions fondamentaux (quarks et leptons) sont classés en décuplets gauchers et quintuplets droitiers. Le secteur d'unification s'étend au-delà de 10^{15} GeV. Il apparaît de nouveaux courants qui violent la conservation des nombres baryonique et leptonique et qui sont véhiculés par de nouveaux bosons. A une énergie de 10^{15} GeV, ces bosons acquièrent une masse par brisure spontanée de symétrie, induite par de nouveaux bosons de Higgs.

$SU(5)$ prévoit l'existence du monopôle magnétique, inobservé à ce jour.

La conséquence la plus importante de ce modèle est l'instabilité du proton. La théorie $SU(5)$ prédit que le proton se désintègre selon le mode dominant $p \rightarrow e^+ \pi^0$. La limite inférieure de la durée de vie du proton pour ce mode est de $3.1 \cdot 10^{32}$ années

[9]. Cette valeur est supérieure à la durée de vie prédite par $SU(5)$ d'un ordre de grandeur.

D'autres théories de Grande Unification ont été postulées (reposant sur les groupes de symétrie $SO(10)$, E_6 , ...); aucune n'a pu s'imposer jusqu'à présent.

I.3 Modèles alternatifs

Plusieurs modèles ont été avancés pour tenter de résoudre les faiblesses du Modèle Standard. Aucun d'eux n'a été confirmé expérimentalement; tout reste encore à faire.

I.3.1 La Supersymétrie [10]

C'est une extension du groupe de Poincaré, comprenant des symétries internes liées à des grandeurs conservées, en plus des symétries d'espace-temps. La charge ainsi introduite est spinorielle, de valeur $1/2$. Une des conséquences de la nature spinorielle de la nouvelle charge est l'existence d'un partenaire supersymétrique pour chaque particule : les squarks et les sleptons (de spin nul) pour les quarks et les leptons, et les "jauginos" (de spin $1/2$) pour les bosons de jauge. La supersymétrie introduit ainsi une symétrie fermion-boson. La brisure de symétrie dans le Modèle Supersymétrique Minimal (noté MSSM) s'appuie sur l'existence de 2 doublets complexes de champs scalaires, qui conduisent à cinq bosons de Higgs dont deux sont chargés (appelés $H^\pm$), les trois autres étant neutres (H^0 , A et h).

Aucune des nouvelles particules prévues par la supersymétrie (sparticules et bosons de Higgs supersymétriques) n'a encore été observée.

Les avantages théoriques de la supersymétrie sont nombreux. Les bosons de Higgs sont introduits de façon plus naturelle et la gravitation est incorporée automatiquement, alors que les théories ordinaires la laissent de côté. Les divergences de la théorie quantique de la gravitation sont en partie résolues mais pas totalement éliminées.

I.3.2 La technicouleur [11]

La technicouleur est une théorie qui propose une brisure dynamique de symétrie sans avoir recours au mécanisme de Higgs. Elle introduit un groupe de jauge supplémentaire $SU(N)$, dont les bosons médiateurs sont appelés "techniglons".

La technicouleur introduit $2 \times N$ nouveaux quarks appelés “techniquarks” p_α et n_α ($\alpha = 1, \dots, N$). Ces techniquarks sont aussi des doublets de $SU(2) \times U(1)$. A une échelle d’énergie $f_{t\pi}$, ces techniquarks forment des états liés $\langle \bar{p}p \rangle$ et $\langle \bar{n}n \rangle$ appelés “technipions”. On vérifie que ces états liés correspondent aux composants neutres d’un doublet de $SU(2) \times U(1)$.

De même que la symétrie chirale de la Chromodynamique Quantique est brisée par la formation des pions légers ($\pi^\pm, \pi^0$), la formation de technipions brise la “technisymétrie” et confère des masses aux bosons de jauge $W^\pm$ et Z^0 (comme le mécanisme de Higgs dans le MSM). Les fermions interagissent avec les techniquarks par “interaction de technicouleur étendue”, et deviennent massifs à leur tour.

La condition $f_{t\pi} = 246 \text{ GeV}$, pour avoir la même échelle de brisure de symétrie que le MSM impliquerait $\Lambda_{tc} = 500 \text{ GeV}$. Λ_{tc} est le paramètre d’échelle de technicouleur (l’équivalent de Λ_s pour la QCD). Certaines extensions de la technicouleur prédisent que les fermions ponctuels que nous connaissons se révéleront composites à des énergies voisines ou plus grandes que Λ_{tc} .

En résumé, le Modèle Standard Minimal demeure, malgré ses faiblesses, le seul modèle théorique conforté par l’expérience.

Les quatre expériences du LEP offrent la possibilité de tester ce modèle d’une manière très sévère. Le test le plus immédiat est la mesure de la courbe de résonance du Z^0 . Cette mesure constitue l’objet du travail présenté ici. Un calcul précis de la section efficace est nécessaire pour effectuer des tests de précision sur les prévisions du MSM. Des calculs théoriques récents ont montré l’importance des effets des corrections radiatives sur la résonance du Z^0 . Leur prise en compte est donc nécessaire. Elles seront largement discutées au chapitre suivant.

CHAPITRE II

Chapitre II

SECTION EFFICACE ET CORRECTIONS RADIATIVES

II.1 Introduction

Ce chapitre est consacré au calcul théorique de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ dans le cadre du Modèle Standard Minimal (MSM).

On commencera par un rappel du calcul de cette section efficace aux basses énergies, où l'échange d'un photon entre les particules de l'état initial est le processus dominant.

On introduira ensuite le terme de l'échange d'un Z^0 (dominant aux énergies de LEP). On montrera alors l'importance des effets des corrections radiatives sur la section efficace. Les calculs sont développés à un degré de précision en harmonie avec la précision attendue de la mesure des sections efficaces expérimentales.

L'essentiel des corrections radiatives sera pris en compte dans une formule d'ajustement présentée en fin de chapitre et utilisée pour la détermination des paramètres de résonance du Z^0 au chapitre consacré aux résultats.

II.2 Section efficace à basse énergie

A basse énergie, et à l'ordre le plus bas, la diffusion e^+e^- est dominée par l'interaction électromagnétique caractérisée par l'échange d'un photon (fig. 1).

L'amplitude de diffusion de ce processus sera calculée à l'aide des règles de Feynman. Le couplage électromagnétique caractéristique de chacun des deux vertex se traduit par un terme $ieQ_f\gamma_\mu$ dans la matrice de diffusion. Le propagateur du photon vaut $-\frac{ig^{\mu\nu}}{k^2}$. L'amplitude de diffusion s'écrit :

$$G = \bar{u}_f(p'_1)(-ieQ_f\gamma^\mu)v_f(p'_2) \cdot \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2} \bar{v}_e(p_2)(-ie\gamma^\nu)u_e(p_1) \quad (1)$$

où $\bar{u}_f(p'_1)$, $v_f(p'_2)$, $\bar{v}_e(p_2)$, $u_e(p_1)$ sont respectivement les spineurs solutions de l'équation de Dirac libre pour le fermion, l'anti-fermion, le positron et l'électron.

En tenant compte de la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion, et en appliquant les règles de l'algèbre des matrices γ et des spineurs, la section efficace

afférente au diagramme de la figure 1 s'écrit :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_f^2 N_f^c \quad (2)$$

où Q_f est la charge du fermion f et $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, est la constante de structure fine. N_f^c est le nombre de couleurs du fermion f (3 pour les quarks, 1 pour les leptons).

La section efficace totale est donc donnée par :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \left\{ \sum_q 3Q_q^2 + \sum_l Q_l^2 \right\} \quad (3)$$

La première somme porte sur tous les quarks, chaque quark contribuant avec 3 états de couleurs, la deuxième sur tous les leptons chargés.

La variation de la section efficace de production de hadrons en fonction de l'énergie dans le centre de masse est couramment représentée à l'aide de son rapport avec la section efficace de production de paires $\mu^+\mu^-$:

$$R_h = \frac{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}}{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} = 3 \sum_q Q_q^2 (1 + \delta_{\text{QCD}}) \quad (4)$$

où le terme δ_{QCD} rend compte des corrections radiatives dues à l'émission de gluons par les quarks produits. Au premier ordre, δ_{QCD} vaut $\frac{\alpha_s(k^2)}{\pi}$ soit environ 0,04 aux énergies du LEP. La variation de la constante de couplage de l'interaction forte α_s en fonction de l'énergie est donnée au premier ordre perturbatif par l'expression suivante :

$$\alpha_s(s) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \frac{s}{\Lambda^2}} \quad (5)$$

où N_f est le nombre de saveurs des quarks dont la production est cinématiquement permise, et Λ le paramètre d'échelle de QCD. Cette relation traduit la liberté asymptotique de la constante de couplage fort à grande énergie ($s \gg \Lambda$).

D'après la relation (4) R_h est constant, aux variations de α_s près, et sa valeur augmente chaque fois que le seuil de production d'une nouvelle saveur de quarks est atteint. La figure 2 montre le saut de R_h correspondant à chaque saveur. Les pics observés sont les résonances des mésons vecteurs, qui sont des états liés $q\bar{q}$ (ρ , ω , Φ , J/Ψ , etc...).

Une fois produits, les quarks se fragmentent et donnent naissance à des *jets*.

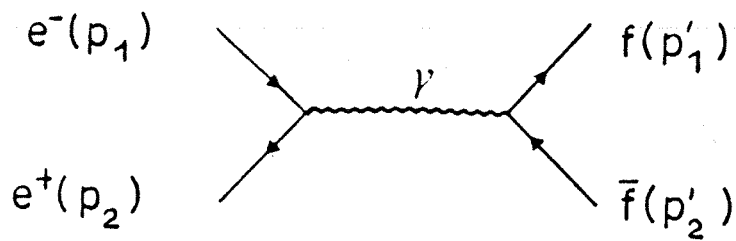


figure 1 : Diagramme d'échange d'un photon

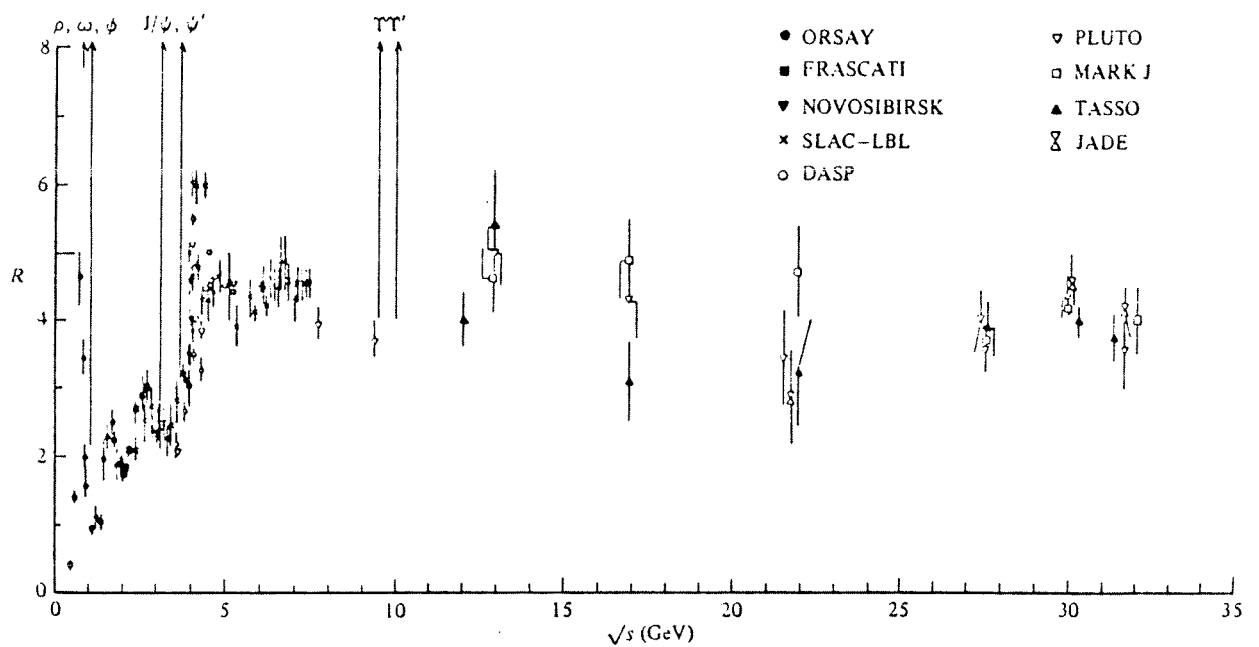


Fig. 2 : Variation du rapport R_h en fonction de l'énergie de collision.

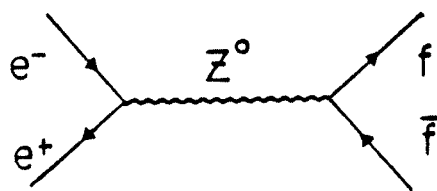


figure 3 : Diagramme d'échange boson Z^0

II.3 Section efficace à l'ordre le plus bas

Au-delà de quelques GeV d'énergie dans le centre de masse, d'autres termes jusqu'alors négligeables viennent s'ajouter à la section efficace. Il faut en effet tenir compte du courant faible neutre responsable de l'échange du Z^0 , dont le diagramme de Born est montré sur la figure 3.

Soient G l'amplitude de diffusion associée au processus de la figure 1, et F celle associée à celui de la figure 3. La section efficace totale s'écrit :

$$\sigma_f = |G + F|^2 \quad (6)$$

le couplage $Zf\bar{f}$ s'écrit :

$$i e \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma_5) \quad (7)$$

Ce couplage reflète la structure $V - A$ du courant neutre.

Le propagateur du Z^0 (masse M_Z) est donné par :

$$i \frac{-g^{\mu\nu} + k^\mu k^\nu / M_Z^2}{k^2 - M_Z^2} \quad (8)$$

v_f et a_f sont les constantes de couplage vectorielle et axiovectorielle (ou encore axiale) du courant faible neutre au fermion f . Elles ont pour expression :

$$v_f = \frac{(I_3^L + I_3^R)_f - 2Q_f \sin^2 \theta_W}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad a_f = \frac{(I_3^L - I_3^R)_f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad (9)$$

où I_3^L et I_3^R représentent la troisième composante d'isospin faible des fermions gauchers et droitiers. Sachant que $I_3^L = \pm 1/2$ et $I_3^R = 0$, on peut calculer v_f et a_f pour tous les fermions. Le tableau 1 contient leurs valeurs numériques.

Tableau 1

Constantes de couplage axial et vectoriel des fermions au courant faible neutre en unités $\frac{1}{4s_W c_W}$.

fermion	a_f	v_f
neutrinos	1	1
leptons chargés	-1	$-1 + 4s_W^2$
quarks du type u	1	$1 - \frac{8}{3}s_W^2$
quarks du type d	-1	$1 + \frac{4}{3}s_W^2$

La section efficace de production d'une paire $f\bar{f}$ résulte donc de la somme des amplitudes d'échange d'un photon et d'un Z^0 . Son expression à l'ordre le plus bas est [12] :

$$\sigma_0(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c \left\{ Q_f^2 - 2Q_f s v v_f \frac{(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} + s^2(a^2 + v^2)(a_f^2 + v_f^2) \frac{1}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \right\} \quad (10)$$

a et v sont les constantes de couplage de l'électron avec le courant faible neutre. Γ_Z est la largeur totale de désintégration du Z^0 . Chaque fermion dont la production est cinématiquement permise contribue à cette largeur. Au premier ordre, son expression est donnée par :

$$\Gamma_Z = \sum_f N_c \frac{\alpha}{3} M_Z \sqrt{1 - 4\mu_f^2} (v_f^2(1 + 2\mu_f^2) + a_f^2(1 - 4\mu_f^2)) \quad (11)$$

où pour chaque fermion de masse m_f , $\mu_f = m_f/M_Z$.

Le premier terme de l'expression (10) est purement électromagnétique, et correspond donc à l'échange d'un photon. Le dernier terme fait intervenir les constantes de couplage faible et le propagateur du Z^0 . Il correspond à la section efficace de production de la paire $f\bar{f}$ par échange d'un Z^0 . On reconnaît aisément dans ce terme la forme d'une résonance du type Breit-Wigner.

Le second terme traduit l'interférence entre les amplitudes d'échange du photon et du Z^0 ; a et a_f n'interviennent pas dans ce terme car l'interaction électromagnétique n'a pas de composante axiale.

A des énergies proches de la masse du Z^0 , le terme du courant faible devient prépondérant (fig. 4).

II.4 Corrections radiatives

Aux énergies du LEP (i.e. $\sqrt{s} \simeq 90 \text{ GeV}$), d'importantes corrections modifient l'expression de la section efficace à l'ordre le plus bas (relation 10). Elles font l'objet de ce chapitre. Dans un premier temps, l'importance des corrections dues à l'émission d'un, puis de deux photons dans l'état initial sera montrée. La

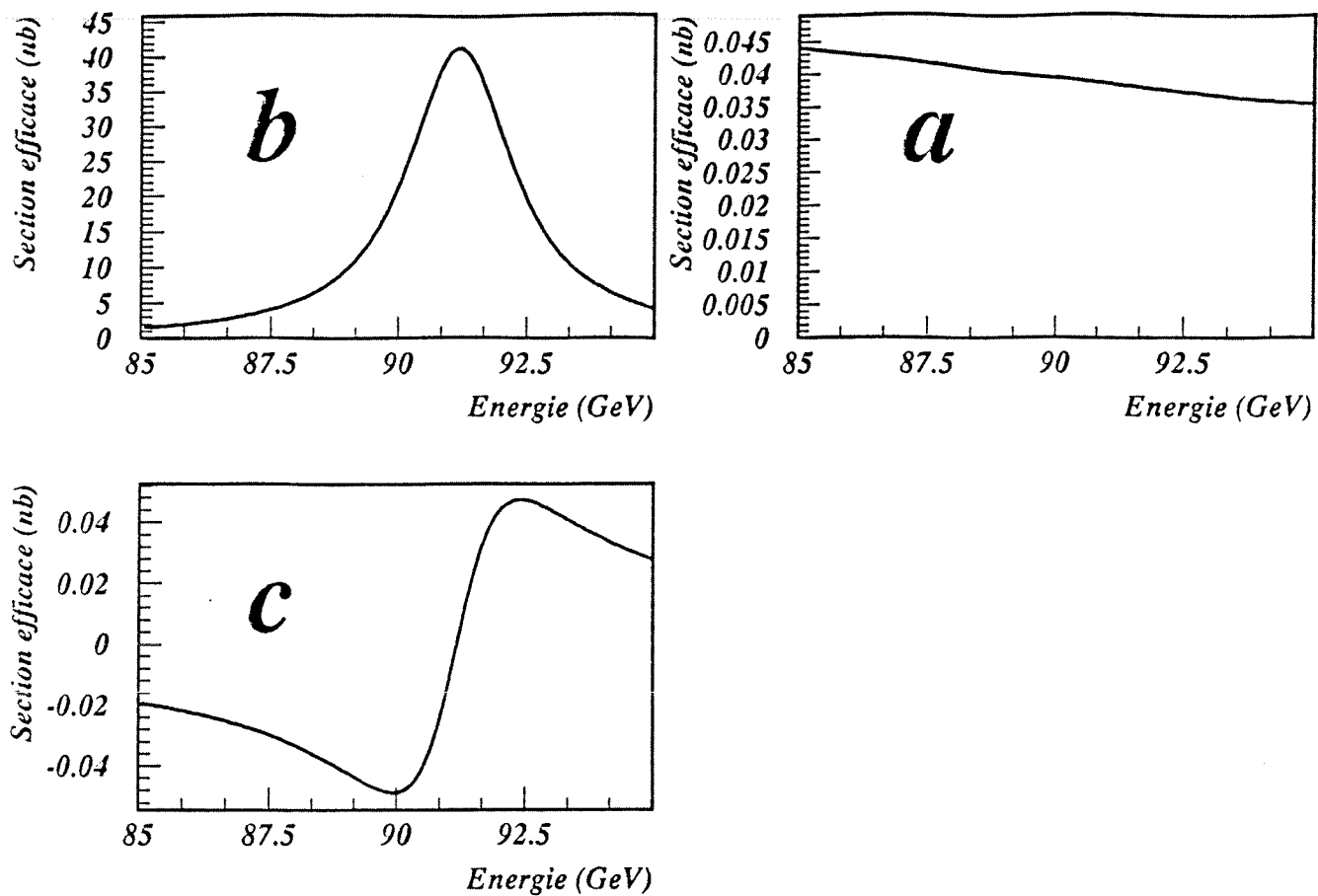


Fig. 4 : Courbes de la section efficace de production de paires $q\bar{q}$:

- a) échange d'un photon
- b) échange d'un Z^0
- c) interférence.

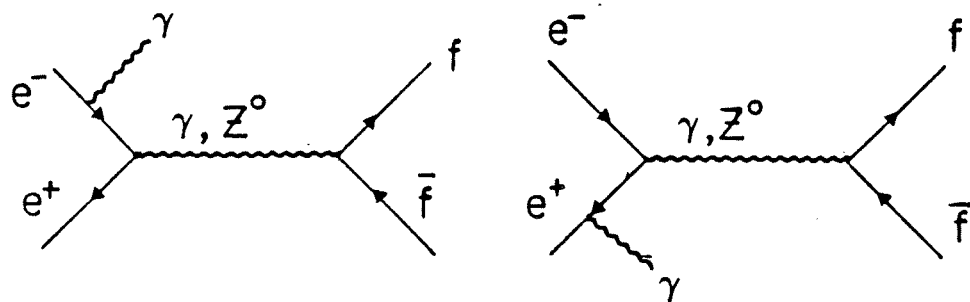


figure 5 : Diagrammes d'émission d'un photon à l'état initial.

technique de l'exponentiation suivra, qui permet de prendre en compte l'émission de photons réels à tous les ordres dans l'état initial. Viendront ensuite les corrections électrofaibles, qui dépendent de tous les ingrédients du Modèle Standard. Elles sont dues aux énergies propres des propagateurs du Z^0 et du photon, à l'échange de bosons Z^0 et $W^\pm$ virtuels entre les fermions de l'état initial et final, et aux diagrammes en boîte.

II.4.1 Corrections QED à l'état initial

Les corrections QED à l'état initial sont présentées en détail en référence [13]. Les principales étapes en sont exposées ci-dessous.

II.4.1.1 Premier ordre des corrections QED

L'émission d'un photon par l'électron ou le positron avant annihilation modifie sensiblement la section efficace de Born. Le phénomène d'émission d'un photon par un électron est connu en physique atomique sous le nom de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). L'énergie disponible dans le centre de masse de la collision e^+e^- s'en trouve diminuée, d'où un changement important de la section efficace au voisinage de la résonance. Les deux diagrammes de Feynman correspondants à cette correction sont représentés sur la figure 5.

Pris individuellement, ces deux diagrammes présentent une divergence infra-rouge provenant du propagateur du photon émis (à cause de la masse nulle du photon). La divergence disparaît si l'on considère simultanément un autre type de correction, dite virtuelle : la correction de vertex. Il s'agit de l'échange d'un photon virtuel entre l'électron et le positron qui s'annihilent, suivant le diagramme de la figure 6.

C'est l'interférence du diagramme de Born (fig. 3) avec celui de la figure 6 qui permet de neutraliser les divergences relatives aux diagrammes de la figure 5 (mécanisme de Bloch-Nordsieck) [14].

Soit κ la fraction d'énergie du faisceau emportée par le photon émis. L'émission d'un photon dans l'état initial modifie la section efficace à l'ordre le plus bas (σ_0) de la manière suivante :

$$\frac{d\sigma(s)}{d\kappa} = \beta \left(\frac{1}{\kappa} - 1 + \frac{\kappa}{2} \right) \sigma_0(s') \quad (12)$$

où s' est le carré de l'énergie restante après émission

$$s' = s(1 - \kappa) \quad , \quad (13)$$

β est la constante de couplage effective intervenant au vertex du rayonnement d'un photon. Son expression est donnée par :

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right) \quad (14)$$

où m_e est la masse de l'électron au repos. Dans un premier temps, nous considérons uniquement l'émission de photons mous, i.e. dont l'énergie est inférieure à quelques GeV. Ceci revient à ne retenir que le terme en $\frac{1}{\kappa}$ dans l'expression (12) de la section efficace. Dans l'approximation des photons mous, il est supposé que l'énergie du centre de masse n'est que faiblement affectée : $s' \simeq s$. Après intégration de la relation (12), on obtient :

$$\sigma_1(s) = \sigma_0(s) \left(1 + \beta \ln \frac{\kappa_{\max}}{\kappa_{\min}} \right) \quad (15)$$

$\kappa_{\max}$ est la fraction d'énergie maximale emportée par le photon émis, de façon à ce que l'approximation $s' \simeq s$ demeure correcte. La divergence infrarouge qui apparaît quand $\kappa_{\min} \rightarrow 0$ est levée avec l'inclusion du diagramme de la figure 6 dans le calcul de la section efficace. Nous avons finalement :

$$\sigma_1(s) = \sigma_0(s) (1 + \delta_1 + \beta \ln \kappa_{\max}) \quad (16)$$

avec

$$\delta_1 = \frac{3}{4}\beta + \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{6} - \frac{1}{4} \right) \quad (17)$$

La correction virtuelle est exprimée dans l'expression de δ_1 . Pour que l'approximation $s' \simeq s$ soit applicable, on fait varier κ entre 0 et une valeur voisine de $\frac{\Gamma_Z}{2E}$, où E est l'énergie de l'un des faisceaux.

L'expression de $\sigma_1(s)$ peut être réécrite de manière à séparer les corrections virtuelles (représentées par δ_1) de celles réelles dues à des photons mous (représentées par $\beta \ln \kappa_{\max}$), forme que nous utiliserons plus tard pour l'exponentiation.

$$\sigma_1(s) = \sigma_0(s) (1 + \delta_1) (1 + \beta \ln \kappa_{\max}) \quad (18)$$

On peut remarquer que l'on retrouve l'expression (16) si on néglige le terme du second ordre.

On doit maintenant prendre en compte la radiation de photons plus durs, c'est-à-dire d'énergie supérieure à $\frac{\Gamma_Z}{2}$. Si l'on pose $\kappa_0 = \frac{\Gamma_Z}{2E}$, il suffit d'intégrer

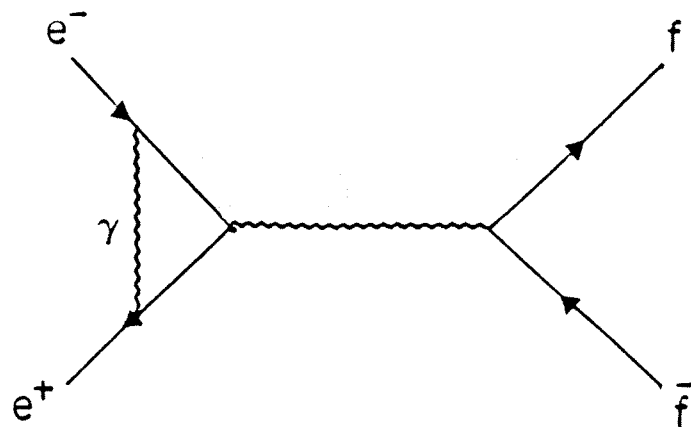


figure 6 : Diagramme d'échange d'un photon virtuel à l'état initial.

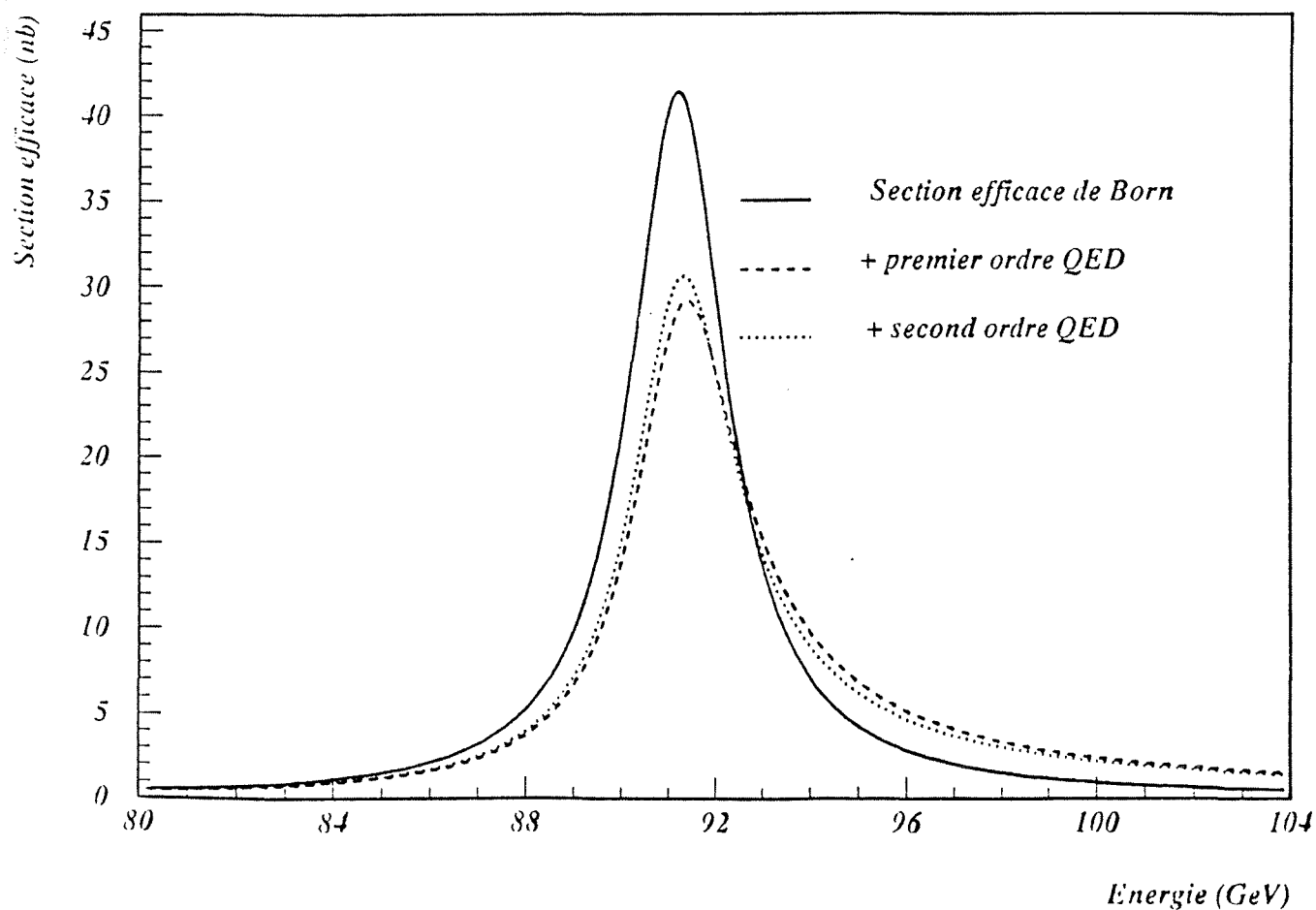


Fig. 7 : Comparaison entre la section efficace de Born (ligne continue), et les sections efficaces corrigées au premier ordre des corrections QED à l'état initial (tirets) et au second ordre de ces mêmes corrections (pointillés).

la relation (12) sur le domaine d'énergie restant (i.e. de κ_0 à 1), en abandonnant l'approximation ($s = \text{constante}$). Nous obtenons ainsi la section efficace totale au premier ordre des corrections QED dans l'état initial :

$$\sigma_1(s) = \sigma_0(s) (1 + \delta_1 + \beta \ln \kappa_0) + \int_{\kappa_0}^1 \beta \left(\frac{1}{\kappa} - 1 + \frac{\kappa}{2} \right) \sigma_0(s') d\kappa \quad (19)$$

On peut remarquer que le choix de κ_0 est empirique mais l'expression finale de la section efficace n'en dépend pas.

II.4.1.2 Second ordre des corrections QED

L'émission de deux photons dans l'état initial peut être traitée de manière analogue à celle d'un photon (paragraphe II.4.1.1). L'expression de la section efficace au second ordre ($\sigma_2(s)$) équivalente à l'expression (16) au premier ordre est :

$$\sigma_2(s) = \sigma_0(s) \left(1 + \delta_1 + \delta_2 + \beta \ln \kappa_0 + \delta_1 \beta \ln \kappa_0 + \frac{1}{2} \beta^2 \ln^2 \kappa_0 \right) \quad (20)$$

δ_2 exprime la correction virtuelle au second ordre. Pour ne pas alourdir la présentation de ce chapitre, son expression est donnée dans l'annexe A. Le carré de la constante de couplage effectif (β^2) du Bremsstrahlung intervient dans la section efficace au second ordre, conséquence des deux vertex de rayonnement électromagnétique. La section efficace au second ordre peut être réécrite sous une forme équivalente à la relation (18) valable au premier ordre :

$$\sigma_2(s) = \sigma_0(s) (1 + \delta_1 + \delta_2) \left(1 + \beta \ln \kappa_0 + \frac{1}{2} \beta^2 \ln^2 \kappa_0 \right) \quad (21)$$

Pour traiter le second ordre QED au complet, il faut aussi considérer le rayonnement de photons durs, et intégrer $\frac{d\sigma_2(s)}{d\kappa}$ sur l'intervalle $[\kappa_0, 1]$. L'équation différentielle correspondante est donnée dans l'annexe A.

En résumé, la section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ au second ordre complet a pour expression :

$$\sigma_2(s) = \sigma_0(s) \left(1 + \delta_1 + \delta_2 + \beta \ln \kappa_0 + \delta_1 \beta \ln \kappa_0 + \frac{1}{2} \beta^2 \ln^2 \kappa_0 \right) + \int_{\kappa_0}^1 \frac{d\sigma_0}{d\kappa} d\kappa \quad (22)$$

L'effet quantitatif des corrections QED du premier et du second ordre est illustré en figure 7, où la section efficace à l'ordre le plus bas du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ est représentée en fonction de l'énergie dans le centre de masse, de même que les sections efficaces corrigées pour l'émission d'un ou de deux photons dans l'état initial.

II.4.1.3 L'exponentiation

La figure 7 montre l'importance du premier ordre des corrections QED. En fait, la contribution la plus significative aux corrections vient de l'émission de photons réels. Les corrections virtuelles de vertex deviennent négligeables dès le second ordre.

La technique de l'exponentiation permet de prendre en compte l'émission de certaines catégories de photons réels (photons mous et photons collinéaires) à tous les ordres. Si on compare les expressions (18) et (21), on remarque qu'à un ordre donné n , ces corrections sont de la forme $\frac{1}{n!} \beta^n \ln^n \kappa_0$. Pour tous les ordres on peut donc écrire :

$$\sigma(s) = \sigma_0(s) (1 + \delta_1 + \delta_2) \left(1 + \beta \ln \kappa_0 + \frac{1}{2!} \beta^2 \ln^2 \kappa_0 + \frac{1}{3!} \beta^3 \ln^3 \kappa_0 + \dots \right) \quad (23)$$

$$= \sigma_0(s) (1 + \delta_1 + \delta_2) \exp(\beta \ln \kappa_0) \quad (24)$$

$$= \sigma_0(s) (1 + \delta_1 + \delta_2) (\kappa_0)^\beta \quad (25)$$

L'exponentiation redéfinit $\frac{d\sigma}{d\kappa}$, car les termes en $\ln \kappa$ sont remplacés par des termes en κ_0^β . De la même manière que la relation (12) conduit à la relation (15) dans l'approximation où κ est petit, on recherche une expression qui conduit à la relation (25) dans cette même approximation. Pour le premier ordre, cette condition est satisfaite par :

$$\frac{d\sigma_{1\text{exp}}}{d\kappa} = \sigma_0(s') \beta \left(\kappa^{\beta-1} (1 + \delta_1) - 1 + \frac{\kappa}{2} \right) \quad (26)$$

En comparant les relations (12) et (26), on observe que l'exponentiation au premier ordre revient à remplacer $\frac{1}{\kappa}$ par $\kappa^{\beta-1} (1 + \delta_1)$. Au second ordre, on opère la même substitution, en tenant compte de δ_2 . Ainsi obtient-on la section efficace au premier ordre QED exponentiée :

$$\sigma_{1\text{exp}}(s) = \sigma_0(s) (1 + \delta_1) \kappa_0^\beta + \int_{\kappa_0}^1 \beta \left(\kappa^{\beta-1} (1 + \delta_1) - 1 + \frac{\kappa}{2} \right) \sigma_0(s') d\kappa \quad (27)$$

L'expression du second ordre exponentiée peut être consultée dans l'annexe A.

La figure 8 montre l'effet des corrections QED aux différents ordres dans le cas de la section efficace de production de hadrons. L'introduction du premier ordre dans l'expression de la section efficace de Born déplace la position du pic de la résonance de 180 MeV vers les énergies plus élevées. Cet effet provient de la diminution de l'énergie disponible pour l'annihilation e^+e^- après radiation de photons. La section efficace au pic s'en trouve diminuée de 29% (soit environ 10 nb

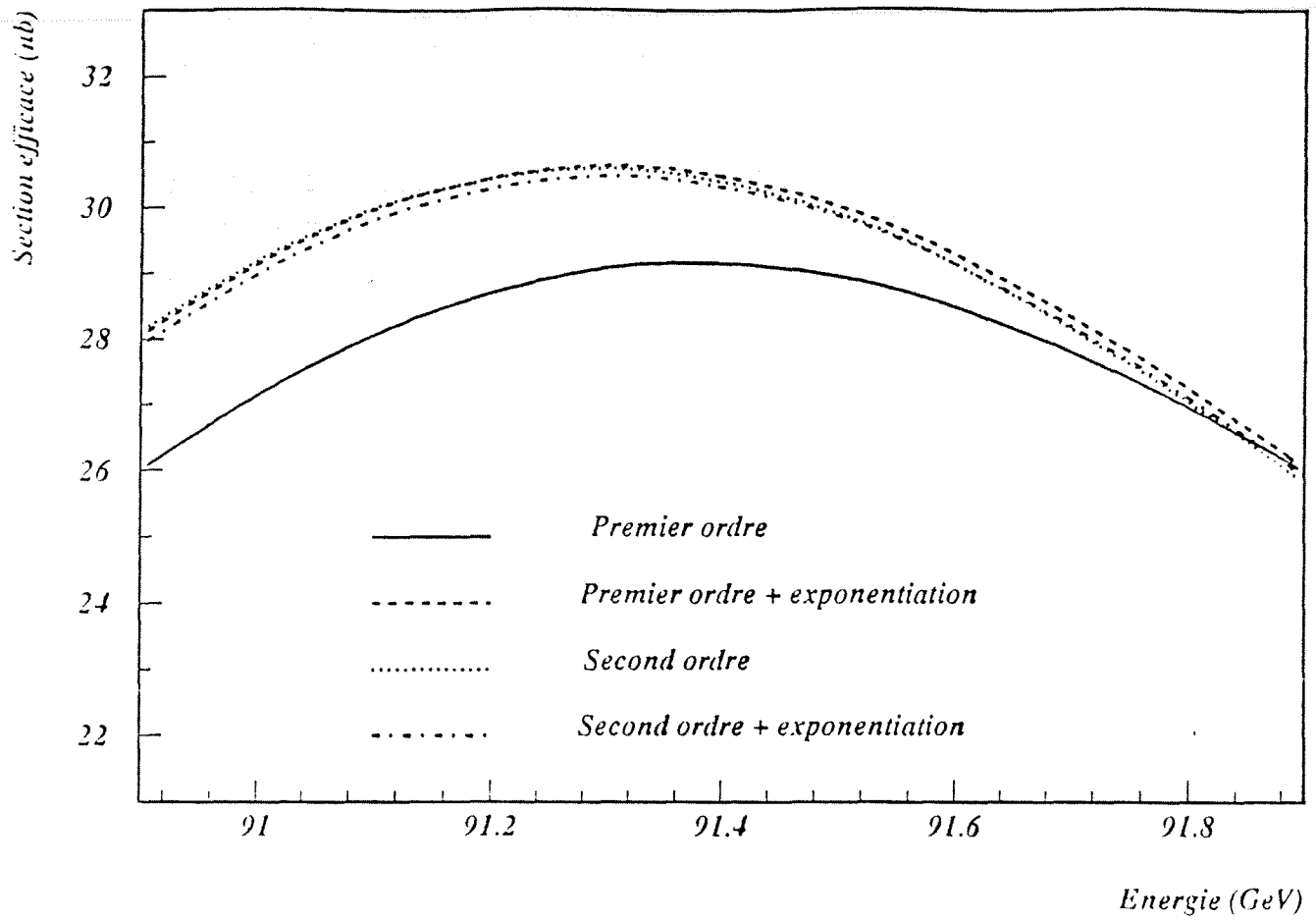


Fig. 8 : Sections efficaces de production de paires $q\bar{q}$ avec leurs corrections QED

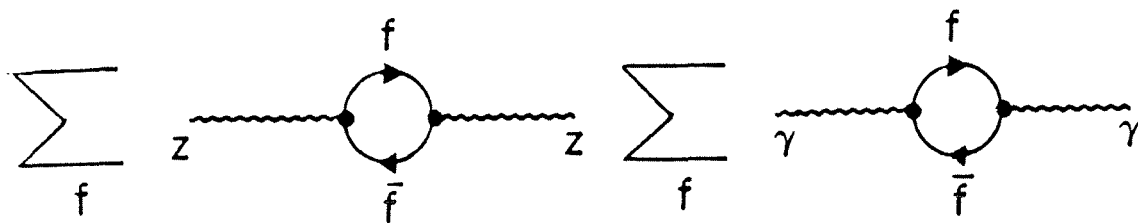


figure 9: Energies propres des propagateurs du photon et du Z^0 .

pour le canal hadronique). Après exponentiation, le pic se déplace de 80 MeV vers les énergies plus faibles, ce qui se traduit par un déplacement global de la position du pic de +100 MeV, compte tenu de toutes les corrections QED. L'exponentiation ne modifie la section efficace au pic que de quelques pour-cent.

II.4.2 Corrections QED dans l'état final [15]

L'émission d'un photon dans l'état final modifie chaque largeur partielle du Z^0 . Son expression est multipliée par le facteur suivant :

$$1 + \delta_{\text{QED}} = 1 + \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2 \quad (28)$$

Etant donné que l'ordre le plus bas de cette correction est faible (0,17% pour les leptons chargés et moins de 0.1% pour les quarks), celles d'ordres plus élevés peuvent être négligées.

II.4.3 Corrections électrofaibles

Les corrections purement QED présentées au paragraphe II.4.1 sont les plus importantes. Cependant, étant donné la précision de mesure des paramètres électrofaibles accessible au LEP, les corrections électrofaibles doivent aussi être prises en compte. C'est l'objet de ce chapitre, où l'on commencera d'abord par décrire ces corrections, avant d'exposer leurs effets quantitatifs sur la section efficace de Born.

Les corrections électrofaibles sont habituellement répertoriées en 3 catégories :

1) Renormalisation des propagateurs bosoniques.

Ce sont des corrections qui affectent les propagateurs du Z^0 et du photon. Au second ordre perturbatif, elles se manifestent essentiellement par des diagrammes à une boucle (fig. 9). Ces boucles expriment le couplage du boson considéré aux autres particules du Modèle Standard. La contribution dominante provient du couplage du boson considéré aux fermions [16]. Tous les fermions sont créés sous forme de paires virtuelles $f\bar{f}$. Les effets de ces corrections sont pris en compte dans l'énergie propre du propagateur (i.e. *self-energy*) avec pour corollaire que cette dernière dépend entre autres de la masse du quark top et de celle du boson de Higgs, même si ces particules sont trop massives pour être produites à l'état réel.

2) Corrections de vertex.

Les corrections électrofaibles de vertex se manifestent par l'échange d'un boson ou d'un fermion virtuel entre les fermions de l'état initial ou de l'état final (fig. 10).

Elles incluent aussi les contributions non purement QED à l'énergie propre des fermions externes (fig. 11). Les corrections de vertex dépendent donc aussi du couplage des fermions aux bosons de Goldstone. Ce couplage est faible pour tous les fermions excepté pour le quark b . La situation est particulière pour l'état final $b\bar{b}$ parce qu'on ne peut pas négliger les diagrammes (10 d-g) à cause du fort couplage de Yukawa du quark b . Le quark top est présent dans les états virtuels liés à l'état final $b\bar{b}$ (Fig. 10a-c). Dans ce cas, le courant faible chargé de la correction de vertex est en effet dominé par le vertex $t W^\pm b$ à cause de la grande valeur du terme U_{tb} dans la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (voisine de 1). La masse du quark top intervient de manière sensible dans les corrections de vertex $b\bar{b}$.

3) Diagrammes en boîte

Ce sont des diagrammes avec échange de plusieurs bosons. La précision requise par les mesures effectuées permet de se limiter au calcul des corrections impliquant l'échange de deux bosons seulement (fig. 12).

Les effets des corrections électrofaibles sur la section efficace sont exposés et discutés dans la suite de ce chapitre. Sauf indication contraire, toutes les expressions utilisées dans ce chapitre peuvent être consultées dans la référence [15]. Les énergies propres renormalisées du photon, du Z^0 et de leur mélange seront notées respectivement $\Sigma_{\gamma\gamma}$, Σ_{ZZ} et $\Sigma_{\gamma Z}$.

A) Correction au propagateur du photon :

Elle implique le remplacement suivant :

$$\frac{1}{s} \rightarrow \frac{1}{s + \Sigma_{\gamma\gamma}(s)} \quad (29)$$

Le propagateur du photon ainsi corrigé, peut aussi s'écrire :

$$\frac{1}{s} \frac{1}{1 + \Pi_{\gamma\gamma}(s)} \quad (30)$$

où

$$\Pi_{\gamma\gamma}(s) = \frac{\Sigma_{\gamma\gamma}(s)}{s} \quad (31)$$

De cette manière, la correction au propagateur photonique est absorbée dans la charge électrique, et par conséquent dans la constante de couplage électromagnétique α , qui dépend donc de s :

$$\begin{aligned} \alpha \rightarrow \alpha(s) &= \frac{\alpha}{1 + \text{Re}\Pi_{\gamma\gamma}(s)} \\ &= \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha} \\ &\simeq \alpha (1 + \Delta\alpha) \end{aligned} \quad (32)$$

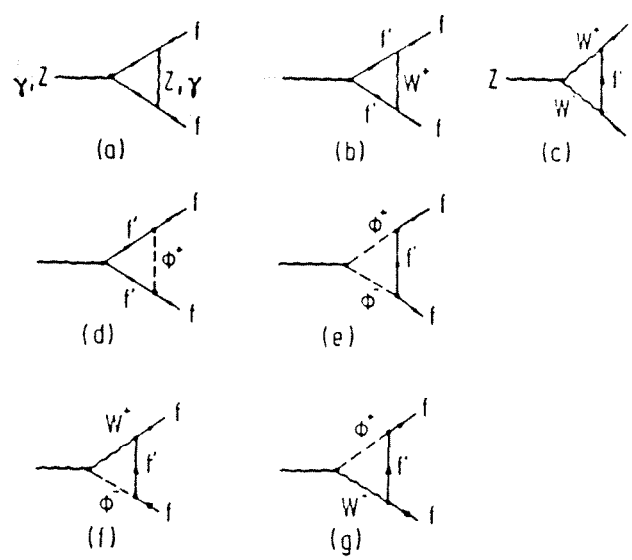


Fig. 10 : Corrections de vertex.

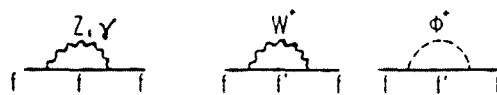


Fig. 11 : Diagrammes de l'énergie propre des fermions.

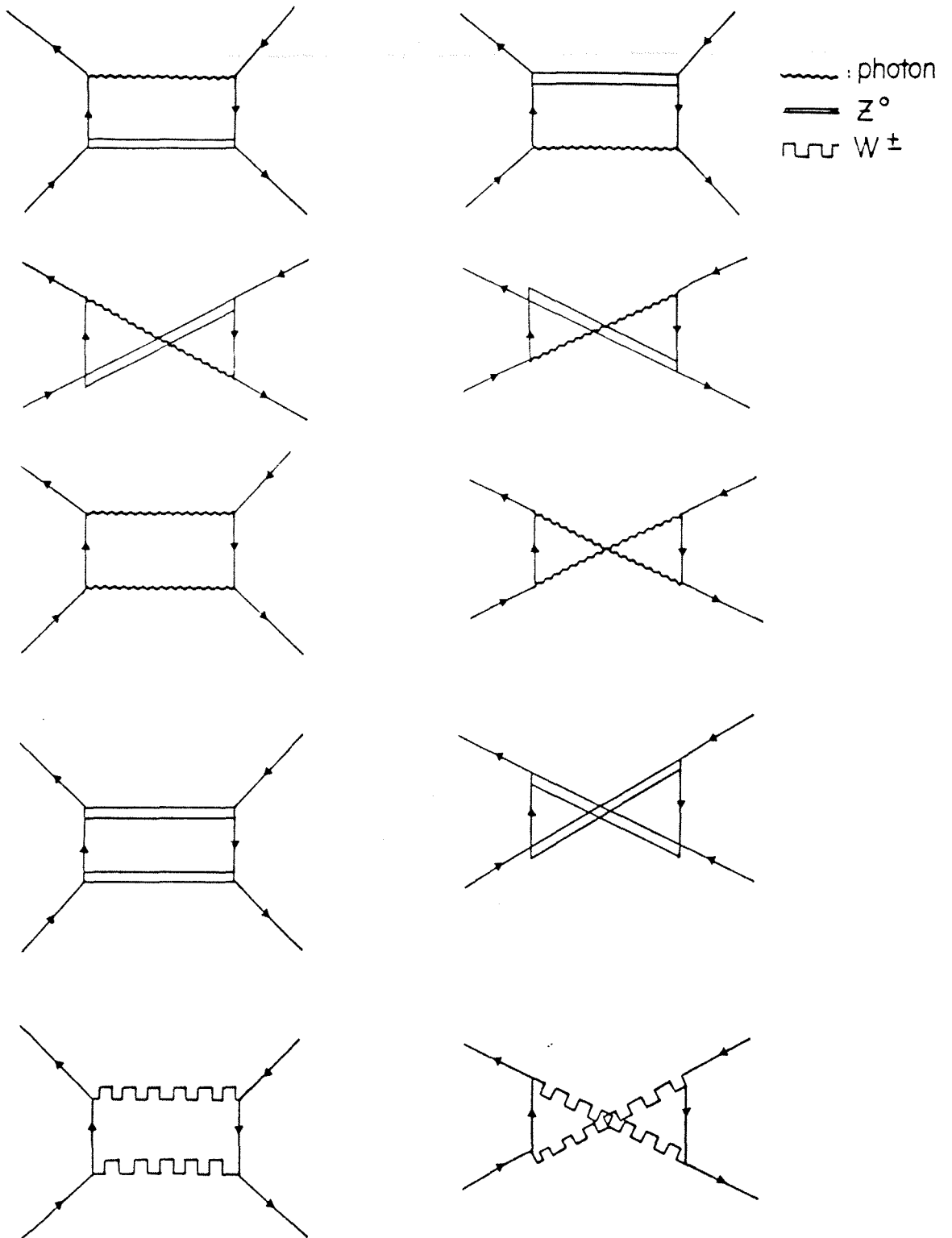


figure 12 : Diagrammes en boîte

avec $\Delta\alpha = -\text{Re}\Pi_{\gamma\gamma}(M_Z^2)$. $\Delta\alpha$ contient toutes les contributions fermioniques aux boucles du propagateur du photon au second ordre. On y distingue deux composantes, l'une provenant des boucles leptoniques ($\Delta\alpha_{\text{lep}}$) et l'autre des boucles de quarks ($\Delta\alpha_{\text{had}}$) :

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\text{lep}} + \Delta\alpha_{\text{had}} \quad (33)$$

$$= \frac{\alpha}{3\pi} \sum_{f \neq t} Q_f^2 \left(\ln \frac{s}{m_f^2} - \frac{5}{3} + O\left(\frac{m_f^2}{s}\right) \right) \quad (34)$$

La contribution du quark top varie comme $1/m_t^2$. Elle est donc négligeable. La contribution hadronique à $\Delta\alpha$ (c'est-à-dire celle des quarks u,d,s,c et b) vaut $0,0288 \pm 0,0009$ [17]. L'erreur sur cette valeur provient de la méconnaissance des masses des quarks. Les valeurs de la masse des quarks utilisées dans ce résultat numérique provient de la mesure de la masse des états liés $q\bar{q}$ à basse énergie.

B) Correction au propagateur du Z^0 :

Comme pour le photon, le propagateur corrigé du Z^0 doit prendre en compte l'énergie propre renormalisée du Z^0 . Le propagateur s'écrit alors :

$$\frac{1}{s - M_Z^2 + \Sigma_Z(s)} \quad (35)$$

avec

$$\Sigma_Z(s) = \Sigma_{ZZ}(s) - \frac{\Sigma_{\gamma Z}^2(s)}{s + \Sigma_{\gamma\gamma}(s)} \quad (36)$$

Si nous choisissons le schéma de renormalisation dit "sur couche de masse" [16], la masse M_Z qui apparaît dans le propagateur doit être la masse physique mesurée, et sa valeur numérique doit constituer le pôle du propagateur. Nous devons alors avoir :

$$\text{Re}(\Sigma_Z(M_Z^2)) = 0 \quad (37)$$

Un développement de Taylor au premier ordre de $\text{Re}(\Sigma_Z(s))$ autour de M_Z^2 conduit à l'expression suivante du propagateur du Z^0 :

$$\frac{1}{1 + \Pi_Z(M_Z^2)} \frac{1}{s - M_Z^2 + \frac{is}{M_Z^2} \frac{\text{Im}(\Sigma_Z(M_Z^2))}{1 + \Pi_Z(M_Z^2)}} \quad (38)$$

où

$$\Pi_Z(s) = \frac{\partial[\text{Re}(\Sigma_Z(s))]}{\partial s} \quad (39)$$

Le facteur $\frac{1}{1 + \Pi_Z(M_Z^2)}$ où intervient la partie réelle de Σ_Z affecte la constante de couplage faible de la manière suivante :

$$\frac{e^2}{4s_W^2 c_W^2} \rightarrow \frac{1}{1 + \Pi_Z(s)} \frac{e^2}{4s_W^2 c_W^2} \quad (40)$$

Les termes dominants dans l'expression analytique de $\Pi_Z(s)$ sont dus aux fermions légers qui apparaissent dans les boucles, et à la contribution du quark top :

$$\Pi_Z(s) = -\Delta\alpha + \frac{c_W^2 - s_W^2}{s_W^2} \Delta\bar{\rho} + \dots \quad (41)$$

où

$$\Delta\bar{\rho} = \frac{\alpha}{4\pi} \cdot \frac{3}{4s_W^2 c_W^2} \cdot \frac{m_t^2}{M_Z^2} \quad (42)$$

$\Delta\bar{\rho}$ dépend en fait de la masse de tous les fermions, mais seule la contribution du quark top n'est pas négligeable. On peut à présent réécrire la relation (1) du chapitre I, en tenant compte des corrections électrofaibles :

$$M_Z^2 s_W^2 c_W^2 = \frac{\pi\alpha(s)}{\sqrt{2}G_F} = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F(1 - \Delta r)} \quad (43)$$

Ainsi, la constante de couplage de l'expression (40) devient :

$$\frac{e^2}{4s_W^2 c_W^2} \rightarrow \sqrt{2}G_F M_Z^2 \frac{1 - \Delta r}{1 + \Pi_Z(s)} \quad (44)$$

Δr contient toutes les corrections radiatives QED et électrofaibles de la relation (44). Celle-ci relie la constante de Fermi, la masse du Z^0 et l'angle de Weinberg ($\Delta r = 0$ à l'ordre le plus bas).

Les termes les plus importants de Δr sont donnés par :

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{c_W^2}{s_W^2} \Delta\bar{\rho} \quad (45)$$

où $\Delta\alpha$ est défini par (34) et $\Delta\bar{\rho}$ dépend quadratiquement de la masse de tous les fermions. On a négligé dans l'expression (45) de Δr les contributions de termes non dominants, en particulier la contribution du boson de Higgs, qui est logarithmique. En tenant compte de l'expression des termes dominants de $\Pi_Z(s)$, la constante de couplage faible devient égale à :

$$\sqrt{2}G_F M_Z^2 [1 + \Delta\bar{\rho} + \dots] \quad (46)$$

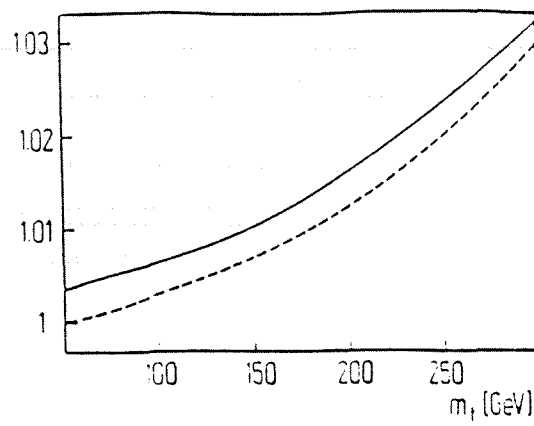


Fig. 13 : $\frac{1 - \Delta r}{1 + \pi_z}$ (courbe continue)
et l'approximation utilisée en (46) (courbe en pointillés)

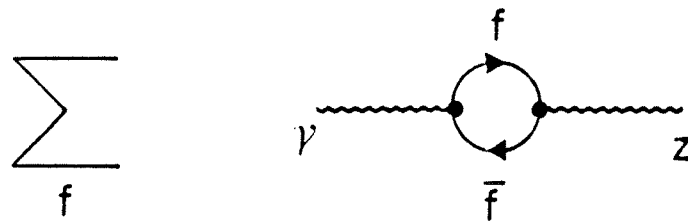


figure 14 : Energie propre du mélange $\gamma - Z^c$

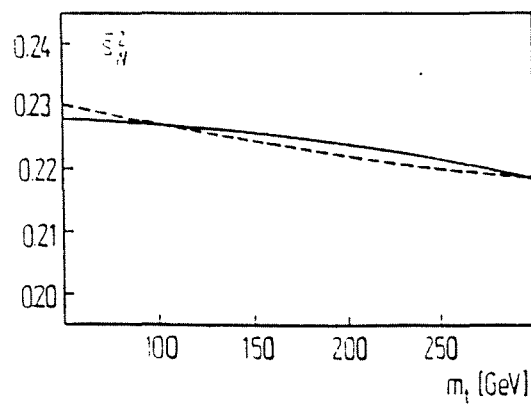


Fig. 15 : S_W^2 en fonction de la masse du *top* :

-) expression (48)
- - -) approximation utilisée en (50).

La correction de la constante de couplage dépend fortement de la masse du quark top (fig. 13). La correction au propagateur du Z^0 est donc absorbée dans la constante de couplage en multipliant le terme correspondant à l'échange d'un Z^0 par le facteur $(1 + \Delta\bar{\rho})^2$, et en multipliant le terme d'interférence par le facteur $(1 + \Delta\bar{\rho})$ dans l'expression de la section efficace à l'ordre le plus bas (expression 10).

La partie imaginaire de Σ_Z est reliée à la largeur physique du Z^0 . Aux énergies du LEP, elle peut être paramétrisée comme suit :

$$\frac{Im\Sigma_Z(M_Z^2)}{1 + \Pi_Z(M_Z^2)} = M_Z\Gamma_Z \quad (47)$$

C) Correction au propagateur $\gamma - Z$:

L'effet de ce mélange (fig. 14) est exprimé en fonction de la seule constante de couplage vectorielle du courant neutre (le couplage axial n'est pas affecté à cause du caractère purement vectoriel du photon). La structure du terme correctif aux constantes de couplages est telle qu'elle peut être absorbée dans une redéfinition de l'angle de mélange électrofaible :

$$s_W^2 \rightarrow s_W^2 - c_W s_W \text{Re} \frac{\Pi_{\gamma Z}(s)}{1 + \Pi_{\gamma\gamma}(s)} = \bar{s}_W^2 \quad (48)$$

où

$$\Pi_{\gamma Z}(s) = \frac{\Sigma_{\gamma Z}(s)}{s} \quad (49)$$

et $\Pi_{\gamma\gamma}(s)$ est donné par l'expression (31). Cet angle de mélange effectif peut être approximé par :

$$\bar{s}_W^2 = s_W^2 + \frac{\alpha(M_Z^2)}{4\pi} \cdot \frac{3}{4s_W^2} \cdot \frac{m_t^2}{M_Z^2} \quad (50)$$

La précision de cette approximation peut être appréciée sur la figure 15.

D) Les corrections de vertex (fig. 10) :

Elles peuvent être absorbées dans une redéfinition des constantes de couplage [18] :

$$\begin{aligned} v_f &\rightarrow v_f + F_v^f \\ a_f &\rightarrow a_f + F_a^f \end{aligned} \quad (51)$$

F_a^f et F_v^f sont respectivement les facteurs de forme axial et vectoriel traduisant les corrections électrofaibles aux vertex. Leurs expressions sont données dans

l'annexe A. Ils dépendent du type de fermion; en particulier pour le quark b , les couplages avec le quark top et le boson de Higgs ne sont pas négligeables, contrairement au cas des autres fermions. Ces facteurs de forme n'incluent pas l'échange d'un photon entre les fermions de l'état initial ou final (fig. 6) car ce processus est déjà pris en compte dans les corrections QED.

L'effet de ces facteurs de forme est illustré par le tableau 2 pour les constantes de couplage de l'électron.

Tableau 2

Constantes de couplage vectorielle et axiovectorielle de l'électron en fonction des facteurs de forme ($M_Z = 93 \text{ GeV}/c^2$, $M_H = 100 \text{ GeV}/c^2$).

$m_t \text{ (GeV)}$	$\text{Re } F_v^{Ze} (M_Z^2)$	$\text{Re } F_a^{Ze} (M_Z^2)$	v_e	a_e
50	0,0019	0,0018	-0,0647	-0,6005
100	0,0020	0,0019	-0,0778	-0,6056
150	0,0021	0,0020	-0,0927	-0,6115
200	0,0021	0,0020	-0,1100	-0,6191
230	0,0022	0,0022	-0,1244	-0,6247

E) Les diagrammes en boîte (fig. 12) :

Les diagrammes en boîte sont classés en deux catégories : Les diagrammes QED (où au moins un des bosons échangé est un photon), et les diagrammes purement faibles (échange de deux Z^0 ou de deux $W^\pm$). Les deux catégories de diagrammes correspondent à des processus non résonants.

Les diagrammes QED présentent des divergences infrarouges, et doivent être combinés avec l'interférence entre la radiation de photon dans l'état initial et celle dans l'état final. La prise en compte des diagrammes en boîte QED modifie la section efficace de production de quarks aux énergies proches de la résonance du Z^0 de moins de 0,02% [19].

Quant aux diagrammes purement faibles, leur contribution à la section efficace différentielle autour de la résonance du Z^0 est inférieure à 0,02% [15].

Les corrections dues aux diagrammes en boîte sont donc négligeables aux énergies auxquelles les sections efficaces ont été mesurées. Par contre, à quelques GeV au-delà ou en-deçà de la résonance, les effets de ces corrections deviennent appréciables.

II.4.4 Corrections QCD

Pour l'état final hadronique, un type de correction spécifique entre en jeu. Les quarks étant sensibles aux interactions fortes, ils sont susceptibles d'émettre des gluons. L'émission d'un ou de deux gluons dans l'état final hadronique est pris en compte en multipliant la section efficace par le facteur :

$$1 + \delta_{\text{QCD}} = \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(s)}{\pi} + 1,405 \left(\frac{\alpha_s(s)}{\pi} \right)^2 \right\} \quad (52)$$

Cette correction augmente la section efficace de 4,0%. Les termes d'ordre supérieur (i.e. qui correspondent à l'émission de plus de deux gluons) peuvent être négligés.

II.5 Formule d'ajustement utilisée

On peut déterminer les paramètres théoriques auxquels les mesures expérimentales sont sensibles en ajustant à ces dernières une expression analytique de la section efficace où ces paramètres sont libres de varier.

Les différentes corrections radiatives qui ont été citées et calculées tout au long de ce chapitre doivent être prises en compte dans l'expression analytique de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Cette expression va être ajustée aux valeurs expérimentales de la section efficace pour déterminer les paramètres de la résonance du Z^0 . Nous avons opté pour la formule calculée par le programme ZFITTER [20] qui prend en compte les calculs les plus récents des corrections électrofaibles appliquées à la section efficace de Born. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$\sigma^{\text{obs}}(s) = \int_{s_0}^s (F_i(s', s) \sigma_W(s') + \Delta_{\text{int}}) ds' \quad (53)$$

où σ_W est la section efficace de Born incluant les corrections électrofaibles au second ordre. F_i est une fonction spectrale qui exprime la radiation de photons dans l'état initial. Δ_{int} contient les termes d'interférence entre la radiation de photons dans l'état initial et celle dans l'état final, ainsi que les contributions des diagrammes en boîte QED. s_0 représente le carré de la masse invariante des fermions de l'état initial après radiation de photons, et s' celui des fermions de l'état final.

Comme on l'a vu au cours de ce chapitre, la radiation de photons dans l'état initial est à l'origine du terme dominant des corrections purement QED. La fonction

F_i s'écrit :

$$F_i(s', s) = \beta(1 - \frac{s'}{s})^{\beta-1} (1 + \delta_{s+v}) + \delta_h(s') \quad (54)$$

Le premier terme correspond à la radiation de photons collinéaires, prise au premier ordre avec exponentiation. δ_{s+v} contient la contribution des photons mous non collinéaires, ainsi que les corrections virtuelles au second ordre. δ_h absorbe la partie résiduelle (i.e. des photons durs non collinéaires). La section efficace σ_W est exprimée de telle manière à ce qu'elle soit la plus indépendante possible du Modèle Standard :

$$\sigma_W(s) = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_h}{(s - M_Z^2)^2 + \frac{s^2\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} + (\sigma^{\gamma Z} + \sigma^\gamma)(1 + \delta_{\text{QCD}}) \quad (55)$$

On reconnaît l'échange de Z^0 dans le premier terme (résonance du type Breit-Wigner), où l'on a remplacé la partie imaginaire du propagateur $M_Z^2 \Gamma_Z^2$ par la forme $\frac{s^2\Gamma_Z^2}{M_Z^2}$ qui dépend de s . Cette substitution résulte de l'implémentation de la partie imaginaire de l'énergie propre renormalisée du propagateur du Z^0 (relation 47). Toutes les autres corrections électrofaibles sont contenues dans Γ_e et Γ_h qui sont respectivement les largeurs partielles de désintégration du Z^0 en paires e^-e^- et en paires $q\bar{q}^*$. Γ_h contient aussi les corrections QCD. Dans le cadre du Modèle Standard, Γ_Z est donné par la somme de toutes les largeurs partielles de désintégration du Z^0 en paires $f\bar{f}$, corrections radiatives incluses.

σ^γ correspond à l'échange d'un photon et $\sigma^{\gamma Z}$ à l'interférence entre l'échange d'un Z^0 et d'un photon.

La constante de structure fine utilisée dans ces 3 termes est celle donnée par l'expression (32).

Ce chapitre a permis de montrer l'importance des effets des corrections radiatives aux énergies du LEP sur la section efficace d'annihilation e^+e^- , et par

* Γ_e est la largeur physique de la désintégration du Z^0 en paire e^+e^- divisée par $(1 + \frac{3\alpha}{4\pi})$, pour ne pas prendre en compte l'émission d'un photon dans l'état final e^-e^- .

conséquent sur les paramètres de la résonance du Z^0 . La sensibilité à ces corrections dépend de la précision des mesures effectuées. La section efficace théorique est connue avec une précision de 0,1%. On a choisi une formule d'ajustement qui contient tous les effets auxquels les mesures seront sensibles. Les effets des ordres manquants sont ainsi parfaitement négligeables [19].

Avant l'exposé de la mesure des sections efficaces d'annihilation e^+e^- qui fait l'objet de cette thèse, l'appareillage de l'expérience et les faisceaux de particules utilisés vont être décrits dans leurs grandes lignes. Ils font l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE III

Chapitre III

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

Ce chapitre est consacré à la description de l'appareillage utilisé. Il comprend trois parties. La première partie concerne la présentation de l'accélérateur LEP. Le spectromètre DELPHI est décrit en détail dans la seconde partie. Le système de déclenchement de DELPHI ainsi que son système d'acquisition sont abordés en troisième partie.

III.1 Le LEP

Le LEP (*Large Electron Positron collider*) est un collisionneur e^+e^- de 27 km de circonférence. Il est installé dans un tunnel souterrain situé près du CERN et chevauchant la frontière Franco-Suisse (fig. 1).

Ses dimensions, (c'est le plus grand accélérateur actuellement en service) lui permettent de délivrer des faisceaux d'électrons et de positrons à des énergies jamais atteintes par des particules ponctuelles. Durant sa première période d'exploitation, le LEP a permis des collisions e^+e^- à des énergies allant jusqu'à 95 GeV dans le centre de masse.

Les électrons et les positrons sont produits dans un premier accélérateur linéaire (LINAC1), les positrons provenant des paires e^+e^- créées dans la collision des électrons avec les noyaux d'une cible de tungstène, placée à la fin du LINAC1. Un deuxième accélérateur linéaire (LINAC2) accélère les électrons et les positrons jusqu'à une énergie de 600 MeV. Ils sont ensuite collectés dans un anneau d'accumulation, avant d'être transférés au PS où ils sont accélérés à 3,5 GeV puis au SPS où ils atteignent 20 GeV. Ils sont alors injectés dans le LEP où ils sont portés à l'énergie désirée, avant d'entrer en collision aux points d'interaction (fig. 2).

Le LEP est composé de 8 arcs de cercles alternés avec 8 sections droites. Les collisions ont lieu dans 4 des 8 sections droites sur lesquelles sont installées les expériences LEP : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

Les trajectoires des faisceaux d'électrons et de positrons sont courbées à l'aide de 3280 électroaimants placés dans les arcs du LEP. Des cavités radiofréquence sont installées dans 2 des sections droites. Elles produisent le champ électrique

longitudinal nécessaire à l'accélération des particules, et à la compensation des pertes d'énergie dues au rayonnement synchrotron (environ 0,12 GeV par tour). Le vide qui règne dans le tube dans lequel circulent les faisceaux doit être aussi bon que possible pour augmenter la durée de vie des faisceaux, en limitant leurs interactions avec les molécules de gaz résiduel, en particulier dans le voisinage des expériences où ces interactions constituent un bruit de fond gênant. Le vide réalisé à LEP est de 10^{-9} Torr dans les arcs et de $2 \cdot 10^{-10}$ Torr dans les sections droites.

De part et d'autre de chaque expérience se trouve un quadrupôle supraconducteur destiné à focaliser les faisceaux avant qu'ils entrent en collision. Cette focalisation augmente la luminosité (taux de particules en collision par unité de surface et par unité de temps). Le LEP est prévu pour fournir une luminosité nominale de $1.6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Pendant la période de prise de données, la luminosité moyenne n'était que de $3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

L'intérêt du LEP réside dans le fait qu'il est destiné à explorer une zone d'énergie sensible de la théorie électrofaible : la région où les processus induits par l'interaction faible dominent ceux de l'interaction électromagnétique. Cette région se situe autour de la masse du boson médiateur responsable du courant neutre de l'interaction faible, le Z^0 .

Pour explorer cette région inconnue, le choix d'un collisionneur e^+e^- est justifié par les topologies simples qu'il offre, vu la structure ponctuelle de l'électron et du positron. Le fait que l'on récupère toute l'énergie du centre de masse dans la collision constitue un autre avantage par rapport aux collisions $p\bar{p}$ où environ la moitié de l'énergie est emportée par les gluons, le reste étant essentiellement partagé entre les quarks de valence. Les collisions e^+e^- offrent aussi la possibilité de produire les quarks de toutes les saveurs cinématiquement accessibles dans les mêmes proportions, aux rapports de couplage près (la différence principale provenant de la charge électrique), alors que les collisions $p\bar{p}$ sont dominées par la production des quarks u et d.

L'énergie disponible dans le centre de masse de la collision est un paramètre essentiel de la résonance du Z^0 . Sa connaissance précise est d'une importance capitale pour la détermination des paramètres de cette résonance, en particulier de la masse, M_Z , du Z^0 . En effet, celle-ci est égale à la somme de l'énergie des deux faisceaux, au pic du Z^0 (aux corrections radiatives près).

L'énergie du LEP a été mesurée à l'aide de deux méthodes [21].

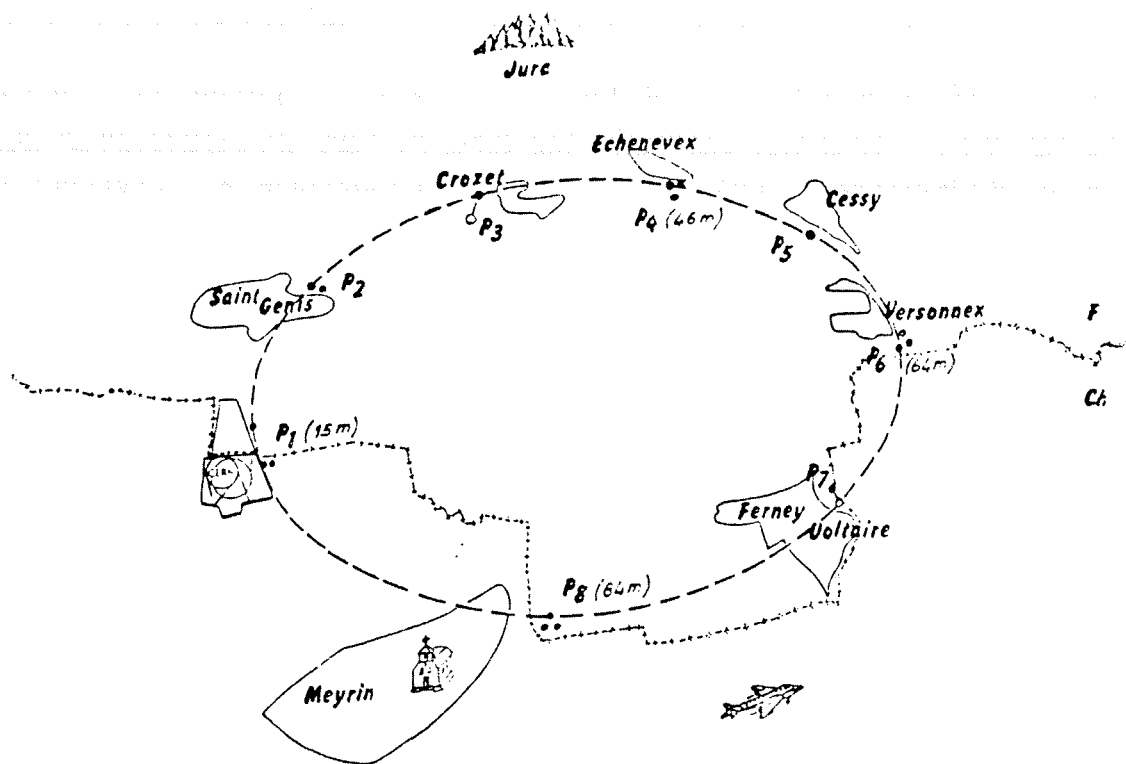


Fig. 1 : Position géographique du LEP.

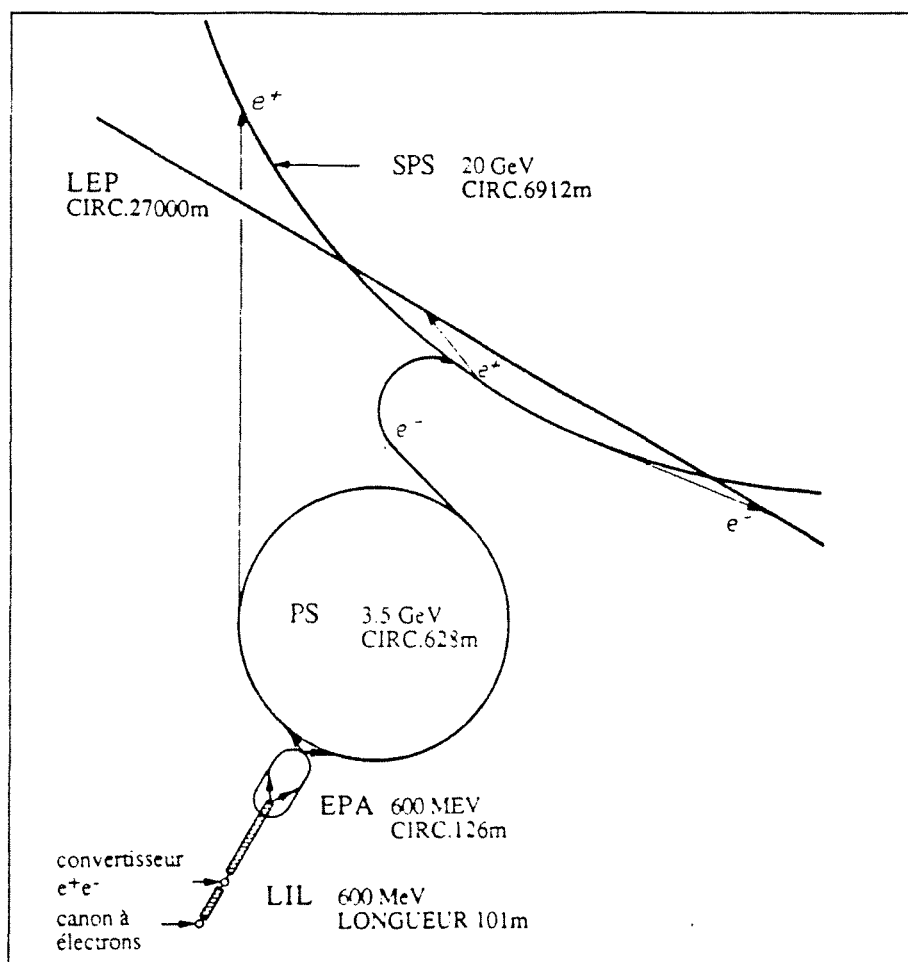


Fig. 2 : Ensemble des accélérateurs du CERN, qui contribuent au fonctionnement du LEP.

1- La première méthode consiste à mesurer le flux magnétique produit par le passage des faisceaux à travers des boucles de courants. Cette mesure permet de calculer l'énergie des faisceaux, et d'en déduire la correction à appliquer à l'énergie donnée par les aimants du LEP.

Cette correction prend aussi en compte le vieillissement des boucles et des aimants, ainsi que l'influence du champ magnétique terrestre.

Le vieillissement des aimants de LEP est dû en fait au déplacement des lignes de champ pendant une partie de la période de prise de données, causé par l'instabilité passagère des couches alternées de fer et de béton dont les aimants sont constitués.

Le facteur correctif ainsi déterminé est égal à $(+0,6 \pm 2,4) \cdot 10^{-4}$ pour les données de 1989 et à $(-3,95 \pm 2,4) \cdot 10^{-4}$ pour celles de 1990.

2- La seconde méthode de calibration du LEP est fondée sur la mesure de l'impulsion d'un faisceau de protons d'impulsion connue à $3 \cdot 10^{-5}$ près dans LEP. Les protons, extraits du P.S., ont une énergie de 20 GeV. L'extrapolation aux énergies utilisées pendant la prise de données introduit un facteur correctif additionnel et une incertitude que l'on a estimée grâce aux mesures magnétiques (première méthode) faites aussi bien à 20 GeV qu'à 45 GeV.

Le facteur correctif par cette seconde méthode est de $(-0,6 \pm 3,0) \cdot 10^{-4}$ pour 1989 et de $(-6,4 \pm 2,4) \cdot 10^{-4}$ pour 1990. Ces facteurs correspondent respectivement à une correction de l'énergie de collision de -7 MeV^* et de -58 MeV .

Les erreurs sur ces facteurs se traduisent par une incertitude sur l'énergie de collision entre les deux faisceaux de LEP. Cette incertitude est de 0,030 GeV en 1989 et de 0,02 GeV en 1990. Cette erreur constitue l'erreur systématique principale de la masse mesurée du Z^0 .

D'autres erreurs provenant de la mesure de l'énergie des faisceaux affectent la largeur du Z^0 en déformant légèrement la courbe de résonance.

Il s'agit d'abord de l'erreur de reproductibilité des valeurs des champs magnétiques des aimants de LEP. Elle est estimée à 10^{-4} .

Chaque point d'énergie est en fait mesuré plusieurs fois par remplissages répétés (*fills*) du LEP. La différence en énergie entre les *fills* introduit une erreur relative de 10^{-4} sur chaque énergie de collision.

* Les valeurs des énergies de collision publiées dans [34] n'incluent pas cette correction.

L'extrapolation de la mesure de l'énergie de 20 GeV à 45 GeV introduit aussi une erreur d'extrapolation entre les énergies de collision. L'erreur sur l'énergie de collision de LEP mentionnée ci-dessus suppose que l'extrapolation est linéaire. L'erreur relative de la non-linéarité a été estimée à 5.10^{-4} .

Quant à l'effet de la dispersion de l'énergie des faisceaux de LEP sur la largeur du Z^0 , il sera discuté au chapitre V.

III.2 Le spectromètre DELPHI

DELPHI (*DEtector with Leptons, Photons and Hadrons Identification*) est un des 4 détecteurs installés auprès du LEP. Il permet une mesure très complète de l'état final. La symétrie de l'état final dans une collision entre deux faisceaux identiques a suggéré la forme cylindrique du détecteur. Le cylindre est complété à chaque extrémité par un bouchon de manière à assurer une couverture angulaire maximale.

Dans la partie cylindrique, les différents détecteurs sont disposés de manière concentrique autour de l'axe constitué par les faisceaux. Cette structure est reproduite dans les bouchons. La succession de détecteurs aux rôles complémentaires permet à DELPHI de réaliser sa vocation, celle d'un détecteur complet, à usages multiples (fig. 3).

Pour une description détaillée de DELPHI, on pourra consulter la référence [22]. Les principaux aspects sont rappelés ci-dessous.

A) La région à grand angle (i.e. la partie cylindrique)

Dans la partie cylindrique se succèdent à distance croissante de l'axe :

III.2.1 Le détecteur micro-vertex

Le micro-vertex utilise la technique des semiconducteurs. C'est le détecteur le plus proche du point d'interaction. Il permet ainsi de séparer de manière très fine les traces chargées provenant de ce point, et d'identifier les vertex secondaires provenant de la désintégration des particules métastables qui ont une durée de vie de $10^{-12} - 10^{-13}$ s.

Le micro-vertex est constitué de deux couches cylindriques de détecteurs de silicium*, dont les rayons moyens sont de 9 et 11 cm, pour une longueur de 24 cm.

* Une troisième couche a été installée pour la prise de données de 1991.

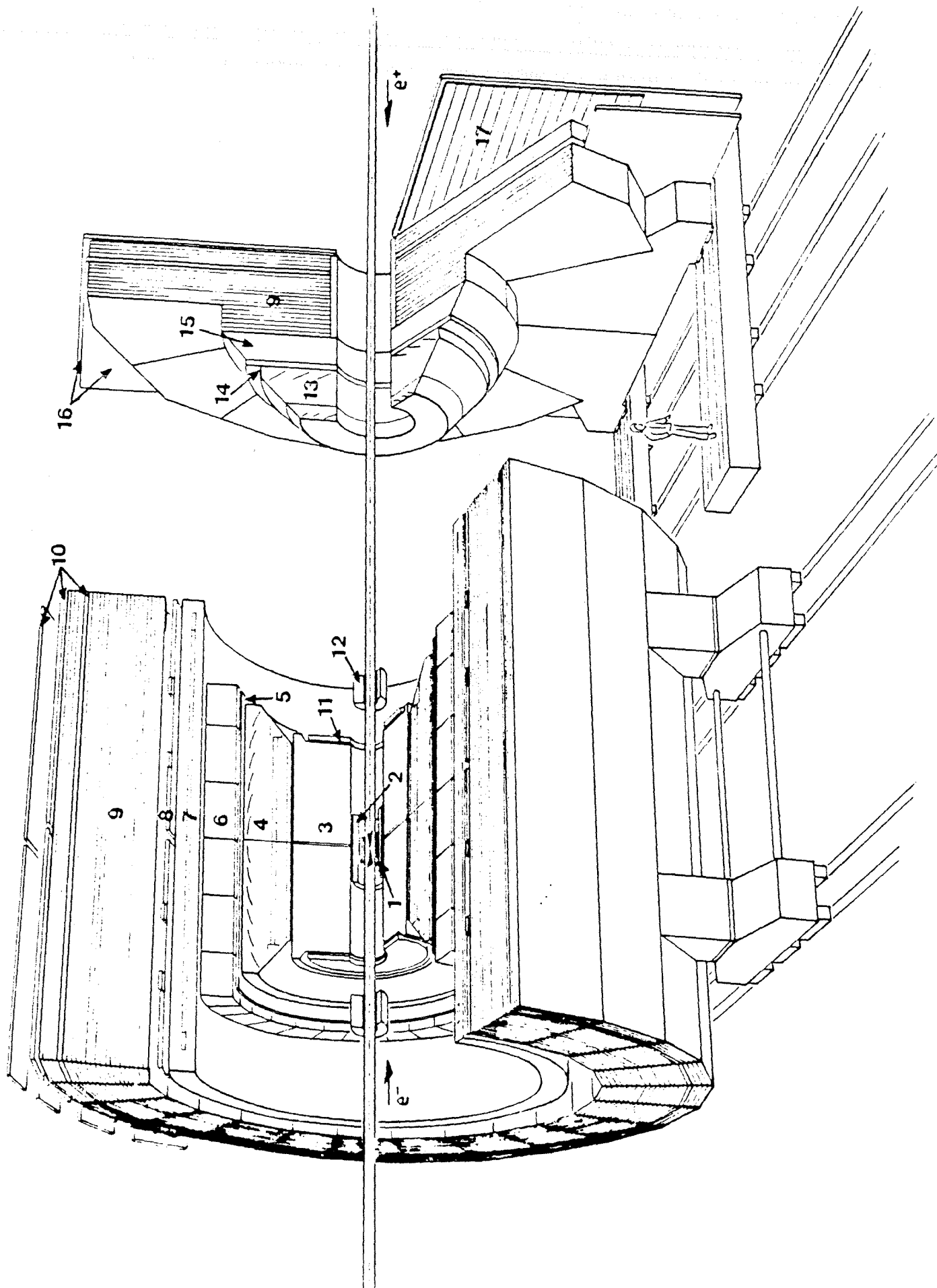


Fig. 3 : DELPHI, vue générale.

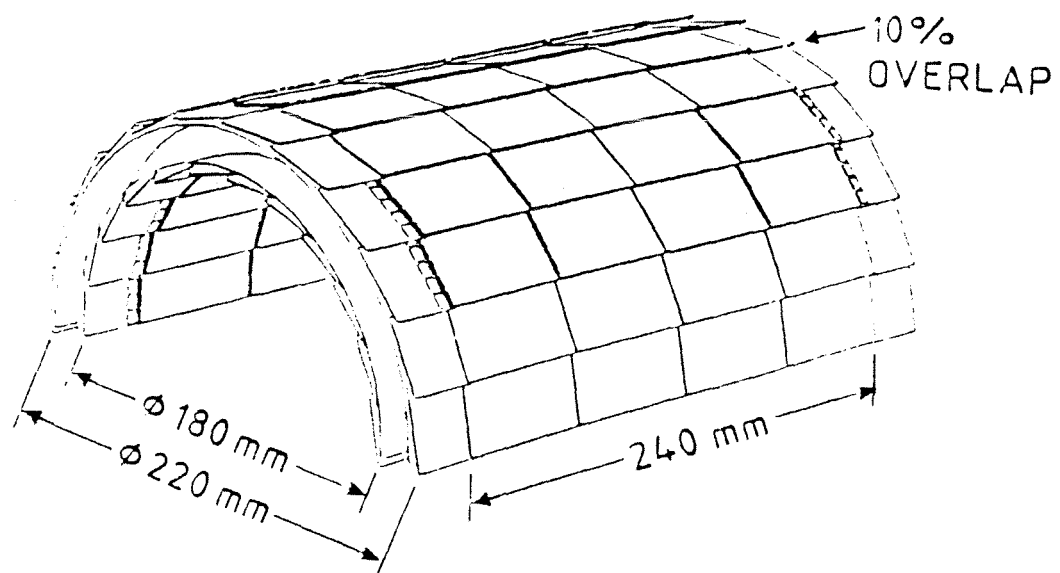


Fig. 4 : Le micro-vertex de DELPHI.

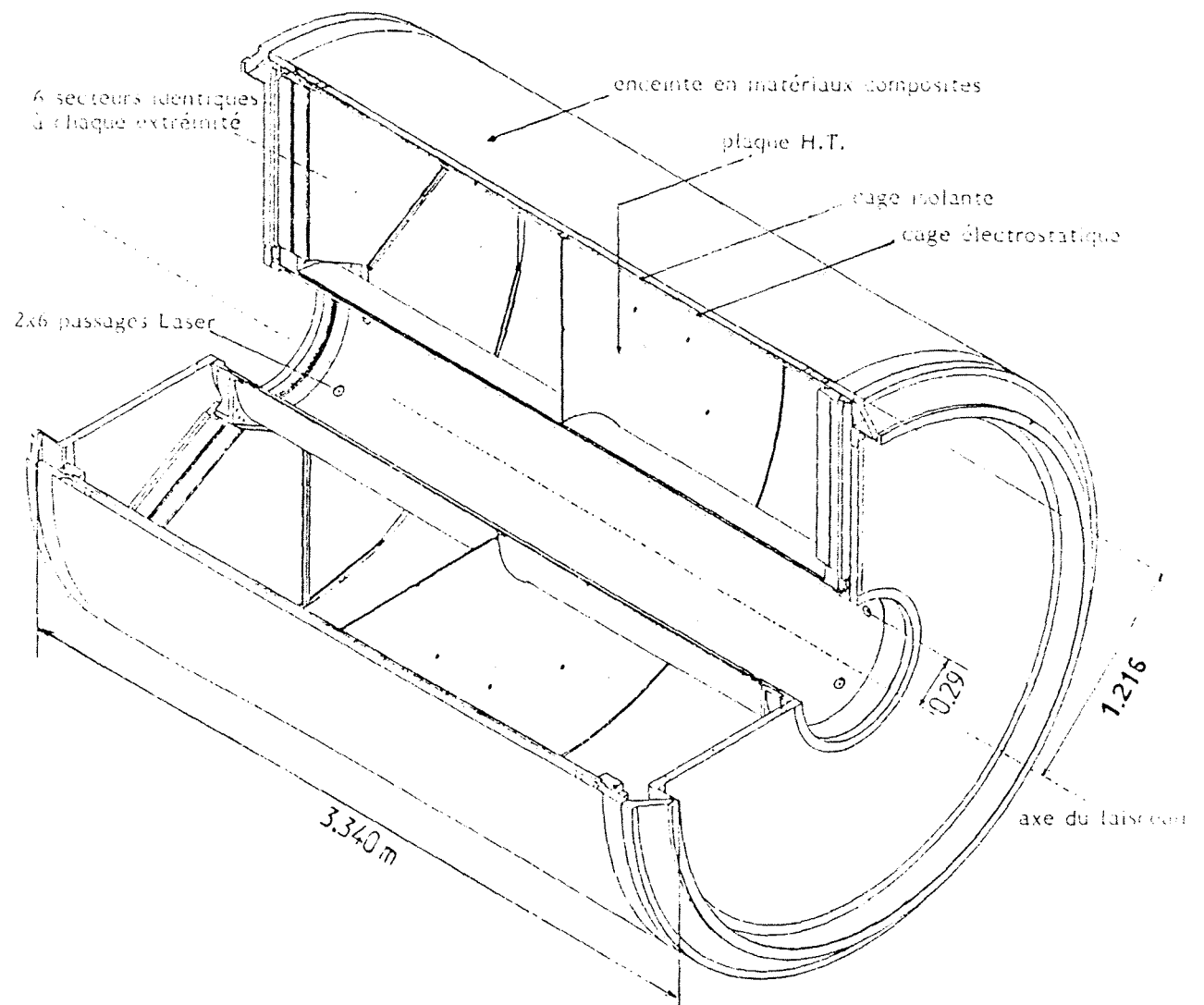


Fig. 5 : Vue générale de la TPC.

Chaque couche est segmentée azimuthalement en 24 modules identiques. Ces modules ont environ 10% de recouvrement avec leurs 2 voisins immédiats. Chaque module est constitué de 4 détecteurs alignés le long de l'axe z (fig. 4). Les détecteurs de silicium ont une épaisseur de $300\text{ }\mu\text{m}$. Leur longueur sensible est de 59 mm, pour une largeur de 25,6 mm (32 mm) pour ceux qui se trouvent sur la couche interne (externe). Le nombre total d'éléments de lecture est de 54254.

Le micro-vertex permettra d'atteindre une résolution de $5\text{ }\mu\text{m}$ en coordonnées $r\phi$, et un pouvoir de séparation entre deux traces voisines inférieur à $100\text{ }\mu\text{m}$.

III.2.2 Le détecteur interne

Le détecteur interne occupe la région qui se trouve entre les rayons de 12 et de 22 cm. Il couvre les angles polaires entre 29° et 151° . Il est formé d'une chambre à jets (chambre à dérive) et de 5 chambres multifils proportionnelles concentriques.

La chambre à jet possède 24 secteurs en azimuth et peut donner 24 coordonnées $r\phi$ par trace. Le champ de dérive a été choisi de façon à permettre une réponse rapide (100 ns). La chambre à jet peut ainsi participer au déclenchement.

Chaque chambre multifils possède 192 fils sensibles parallèles à l'axe du faisceau. Ces fils donnent les coordonnées $r\phi$. Les 192 cathodes circulaires apportent une information en z . La structure cathodique de ces chambres fournit aussi une réponse rapide utilisée dans le système de déclenchement.

Pendant la prise de données, le détecteur interne a atteint une résolution de $90\text{ }\mu\text{m}$ en $r\phi$, et de moins d'un millimètre en coordonnées longitudinales.

III.2.3 La Chambre à Projection Temporelle : La TPC

La TPC est un cylindre, de 30 et 122 cm de rayons interne et externe respectivement, et de 2,7 m de long. Elle est constituée de 2 demi-cylindres séparés par une électrode centrale située dans le plan vertical perpendiculaire à l'axe des faisceaux. Chaque demi-cylindre est divisé en 6 secteurs azimuthaux (fig. 5) [23]. Au bout de chaque secteur se trouve une chambre multifils.

Le système de détection de ces chambres est constitué d'un plan de 192 fils sensibles (anodes), et d'un plan de cathodes. Les fils d'anode ont un diamètre de $20\text{ }\mu\text{m}$, et sont espacés de 4 mm. Ils sont disposés à 4 mm des cathodes, perpendiculairement à la bissectrice du secteur considéré.

Le plan de cathodes est formé de 16 rangées circulaires d'unités de lecture appelées damiers. Le nombre de damiers par rangée varie de 64 pour la rangée la

plus proche des faisceaux, à 144 pour la rangée la plus éloignée (fig. 6) [23]. Un champ électrique uniforme nécessaire à la bonne dérive des électrons est appliqué entre l'électrode centrale et les deux extrémités de la TPC. L'uniformité du champ électrique de dérive est assurée dans chaque demi-cylindre par 233 anneaux de cuivre régulièrement espacés sur toute la longueur de la TPC. L'électrode centrale est portée à un potentiel de -20 kV, le dernier anneau (le plus proche des chambres) étant à la masse. Un champ uniforme de l'ordre de 150 V/cm est ainsi obtenu.

La TPC est remplie avec un mélange de 80% d'argon et de 20% de méthane. Ce mélange est maintenu à une pression de 1 atmosphère.

Le principe de la TPC consiste à détecter les électrons d'ionisation produits par le passage de particules chargées dans le gaz. Ces électrons sont produits le long de la trajectoire de la particule. Sous l'effet du champ électrique ils dérivent à une vitesse $v_d \simeq 50 \mu/\text{ns}$ et sont collectés après avalanche par les fils sensibles des chambres. L'adresse du fil touché permet de remonter à la coordonnée Y dans le repère de chaque secteur. La coordonnée Z est obtenue en combinant le temps d'arrivée des électrons sur les fils sensibles avec la vitesse de dérive. La charge recueillie sur le fil induit un signal sur la rangée de cathode la plus proche; on obtient ainsi le rayon R , qui, combiné avec l'angle Φ permet de remonter à X . Φ est obtenu en déterminant le barycentre des impulsions recueillies sur chaque damier de la rangée sollicitée. La courbure des traces dans le champ magnétique de DELPHI permet la mesure de l'impulsion. La présence du champ magnétique contribue aussi à la réduction de la diffusion transverse des électrons d'ionisation, et améliore ainsi l'efficacité de collection des électrons et de reconstruction des trajectoires.

La dimension des damiers est de $7 \times 7 \text{ mm}^2$, permettant ainsi une bonne résolution en coordonnées transverses ($250 \mu\text{m}$). La résolution dans la direction de la dérive est de 1 mm, due aux incertitudes sur la vitesse de dérive. Celle-ci dépend des conditions de pression et de température qui règnent dans le gaz de dérive.

La résolution en impulsion des traces obtenue avec la TPC seule est de $\Delta P/P \simeq 1,3 \cdot 10^{-2} \times P(\text{GeV}/c)$.

Dans le plan transverse, la granularité de la TPC dépend de l'angle polaire. Entre 18° et 162° au moins 2 points peuvent être utilisés pour la reconstruction des traces. Ces 2 points correspondent aux 2 premières rangées de damiers. Tandis qu'entre 39° et 141° , la TPC peut fournir jusqu'à 16 points.

La TPC participe au système de déclenchement.

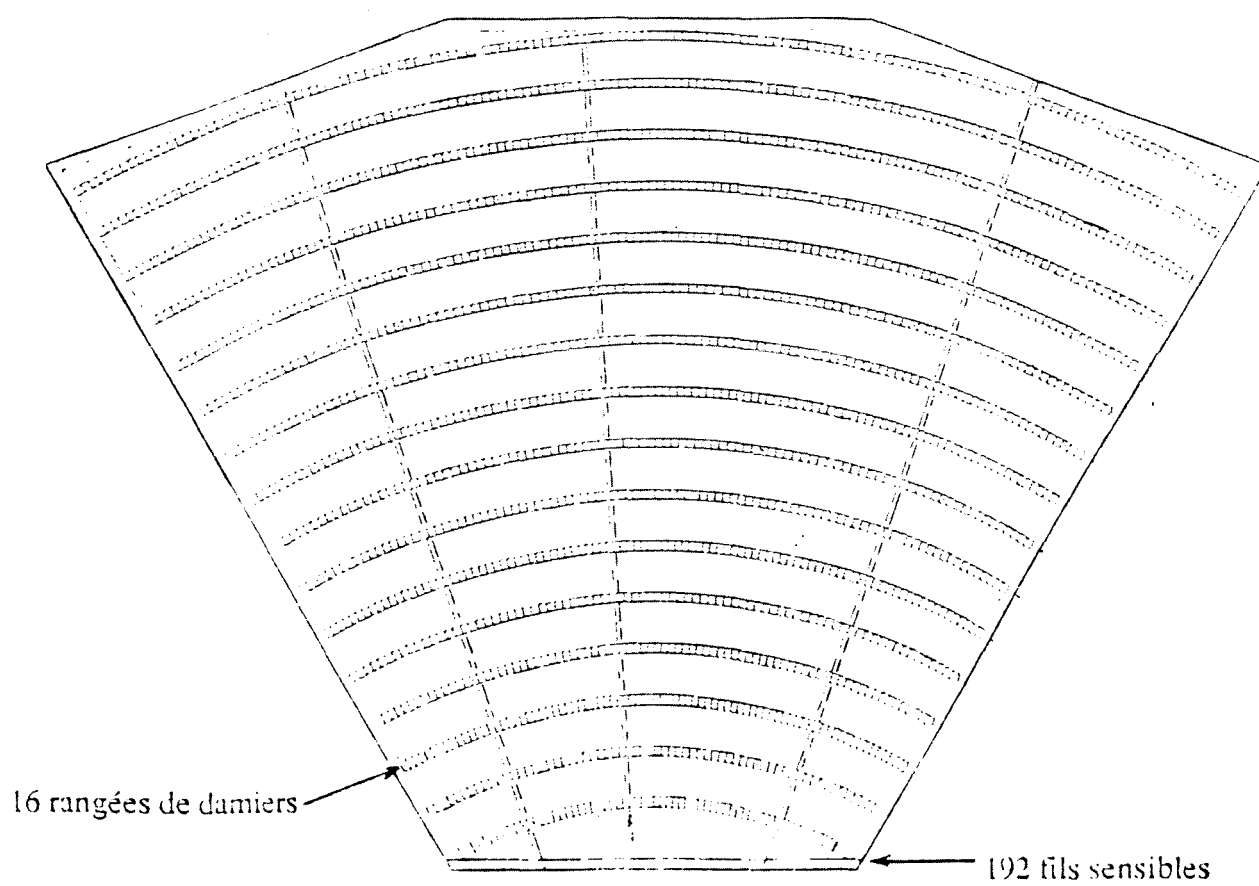


Fig. 6 : Les damiers de la TPC.

III.2.4 Le Barrel RICH

Le RICH (*Ring Imaging Čerenkov*) permet d'identifier les particules à partir de l'effet Čerenkov [24] qu'elles y produisent.

Il est divisé en deux parties identiques, axées sur la direction des faisceaux et placées dos à dos par rapport au point d'interaction. Chaque partie est composée de 24 secteurs azimutaux. Chaque secteur comprend un radiateur liquide et un radiateur gazeux, séparés par un tube à dérive muni d'une chambre proportionnelle multifils à son extrémité (fig. 7).

Le radiateur liquide (C_6F_{14}) est contenu dans des enceintes de 1 cm d'épaisseur. La face extérieure de ces enceintes est constituée de fenêtres de quartz, assurant ainsi une transparence maximale aux photons Čerenkov.

Le radiateur gazeux (C_5F_{12}) est porté à une température de 40° C pour une pression de 1 atmosphère de manière à fournir un maximum de photoélectrons par particule.

Les tubes à dérive ont une longueur de 155 cm. Ils sont entièrement construits à partir de plaques de quartz. Le gaz de dérive utilisé est un mélange méthane-éthane additionné d'un agent photoionisant : le TMAE. Une attention particulière a été accordée à l'homogénéité du champ de dérive à l'intérieur des tubes. Le dégradé linéaire du potentiel est assuré par des bandes de 0,1 mm de large. Ces bandes entourent les tubes sur toute leur longueur.

En traversant les radiateurs, chaque particule chargée de vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans les radiateurs, émet des photons qui font avec la direction de la particule un angle θ_c fonction de sa vitesse. La mesure de cet angle équivaut donc à une mesure de la vitesse de la particule. En combinant la mesure de la vitesse et celle de l'impulsion, on peut calculer la masse de la particule, ce qui permet de l'identifier.

Les photons Čerenkov issus du radiateur liquide passent directement dans le tube à dérive où ils sont convertis en paires e^+e^- . Ceux qui proviennent du radiateur gazeux sont d'abord réfléchis vers le tube à l'aide d'un système de miroirs.

Dans le tube à dérive, les photons ionisent le TMAE. Les électrons ainsi produits dérivent le long du tube et produisent des avalanches dans les chambres multifils. La reconstruction spatiale de l'anneau Čerenkov se fait comme pour les traces de la TPC : les 3 coordonnées sont données par l'adresse du fil d'anode sollicité, l'adresse du bloc de cathodes, et par le temps de dérive.

III.2.5 Le détecteur externe

Le détecteur externe est constitué de 5 couches de tubes à dérive, de 4.7 m de long, situés entre les rayons 192 et 208 cm, et couvrant les angles polaires entre 50° et 130° . Il contribue à la reconstruction des traces en donnant les coordonnées $r\phi$ des traces à leur sortie du RICH. Le détecteur externe fournit également un bras de levier supplémentaire pour la mesure de l'impulsion. Il permet ainsi une meilleure résolution sur cette mesure pour les traces chargées ayant une impulsion supérieure à 1 GeV/c. Les tubes à dérive fournissent une information rapide en z et participent au déclenchement.

La résolution spatiale est de $110\ \mu\text{m}$ dans le plan $r\phi$, et de 4,4 cm en coordonnées longitudinales.

Dans la partie cylindrique, la combinaison des informations du détecteur interne, de la TPC et du détecteur externe permet d'atteindre une résolution sur l'impulsion des traces chargées de $\frac{\Delta P}{P} = 0,0015 \times P\ (\text{GeV}/c)$.

III.2.6 Le calorimètre électromagnétique : La HPC

C'est un calorimètre qui sert à mesurer l'énergie électromagnétique dans la partie cylindrique de DELPHI. Il couvre les angles polaires entre 40° et 140° . La HPC est constituée de 144 modules (24 secteurs en azimuth et 6 dans le sens longitudinal).

Tout comme la TPC et le RICH, son principe est basé sur la technique de longue dérive.

Chaque module est segmenté radialement en 40 niveaux qui représentent 20 longueurs de radiation au total. Chaque niveau est constitué d'une plaque de plomb de 3,5 mm d'épaisseur qui sert de radiateur, suivie d'un volume sensible constitué d'un mélange argon-méthane.

Les gerbes d'ionisation produites par le passage d'une particule dérivent dans le gaz et sont collectées en bout de chaque niveau sur une chambre à fil. Les cathodes sont également segmentées de manière à permettre une reconstruction spatiale des gerbes électromagnétiques (fig. 8). La granularité obtenue est de 1° en azimuth et 4 mm en z . Dans le sens radial, la cathode peut fournir jusqu'à 9 coordonnées par gerbe.

L'amplitude du signal collecté sur l'anode est proportionnelle à l'énergie déposée. Celle-ci est ainsi mesurée avec une résolution de $\frac{19}{\sqrt{E}}\ %$.

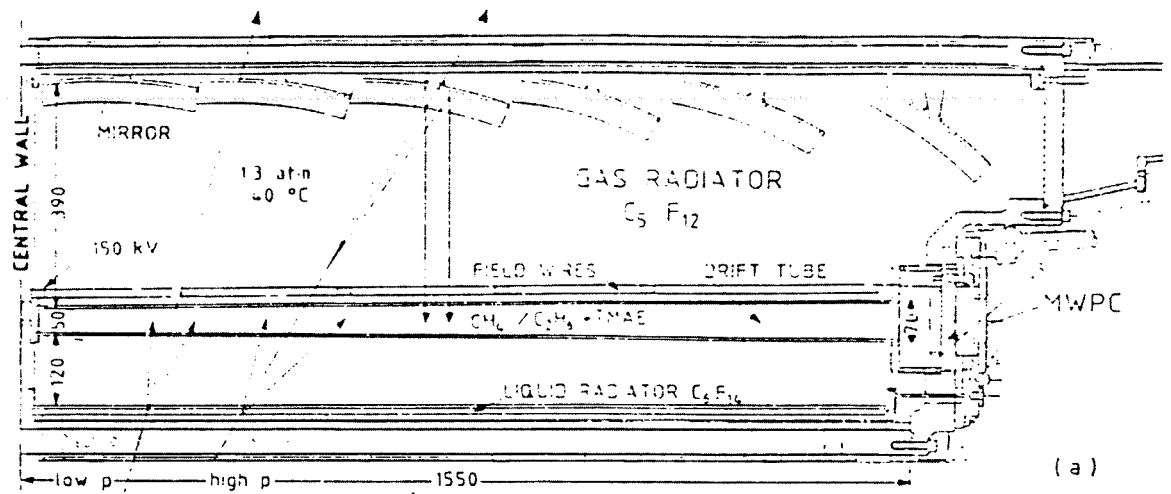


Fig. 7 : Vue longitudinale du Barrel RICH.

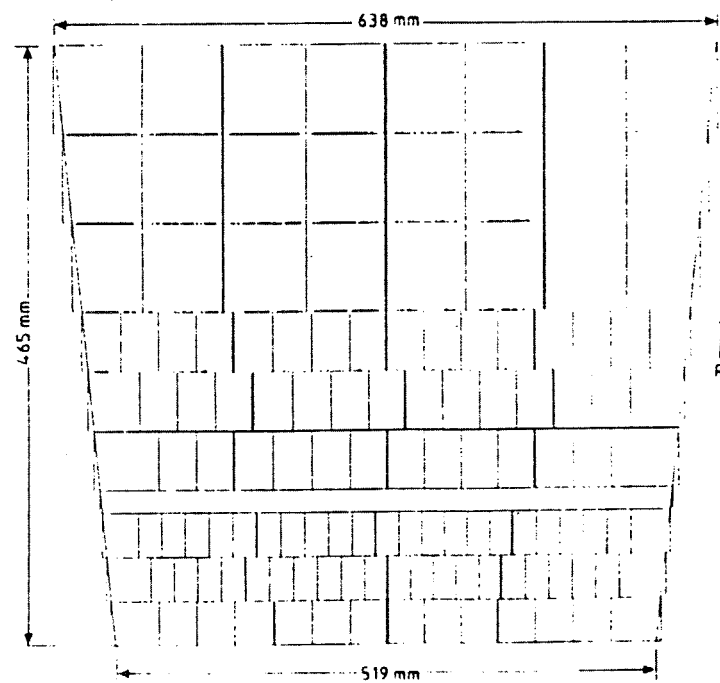


Fig. 8 : Segmentation des cathodes de la HPC.

Une couche de scintillateurs de 1 cm d'épaisseur est insérée dans la HPC derrière les 5 premières longueurs de radiation. Ces scintillateurs sont spécifiques au système de déclenchement.

III.2.7 Bobine supraconductrice

Le champ magnétique sert à mesurer l'impulsion des traces chargées. Il est délivré par un aimant solénoïdal. Le champ magnétique d'un solénoïde a la bonne propriété de ne pas perturber la dérive des électrons dans les détecteurs qu'il contient, pourvu que le champ électrique de dérive soit parallèle à l'axe du solénoïde.

L'aimant est constitué d'une bobine supraconductrice (refroidie à 4,5° K) de 6,8 m de long et pesant 110 tonnes environ. Son rayon interne est de 2,5 m. et son rayon externe de 3 m. Le champ magnétique délivré est de 1,2 Tesla.

III.2.8 Le TOF (Time Of Flight)

C'est un système de 172 compteurs à scintillation de 1 cm d'épaisseur, disposés en une couche unique autour de l'aimant, interceptant les angles polaires compris entre 41° et 139°. Ils participent au système de déclenchement. Le temps d'arrivée des particules dans les compteurs du TOF est mesuré avec précision. La différence entre le temps d'arrivée dans un secteur et le temps d'arrivée dans le secteur opposé permet de rejeter les rayons cosmiques. Cette différence est sensiblement égale à zéro pour les événements issus du point d'interaction et est voisine de 15 ns pour les rayons cosmiques.

III.2.9 Le calorimètre hadronique

Il est constitué de 20 couches de fer alternées avec des chambres à fils fonctionnant en mode *streamer* limité, qui recueillent les produits des gerbes hadroniques. Chaque unité de détection comprend une cathode et un fil d'anode. Il y a environ 20 000 unités de détection dans l'ensemble des 2 calorimètres hadroniques (cylindre et bouchons). Elles sont regroupées en tours, pointant vers le point d'interaction nominal.

Le passage d'une particule dans le fer provoque le développement d'une gerbe dont les produits induisent des signaux sur la chambre à fil de l'unité de détection que traverse la particule. Le calorimètre hadronique a une résolution en énergie de $\frac{120}{\sqrt{E}}\%$. En plus de son rôle de radiateur hadronique, l'important volume de fer (110 cm d'épaisseur au total) sert également de filtre à muons, et assure l'homogénéité des lignes de champ magnétique à l'extérieur de la bobine supraconductrice.

III.2.10 Les chambres à muons

Elles sont disposées en 2 couches. La première est insérée dans le calorimètre hadronique, après 90 cm de fer, et comprend 3 plans de tubes à dérive. La seconde couche est montée sur l'extérieur du même calorimètre. Elle est composée de deux plans de tubes.

Un maximum de 5 points est ainsi disponible pour la reconstruction des traces chargées qui ont réussi à traverser les calorimètres. La résolution est de 1 cm dans le plan $r\phi$ et de 1,5 mm dans la direction de dérive.

Les chambres à muons participent au déclenchement.

B) Les régions à petit angle (i.e. les "bouchons")

Les particules produites dans un angle polaire situé entre 10° et 40° sont détectées dans les deux bouchons, où l'on distingue à distance croissante du point d'interaction :

III.2.11 Les chambres FCA

Ce sont 2 chambres à fils situées de chaque côté de la TPC. Elles contribuent à la reconstruction des traces qui ont un angle polaire compris entre 11° et 33° , ou entre 147° et 169° . Elles sont constituées de 3 chambres, composée chacune de 2 plans de fils. Elles fonctionnent en mode *streamer* limité (une haute tension de 4,2 kV est appliquée entre les fils d'anode et les cathodes). Chaque fil est situé au centre d'un tube dont la face intérieure sert de cathode. Ces chambres sont disposées de manière à ce que leurs fils d'anode fassent un angle de 120° avec les fils des 2 autres chambres. On obtient ainsi 2×3 coordonnées x , u et v pour chaque trace. Les premiers résultats obtenus montrent une résolution spatiale de $300 \mu\text{m}$ dans le plan $r\phi$, et une efficacité de 95% par projection. Les chambres FCA contribuent au déclenchement dans la région des bouchons.

III.2.12 Le Forward RICH

Il joue le même rôle que le Barrel RICH. Il permettra d'identifier les particules relativistes qui sont produites dans la région d'angle polaire située entre 10° et 34° , et entre 146° et 170° . Il est divisé azimuthalement en 12 secteurs. Les secteurs sont différents de ceux du Barrel RICH à cause de contraintes géométriques spécifiques à la région à petit angle.

Chaque secteur comprend 3 volumes de radiateur liquide (C_6F_{12}), une boîte à dérive avec une chambre multifils à chaque extrémité, un volume de radiateur

gazeux (C_5F_{14}) et un système de miroirs pour la réflexion des photons émis par les particules dans le radiateur gazeux vers la boîte à dérive. Le gaz de dérive utilisé est l'éthane mélangé avec du TMAE. Le principe d'identification est similaire à celui du Barrel RICH.

III.2.13 Les chambres FCB

Ce sont 2 chambres proportionnelles, qui viennent compléter l'information des chambres FCA pour les traces chargées qui ont un angle polaire entre 11° et 36° , ou entre 144° et 169° . Elles sont composées de 4 plans de fils dans chacune des projections x , u et v . Elles participent à la reconstruction des traces chargées et au déclenchement. La mesure des coordonnées par FCB améliore substantiellement la résolution sur le moment des traces dans les 2 bouchons. Pendant la prise de données, et en combinant l'information des 12 plans de fils, une résolution spatiale de $130\text{ }\mu\text{m}$ a été obtenue.

L'ensemble FCA-FCB confirme le passage effectif d'une particule chargée à travers le *Forward* RICH, et permet ainsi d'éliminer d'éventuels bruits de fond dans les radiateurs. Pour le *Barrel* RICH, ce rôle est tenu par la TPC et le détecteur externe.

III.2.14 Le calorimètre électromagnétique FEMC

C'est le calorimètre électromagnétique de la partie avant-arrière. Il est constitué de 2×4500 blocs de verre de plomb, disposés en deux disques de 5 m de diamètre. Le FEMC couvre les angles polaires de 10° à $35,5^\circ$ et de $144,5^\circ$ à 170° . Les blocs ont une forme de pyramide tronquée, et pointent vers le point d'interaction nominal. La granularité désirée étant de $1^\circ \times 1^\circ$, la dimension moyenne de chaque bloc est de $5 \times 5\text{ cm}^2$. L'épaisseur de matière rencontrée correspond à 20 longueurs de radiation.

La résolution en énergie obtenue pour des électrons Bhabha de 45 GeV est de 6%. La précision sur la reconstruction de l'angle polaire de la gerbe est de $0,3^\circ$.

Le FEMC participe au système de déclenchement.

III.2.15 Le calorimètre hadronique

Il a les mêmes caractéristiques que celui de la partie cylindrique, dont il se distingue par un nombre de couches plus réduits (19 au lieu de 20). Globalement, la calorimétrie hadronique couvre plus de 98% de l'angle solide.

III.2.16 Chambres à muons

L'identification des muons est assurée dans chaque bouchon par deux plans de chambres à dérive. Le premier plan se trouve à 85 cm à l'intérieur du calorimètre

hadronique, et le second à 30 cm du premier, après la couche de scintillateurs HOF (décrits ci-dessous).

Chaque plan est divisé en 4 quadrants. Ceux-ci ont une surface de $4,4 \times 4,4 \text{ m}^2$, et sont constitués de 2 couches orthogonales de chambres à dérive. La résolution spatiale de ces chambres mesurée à l'aide de rayons cosmiques est de 1 mm.

Les chambres à muons des bouchons participent aussi au déclenchement.

III.2.17 Les hodoscopes HOF

C'est un ensemble de scintillateurs placés de part et d'autre des bouchons, qui viennent compléter le dispositif du TOF en contribuant à déclencher le détecteur sur les événements qui vont vers l'avant. Ces scintillateurs sont disposés en une couche unique entre le calorimètre hadronique et la seconde couche de chambres à muons. La couche est divisée en 4 quadrants qui comportent chacun 28 compteurs. Les compteurs ont une épaisseur de 1 cm, pour une longueur pouvant aller jusqu'à 450 cm.

III.2.18 Le SAT

C'est un calorimètre qui couvre les angles polaires entre 43 et 135 mrad de part et d'autre du point d'interaction nominal. Il est composé de couches concentriques alternées de plomb et de fibres optiques scintillantes parallèles à l'axe du faisceau. Ces couches sont groupées en 8 anneaux.

Le SAT a un rayon interne de 10 cm et un rayon externe de 34,5 cm. Sa couverture azimutale de 2π est interrompue par une zone morte de 2 cm de largeur à l'endroit de la jonction verticale des 2 demi-cylindres formant chaque module du SAT. Les quatre anneaux les plus internes ont une segmentation azimutale de 15° , les quatre autres de $7,5^\circ$ (fig. 9).

Pour définir la limite interne de l'acceptance géométrique du SAT, un masque de plomb épais de 12 longueurs de radiation a été placé devant l'un des deux calorimètres. C'est un anneau aux surfaces coniques pointant vers le point d'interaction nominal. Le rayon externe du masque, qui définit l'angle minimal des électrons pénétrant dans le SAT, est de 13 cm. Ce premier masque est complété par un second qui recouvre un secteur azimutal de $\pm 15^\circ$ autour de la zone morte entre les deux demi-cylindres (fig. 10). Le premier quart des données a été pris sans ce masque additionnel.

La résolution en énergie σ_E/E du SAT mesurée en faisceau test est de $(\sqrt{1,2^2 + 11,4^2/E} + 2,3)\%$. Le terme 2,3% provient de la dispersion de la réponse

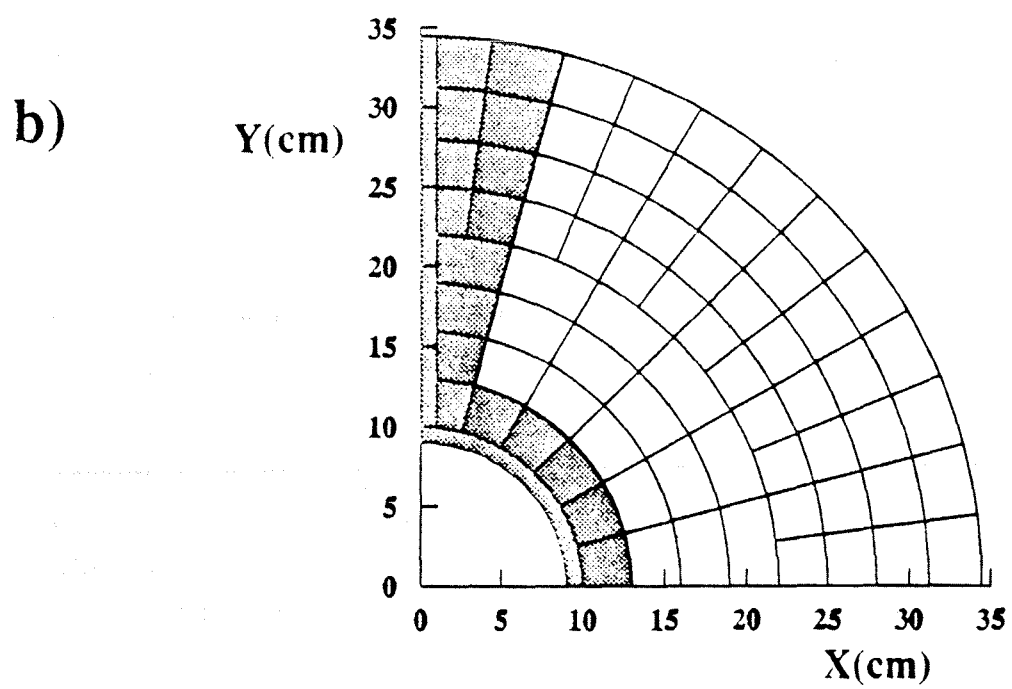
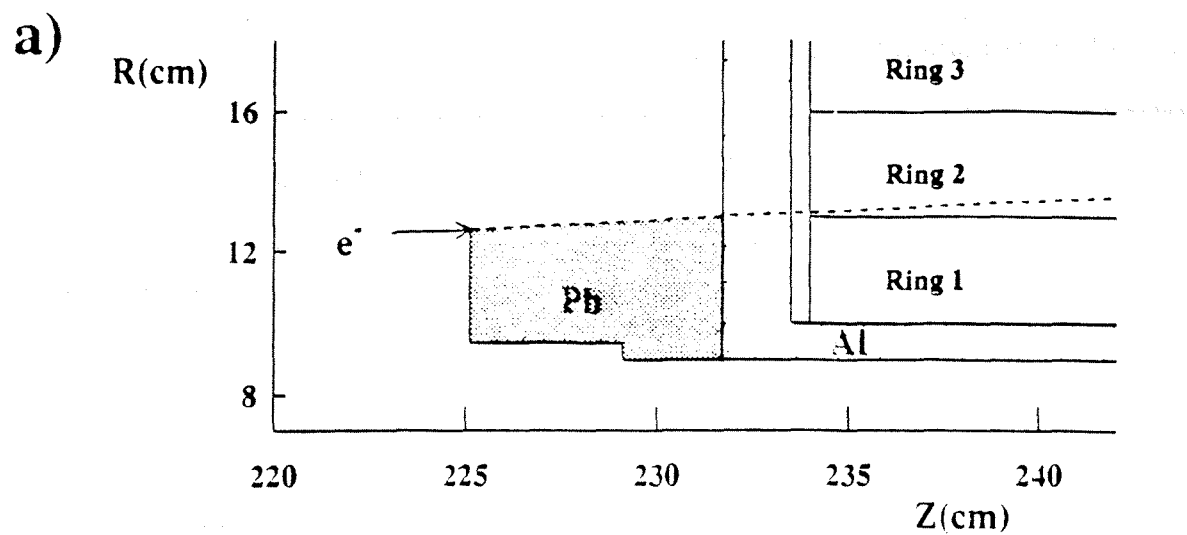


Fig. 9-10 : Le SAT et son masque.

des différents modules de détection.

III.2.19 Le VSAT

C'est un calorimètre électromagnétique destiné à détecter les événements Bhabha à très petit angle. Il est constitué de deux modules cubiques situés de part et d'autre du point d'interaction à une distance de 7,7 m. Il couvre la région polaire située entre 5 et 7 mrad. Sa couverture azimutale est d'environ $\pm 45^\circ$ autour de l'axe horizontal. La section efficace Bhabha visible dans l'acceptance du VSAT est d'environ 400 nb, soit 10 fois la section efficace de la production de fermions sur le pic du Z^0 . Le VSAT fournit une mesure de la luminosité complètement indépendante de celle du SAT, mais dont la valeur absolue est plus difficile à déterminer.

III.3 Le système de déclenchement et la chaîne d'acquisition de DELPHI

Le système de déclenchement est conçu de manière à permettre au détecteur de prendre les données des événements intéressants; et donc inhibe l'acquisition pour les événements jugés inutiles. La fréquence de croisement des faisceaux du LEP (45 KHz) est très grande comparée au temps mis par la chaîne d'acquisition pour traiter un événement (1 msec). Le délai entre la collision des deux faisceaux et l'enregistrement de l'événement sur bande magnétique est de 400 msec.

Pendant la prise de données en 1990, DELPHI n'a pas fonctionné avec l'intégralité du système de déclenchement initialement prévu. On va donc d'abord décrire brièvement le système de déclenchement prévu, avant de décrire le système utilisé pendant la prise de données. L'efficacité de déclenchement de DELPHI pour les événements hadroniques est discutée à la fin de ce chapitre.

III.3.1 Le système de déclenchement prévu

Il est composé de quatre niveaux de décision consécutifs. Les deux premiers sont fondés sur les signaux électroniques provenant directement des détecteurs. Les décisions des deux autres niveaux sont régies par des programmes. Le croisement des faisceaux est annoncé par un signal appelé BCO (*Beam Cross Over*) qui active le système de déclenchement :

a) Le premier niveau de décision intervient $3 \mu\text{s}$ après le BCO. Ce niveau utilise les informations de tous les détecteurs de traces, ainsi que celles des calorimètres. Il exige soit une trace chargée reconstruite, soit un minimum d'énergie ou d'impulsion

transverse déposée dans l'un des calorimètres : $E > 2 \text{ GeV}$ ou $P_T > 1.6 \text{ GeV}/c$. Si l'une de ces conditions est satisfaite, l'ordre est donné de passer au second niveau. Dans le cas contraire, l'acquisition s'arrête et DELPHI est de nouveau prêt pour le prochain signal BCO.

b) Le second niveau survient $39 \mu\text{s}$ après le signal BCO. Il utilise essentiellement un critère sur l'énergie totale (somme de l'énergie déposée dans tous les calorimètres). L'acquisition est arrêtée pour les événements qui ont déposé moins de 6 GeV dans tous les calorimètres.

c) Au troisième niveau, les caractéristiques des traces complétées sont calculées et comparées aux informations calorimétriques. Ce niveau permet ainsi une analyse rapide de l'événement (15 msec).

d) Le quatrième niveau classe les événements suivant leurs paramètres et leurs caractéristiques topologiques, et permet une rejection du bruit de fond.

Ce système ainsi conçu n'a pas pu fonctionner lors du démarrage de la prise de données. Il a été remplacé par un niveau unique remplissant la tâche destinée au premier niveau de décision dans la conception initiale. Le deuxième niveau n'exerçant (par construction) aucun filtre. Ces conditions (provisoires) de fonctionnement étaient possibles à cause de la faiblesse du bruit de fond du faisceau et de la luminosité encore relativement modeste du LEP.

III.3.2 Le système de déclenchement utilisé

Pour avoir des contraintes géométriques significatives sur la topologie des événements, les détecteurs qui participent au déclenchement sont divisés en modules : la HPC et les compteurs du TOF sont divisés en 8 octants, 2 en z et 4 en azimut, le détecteur externe en 4 quadrants en azimut.

Pendant la prise de données de l'année 1990, DELPHI a fonctionné avec un déclenchement à 9 composantes :

- 1) Coïncidences dos à dos dans la HPC : Cette composante exige un dépôt d'énergie électromagnétique minimal dans 2 octants opposés de la HPC. Les scintillateurs de la HPC sont sensibles aux énergies supérieures à 2 GeV .
- 2) Coïncidences dos à dos de 2 octants du TOF : Le dispositif du TOF est sensible aux particules minimum ionisantes. Un calcul rapide du temps de vol permet de rejeter les rayons cosmiques.
- 3) Majorité HPC : Exige une réponse d'au moins 2 des 8 octants de la HPC.

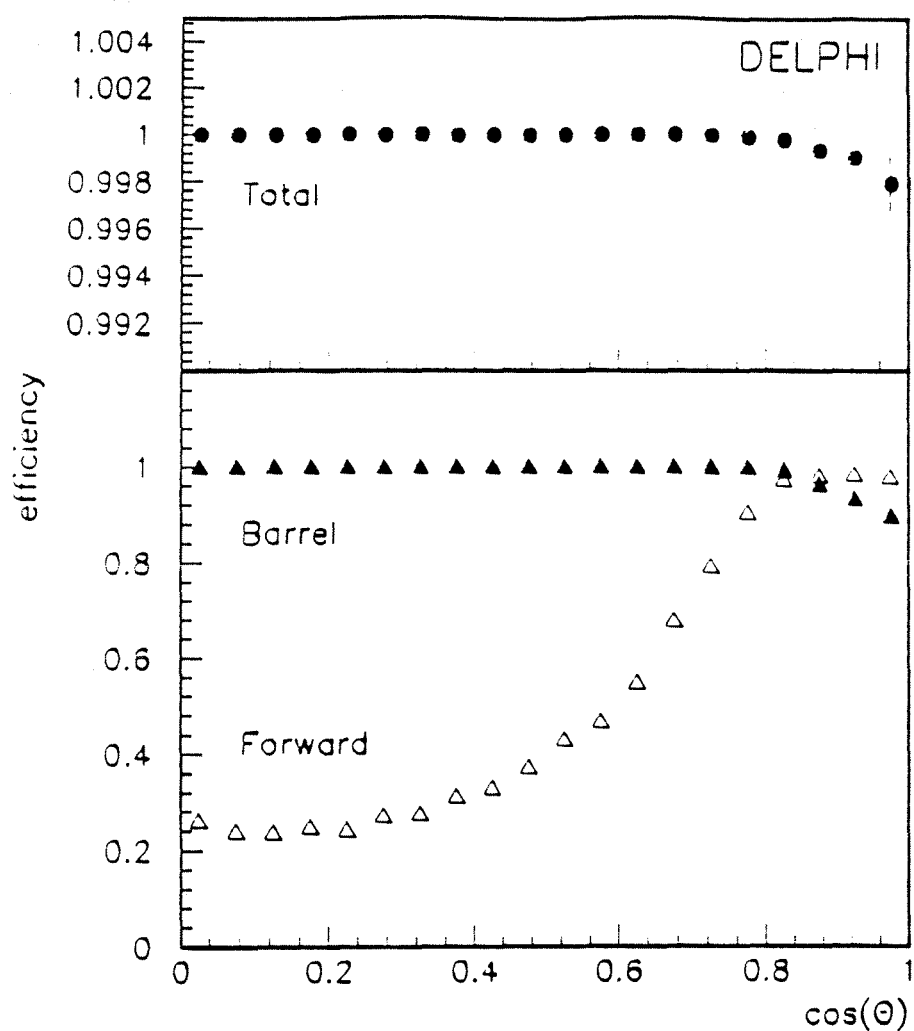


Fig. 11 : L'efficacité de déclenchement pour les événements hadroniques :

- efficacité totale
- ▲ efficacité des composantes de déclenchement dans le cylindre
- △ efficacité des composantes de déclenchement dans les bouchons.

- 4) Majorité TOF : Exige une réponse d'au moins 2 des 8 octants du TOF.
- 5) TOF*HPC : Coïncidence d'un octant du TOF avec n'importe quel octant de la HPC.
- 6) TOF*OD : Coïncidence d'un octant du TOF avec n'importe quel quadrant du détecteur externe.
- 7) ID*OD : Coïncidence entre le détecteur interne et deux quadrants diamétralement opposés du détecteur externe.
- 8) Coïncidence FEMC : Dépôt d'énergie d'au moins 5 GeV dans chaque module du FEMC.
- 9) Majorité "avant-arrière" : Cette composante est formée d'au moins 2 des sous-composantes suivantes :
 - Dépôt d'au moins 3 GeV dans l'une des 2 parties du calorimètre électromagnétique bouchon (avant ou arrière)
 - Passage d'une particule dans les 2 chambres FCA et FCB situées dans le même bouchon.
 - Signal dans un des compteurs du HOF en coïncidence avec le quadrant voisin du MUF.

Le déclenchement total est formé par le "ou logique" de ces 9 composantes.

La redondance élevée (particulièrement dans la région du cylindre) permet d'avoir un maximum de composantes indépendantes, pour éviter une chute brutale de l'efficacité de déclenchement lorsqu'une composante est défectueuse. La redondance des composantes offre aussi la possibilité de calculer l'efficacité de déclenchement.

L'efficacité de chaque composante a été calculée en utilisant les événements enregistrés grâce aux autres composantes indépendantes. La figure 11 montre l'efficacité globale de déclenchement pour les événements hadroniques, en fonction de l'angle polaire de leur axe de sphéricité. On peut voir sur cette figure que l'efficacité de déclenchement est supérieure à 99,99% dans la région cylindrique et demeure au dessus de 99,7% dans les bouchons.

Environ 3% des événements ont été acquis alors qu'une ou plusieurs composantes du système de déclenchement étaient défectueuses. Dans ce cas, l'efficacité a été calculée en simulant les composantes défectueuses sur les événements pris dans des conditions nominales. Des corrections variant entre 0,2% et 2,5% selon les cas ont été appliquées à ces événements. Les erreurs introduites par ces corrections sont négligeables.

III.3.3 La chaîne d'acquisition

Pour l'acquisition des données, DELPHI est divisé en 12 partitions. Suivant le cas, une partition correspond à un détecteur, une partie de détecteur ou bien un ensemble de détecteurs.

L'acquisition d'un événement commence dès que celui-ci a été accepté par le deuxième niveau de déclenchement.

L'information est d'abord stockée par des microprocesseurs au niveau des pa-niers d'électroniques. D'autres microprocesseurs appelés LES (*Local Event Supervisor*) centralisent ensuite l'information de chaque partition. Toutes les informations des 12 LES sont alors acheminées vers le microprocesseur central ES (*Event Supervisor*) qui les envoient à son tour sur l'ordinateur d'acquisition où l'événement est enregistré sur bande magnétique. En plus de leur rôle de stockage rapide de l'information, les LES et le ES régissent les troisième et quatrième niveaux de déclenchement.

Les différentes composantes de DELPHI ont été décrites dans ce chapitre. Cependant, toutes n'ont pas été utilisées pour l'analyse qui sera présentée dans les deux prochains chapitres (calcul de la luminosité et sélection des événements hadroniques). Le SAT a servi à la mesure de la luminosité en reconstruisant les événements Bhabha produits à petits angles. La sélection des événements hadroniques est essentiellement fondée sur les détecteurs des traces chargées. La reconstruction des traces chargées dans la région des deux bouchons s'est progressivement améliorée pendant la prise de données. Pour pallier à cette instabilité, on a aussi utilisé l'information du FEMC pour sélectionner les événements hadroniques dans la région des bouchons.

CHAPITRE IV

Chapitre IV

MESURE DE LA LUMINOSITE

IV.1 Introduction

La précision de mesure de la section efficace d'une réaction donnée dépend crucialement d'une connaissance précise de la luminosité. En effet, l'incertitude de mesure de la section efficace provient tant de l'erreur sur le nombre d'événements sélectionnés, que de l'erreur sur l'efficacité de sélection du processus étudié et que de l'erreur sur la mesure de la luminosité.

A LEP1, où l'on bénéficie de la proximité du sommet de la résonance du Z^0 , les erreurs qui dépendent du nombre d'événements et de la méthode de sélection sont sensiblement plus faibles que l'erreur sur la mesure de la luminosité. Celle-ci est largement dominée (comme on le verra plus loin) par une composante systématique, dont la réduction constitue une priorité pour une bonne détermination de la section efficace.

La méthode utilisée pour le calcul de la luminosité intégrée accumulée par DELPHI durant chaque *run* est exposée dans ce chapitre. La luminosité intégrée se définit comme suit :

$$\mathcal{L} = \int L dt = \frac{N_x}{\sigma_x} \quad (1)$$

où σ_x est la section efficace d'un processus $e^+e^- \rightarrow X$ connu, et N_x est le nombre d'événements observés.

Pour une bonne mesure de la luminosité, la section efficace du canal X doit être bien connue, et assez grande pour qu'un grand nombre d'événements puisse être observé. Ces conditions sont remplies par la diffusion Bhabha. De plus, les corrections radiatives QED de ce processus sont bien maîtrisées; quant aux corrections électrofaibles, leur effet est calculable et est inférieur à 1%.

La diffusion Bhabha est représentée par les quatre diagrammes de la figure 1.

La luminosité intégrée est calculée en comptant le nombre d'événements Bhabha observés dans le SAT. On décrira d'abord le système de déclenchement du SAT sur les événements Bhabha. On présentera ensuite l'analyse qui sélectionne les événements Bhabha (coupures d'acceptance, d'énergie, etc.) et rejette les bruits

de fond. Les erreurs systématiques expérimentales introduites par chaque coupure sont également discutées. On montrera que l'erreur systématique expérimentale est comparable à l'erreur systématique due aux incertitudes théoriques sur la section efficace visible dans l'acceptance du SAT.

IV.2 Déclenchement sur les événements Bhabha

Le système de déclenchement pour les événements Bhabha dans le SAT exige une coïncidence coplanaire entre les 2 modules du SAT, avec une déposition d'énergie supérieure à 10 GeV dans chacun des 2 modules. Pour ne déclencher que sur des événements coplanaires, chaque module est divisé en 24 secteurs azimutaux de 30° , chevauchant les deux secteurs adjacents sur 15° .

L'énergie totale dans un module du SAT est obtenue en sommant les énergies de chaque *cluster*. Un *cluster* est formé d'au moins 3 éléments de lecture voisins, qui fournissent chacun une réponse qui correspond à une énergie dont la valeur se trouve à plus de trois déviations standard de l'énergie seuil, fixée à 0,5 GeV. La coordonnée du centroïde de la gerbe électromagnétique de chaque électron ou positron est définie par le barycentre de l'énergie du *cluster* correspondant.

Pour mesurer l'efficacité de déclenchement par redondance, une autre composante a été ajoutée au déclenchement primaire sus-cité. Cette seconde composante du déclenchement exige une déposition d'énergie d'au moins 30 GeV dans l'un des 2 modules du SAT. L'efficacité de déclenchement mesurée est de 100%, avec une précision statistique de 0,13% due à la grande démultiplication à laquelle cette composante du déclenchement a dû être soumise à cause de son taux de déclenchement élevé.

IV.3 Les coupures d'acceptance

Une détermination précise de l'angle de diffusion minimal intercepté par le SAT est très importante, vu la forte dépendance en θ de la section efficace Bhabha. Aux petits angles couverts par le SAT, cette dépendance est donnée par l'approximation :

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \simeq \frac{0,251 \text{ nb}}{\theta^3}$$

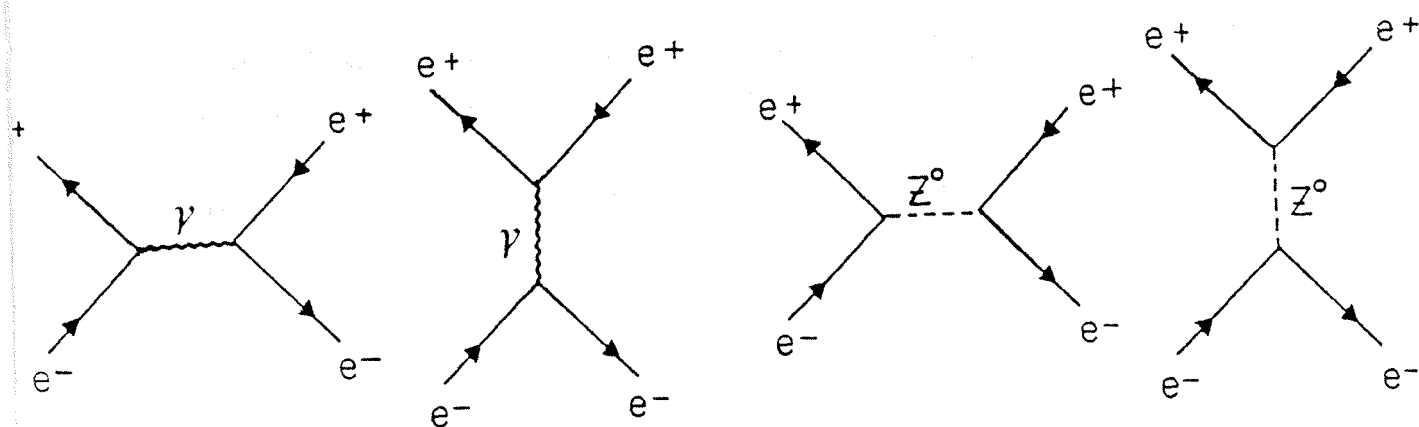


figure 1: Les diagrammes qui contribuent à la diffusion Bhabha

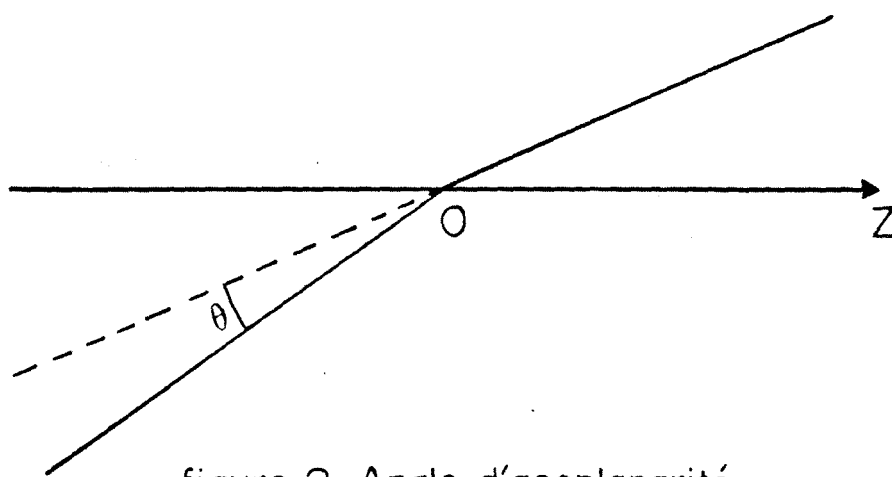


figure 2: Angle d'acoplanarité

L'angle d'interaction minimal est défini par le rayon externe du masque décrit au chapitre III. Les autres limites de l'acceptance sont définies de la manière suivante :

- Le *cluster* primaire doit être à l'intérieur des 7 premiers anneaux. Les événements qui ont leur *cluster* sur l'anneau le plus externe sont rejetés, pour éviter les effets de bord à la surface du calorimètre. Cette coupure introduit une erreur systématique estimée à 0,25% due aux incertitudes sur la reconstruction des rayons des *clusters*;
- Le *cluster* primaire du calorimètre non masqué doit se trouver à plus de 2,5 cm du rayon interne. Cette coupure rejette 2,5% des événements et sa contribution à l'erreur totale sur la mesure de la luminosité est de 0,25%. On se départit ainsi des événements colinéaires dont l'électron n'a perdu que peu d'énergie dans le masque;
- Les événements dont les gerbes sont à moins de 8° en azimuth de la zone morte verticale sont rejetés. De tels événements représentent 0,15% des données, et l'erreur introduite par leur rejet est estimée à 0,15%. L'apparition d'événements derrière le masque (qui couvre 15° de part et d'autre de la région morte) est due au passage de particules de faible énergie dans cette zone. Pour les données prises avant l'installation du masque en face de la région morte, cette coupure était de 15° (au lieu de 8°) et introduisait une erreur de 0,4%.

Les erreurs qui proviennent des incertitudes sur la connaissance du rayon du masque et de sa largeur azimuthale autour de la région morte sont respectivement de 0,15% et de 0,10%. Ces erreurs, ajoutées aux erreurs introduites par les 3 coupures d'acceptance précédentes, nous donnent l'erreur globale des effets géométriques, soit 0,4% (0,55% pour les données prises sans le masque en face de la région morte).

IV.4 Rejet du bruit de fond

Le masque de plomb empêche les électrons qui ont un angle polaire plus petit que celui défini par le rayon externe du masque de déposer toute leur énergie dans le calorimètre. Des études par Monte-Carlo ont montré qu'un électron de 45 GeV perd 60% de son énergie dès qu'il se trouve à plus de 300 microns (radialement) à l'intérieur du masque. Les électrons qui arrivent sur la face interne du calorimètre après avoir passé dans le trou central du masque constituent un bruit de fond. Pour

rejeter ce bruit, on exige que tous les *clusters* aient moins de la moitié de leur énergie déposée dans le premier anneau du calorimètre masqué. Cette coupure introduit une incertitude de 0,1%.

Un autre bruit de fond est observé : Il s'agit de produits secondaires de gerbes (photons mous ou particules au minimum d'ionisation) qui viennent frapper le système de lecture (les guides de lumière et les photodiodes) et simulent ainsi de fortes dépositions d'énergie. Ce problème est plus important pour les événements dont les gerbes sont situées dans le voisinage du premier anneau (le plus interne). Les événements qui ont un *cluster* primaire situé à moins de 4 cm du bord interne du calorimètre et ayant une énergie $E > 1,5 \times E_{\text{faisceau}}$ sont rejetés, soit 0,16% du lot total d'événements. L'erreur introduite par cette coupure est estimée à 0,16%.

Les événements dont l'angle d'acoplanarité entre les *clusters* des deux modules du SAT est inférieur à 20° sont rejetés (fig. 2). Cette coupure élimine le bruit de fond dû aux électrons dont l'impulsion est située en dehors de la bande passante du faisceau (*off-momentum electrons*).

Finalement, on exige que la déposition d'énergie totale dans chacun des 2 calorimètres soit plus grande que 65% de l'énergie du faisceau. La figure 3 montre la corrélation entre les énergies déposées dans chacun des deux modules du SAT, ainsi que la coupure appliquée. Cette coupure introduit une incertitude supplémentaire de 0,4% due au désaccord observé entre les distributions d'énergie reconstruite des données réelles et simulées (fig. 4).

Après application de tous les critères de sélection, le bruit de fond dû aux électrons perdus par le faisceau par rayonnement synchrotron a été estimé à moins de 0,14%. Une incertitude de 0,14% a été assignée à la soustraction de ce bruit de fond.

IV.5 Autres erreurs systématiques

L'incertitude sur la position du point d'interaction se répercute sur l'acceptance du SAT aux événements Bhabha. Les études faites ont montré que les effets d'un petit déplacement du point d'interaction dans le plan $r\phi$ sont négligeables. La mesure de la luminosité est plus sensible à l'incertitude en z de la position du point d'interaction. Cette dernière étant de 1,5 mm, l'incertitude correspondante

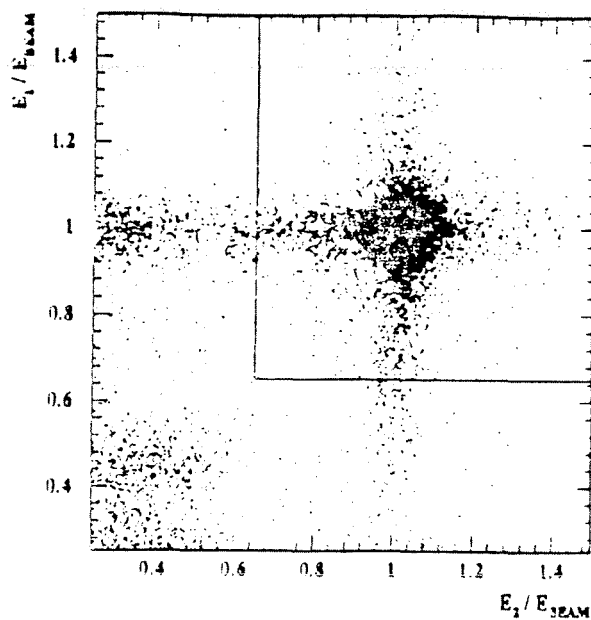


Fig. 3 : Energie dans les deux modules du SAT après toutes les coupures, excepté celle de l'énergie, montrée sur la figure.

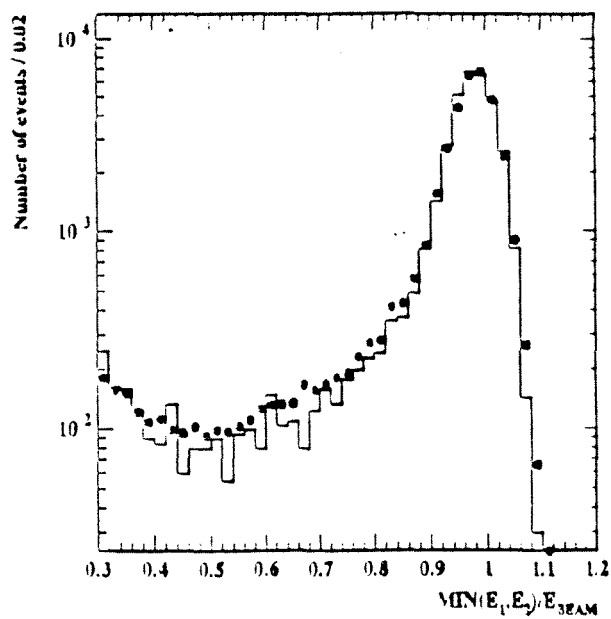


Fig. 4 : Distribution de la plus petite énergie déposée dans les deux modules du SAT :
 • données réelles
 — données simulées.

Tableau 1.

Erreurs systématiques expérimentales sur la mesure de la luminosité.

Contribution	erreur (%)
efficacité de déclenchement	0,13
rayon externe du calorimètre masqué	0,25
rayon interne du calorimètre non masqué	0,25
coupure azimutale	0,15
rayon interne du masque	0,15
largeur azimutale du masque	0,10
moins de la moitié de l'énergie dans l'anneau le plus interne	0,10
grand dépôt d'énergie à petit rayon	0,16
coupure en énergie	0,40
électrons perdus par le faisceau	0,14
position du point d'interaction	0,13
canaux inefficaces	0,16
reconstruction des gerbes	0,30
erreur statistique du Monte-Carlo	0,15
erreur systématique expérimentale totale	0,80

sur la mesure de la luminosité est de 0,13%. La position du point d'interaction est calculée pour chaque *fill* à l'aide de la TPC et du détecteur interne.

Les données ont été corrigées pour l'effet des canaux inefficaces. Cette correction introduit une erreur systématique de 0,16%. L'incertitude sur la reconstruction des gerbes et sur les grandes dépositions d'énergie sont aussi une source d'erreurs, estimées à 0,30%. L'ensemble de toutes les incertitudes systématiques expérimentales affectant la mesure de la luminosité sont résumées dans le tableau 1.

IV.6 Section efficace visible et erreur systématique théorique

La section efficace de diffusion Bhabha visible par le SAT a été évaluée au moyen d'une simulation d'événements Bhabha générés à l'aide du programme BABAMC [25]. Ce générateur inclut les corrections QED et électrofaibles au premier ordre. La section efficace visible ainsi déterminée en tenant compte de l'acceptance du SAT, est de $27,12 \pm 0,04$ nb, où l'erreur est purement statistique.

La simulation a aussi été utilisée pour déterminer les critères de sélection des événements Bhabha. Les événements générés ont donc été reconstruits et analysés avec les mêmes programmes que les données réelles.

Les événements simulés ont été générés pour une énergie de collision ($\sqrt{s}$) égale à la masse du Z^0 . Les sections efficaces visibles aux autres énergies ont été déterminées en utilisant la loi de variation en $\frac{1}{s}$ des sections efficaces QED, et en tenant compte de la variation des corrections électrofaibles (principalement le terme d'interférence entre l'échange d'un Z^0 et d'un photon) en fonction de s .

Les effets des corrections d'ordre supérieur dues à la radiation multiple de photons dans l'état initial qui sont absents du générateur utilisé (BABAMC) sont inférieurs à 0,2% [26]. Les incertitudes théoriques résiduelles sont dues aux ordres supérieurs de radiation dans l'état final et leur interférence avec la radiation dans l'état initial, ainsi qu'aux corrections aux propagateurs du photon et du Z^0 . La contribution de ces incertitudes à l'erreur théorique sur la mesure de la luminosité a été estimée de manière conservatrice à 0,5%.*

La luminosité est calculée pour chaque *run* en vertu de la relation (1), ainsi que son erreur statistique qui dépend du nombre d'événements Bhabha dans ce

* Cette erreur devrait prochainement être ramenée à 0,2 – 0,3%.

run. L'erreur systématique totale (expérimentale + théorique) sur la mesure de la luminosité est de 0,9%. Elle est commune à tous les *runs* et sera donc traitée comme une erreur globale de normalisation.

*La luminosité intégrée ainsi calculée sera utilisée dans le chapitre suivant pour calculer la section efficace de la désintégration du Z^0 en paires $q\bar{q}$, après avoir déterminé le nombre de ces désintégrations pour chaque *run*. Les sections efficaces seront calculées en tenant compte des erreurs statistiques introduites par la luminosité et par le nombre d'événements hadroniques. Les erreurs systématiques de la luminosité (0,9%) et de la sélection des événements hadroniques (présentées au chapitre suivant) seront prises en compte lors du calcul des paramètres de la résonance du Z^0 (chapitre résultat).*

CHAPITRE V

Chapitre V

SELECTION DES EVENEMENTS HADRONIQUES ET MESURE DE LA SECTION EFFICACE

V.1 Introduction

Ce chapitre est consacré au calcul de la section efficace de production de Z^0 se désintégrant en paires $q\bar{q}$ pour chaque valeur de l'énergie de collision. Pour cela, il faut d'abord compter le nombre de ces désintégrations enregistrées par DELPHI au cours de la prise de données. Ainsi, la première partie de ce chapitre traite-t-elle de critères de sélection qui permettent de distinguer efficacement les événements hadroniques parmi tous les événements contenus dans le lot des données acquises. On évaluera ensuite le taux de contamination du lot d'événements sélectionnés par chaque sorte de bruit de fond, avant de calculer l'efficacité de sélection des critères. On exposera enfin les sources des différentes erreurs systématiques sur le calcul de l'efficacité, ainsi que leurs estimations.

Les sections efficaces en chaque point d'énergie sont calculées dans la seconde partie, en utilisant les nombres d'événements hadroniques sélectionnés dans la première partie de ce chapitre, et la luminosité intégrée présentée au chapitre IV. Ces sections efficaces seront utilisées dans le chapitre VI pour déterminer les paramètres de résonance du Z^0 .

Pour ajuster les critères de sélection, il a été fait appel à une simulation d'événements hadroniques de type *Monte-Carlo* incluant une simulation détaillée du détecteur, la collection des signaux électroniques et leur digitisation (DELSIM) [27]. Les événements hadroniques ont été générés à l'aide du générateur DYMU3 [28]. La fragmentation des quarks et des gluons a été réalisée à l'aide du modèle de fragmentation *Parton Shower* de la librairie *Lund* [29]. Les événements simulés ont été reconstruits et analysés par les mêmes programmes que les données réelles.

En plus des événements provenant des désintégrations hadroniques du Z^0 , les données réelles comportent plusieurs autres canaux qui constituent un bruit de fond pour notre analyse :

- Les événements leptoniques qui correspondent à la désintégration du Z^0 en paires lepton-antilepton (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$);

- Les interactions des faisceaux avec les molécules du gaz résiduel dans le tube à vide, ou avec les parois du tube;
- Les collisions photon-photon;
- Les rayons cosmiques.

Les critères de sélection que l'on va déterminer dans ce chapitre permettront de rejeter le maximum de bruit de fond, tout en assurant une très grande efficacité pour la sélection des événements hadroniques.

V.2 Sélection des traces

Les particules produites lors d'une interaction traversent les détecteurs, et y induisent des signaux électroniques que le programme de reconstruction analyse. Il détermine ainsi la trajectoire des particules chargées qui ont traversé les détecteurs de traces; on parle alors de *trace chargée*. Les particules neutres sont détectées grâce aux calorimètres. On appellera *trace neutre* une gerbe reconstruite dans un calorimètre, non associée à une trace chargée. Le spectromètre DELPHI offre la possibilité de détecter les traces chargées et d'en mesurer les paramètres avec une grande précision grâce aux nombreux détecteurs de traces chargées qu'il comporte (Micro-vertex, détecteur interne, TPC, détecteur externe, FCA, FCB et chambres à muons). Ceci nous a suggéré d'utiliser les traces chargées pour sélectionner les événements hadroniques.

La comparaison entre les distributions cinématiques des traces réelles et simulées permet de déterminer les caractéristiques d'une trace bien reconstruite qui provient de la zone d'interaction. La figure 1 montre les distributions angulaires et cinématiques des traces chargées réelles et simulées avant toute sélection. L'analyse de ces distributions nous a amenés à choisir les traces chargées qui satisfont aux critères de sélection suivants :

- a) Une longueur au moins égale à 30 cm, afin d'éviter de comptabiliser deux fois la même trace si elle est divisée en deux segments lors de sa reconstruction. Ce problème apparaît quand plusieurs rangées consécutives des damiers de la TPC ne fournissent pas de points ou quand une trace passe d'un secteur à l'autre de la TPC;
- b) Une impulsion comprise entre 400 MeV/c et 50 GeV/c;
- c) Une erreur relative sur l'impulsion inférieure à 100 %;
- d) Un paramètre d'impact inférieur à 4 cm;

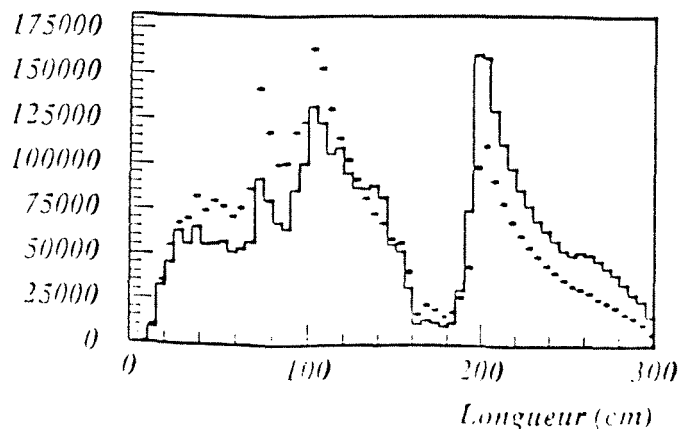
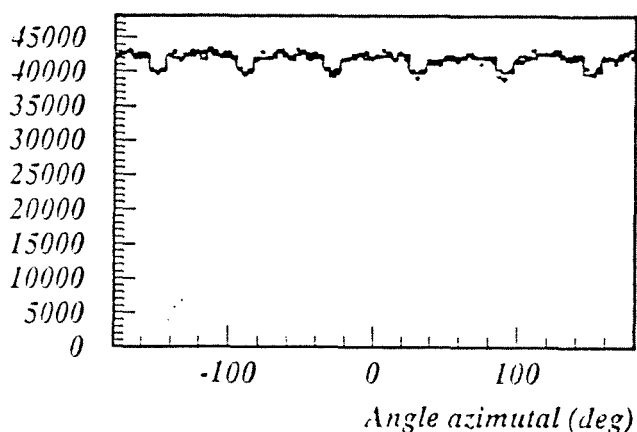
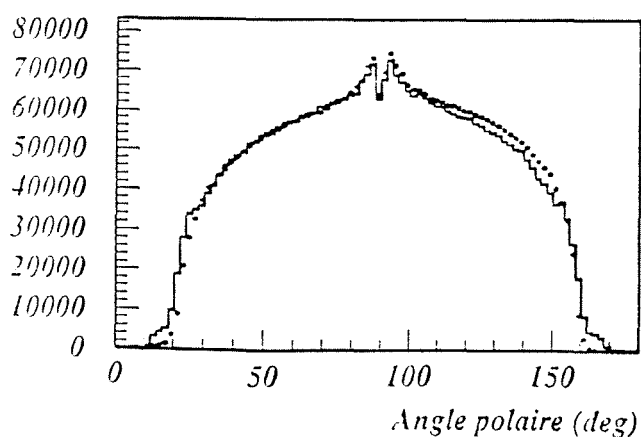
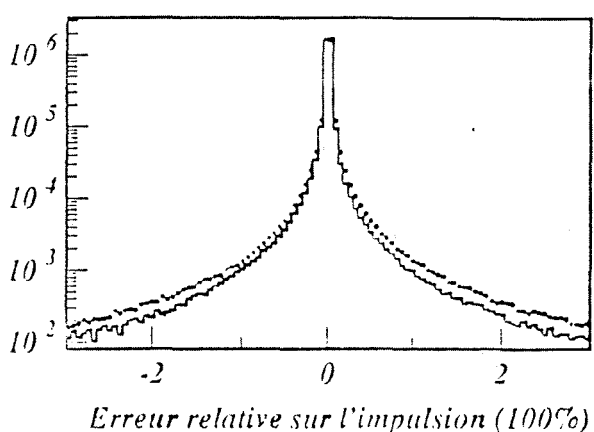
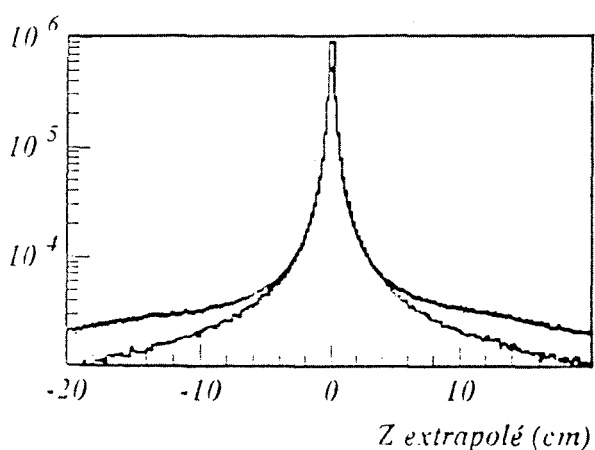
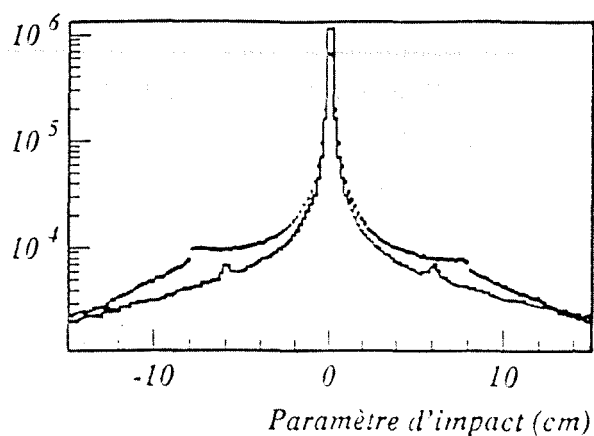
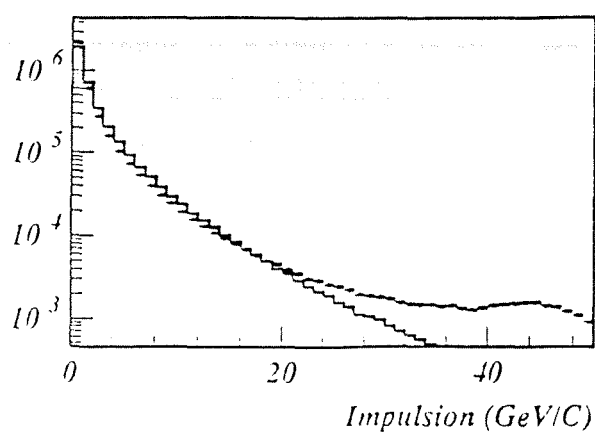


Fig. 1 : Distributions cinématiques
des traces avant sélection
(+) Données réelles
(-) données simulées

e) Une coordonnée longitudinale (z) comprise entre -10 et 10 cm.

Le paramètre d'impact d'une trace chargée est la distance minimale qui sépare le point d'interaction nominal (l'origine du référentiel de DELPHI (fig. 2)) de l'extrapolation de la trace projetée dans le plan XY . La coordonnée longitudinale d'une trace est celle du point de l'extrapolation le plus proche de l'axe Z .

Les deux dernières coupures exigent que les traces proviennent de la zone d'interaction, et éliminent ainsi une grande partie des rayons cosmiques et des interactions faisceau-gaz.

La distribution de l'angle polaire des traces chargées présente un désaccord entre les traces réelles et simulées dans la région avant-arrière ($\theta < 30^\circ$ et $\theta > 150^\circ$), ainsi que dans le plan vertical ($\theta = 90^\circ$) où se situe l'électrode centrale qui sépare les deux demi-cylindres de la TPC. La simulation prévoit plus de traces chargées dans ces régions qu'il n'y en a en réalité. On a donc introduit une inefficacité de reconstruction des traces simulées en fonction de leur angle polaire, de façon à reproduire dans le Monte-Carlo les effets des instabilités de reconstruction des traces dans les deux bouchons, et autour de l'électrode centrale de la TPC.

On peut voir sur la distribution de l'angle azimutal (ϕ) l'effet des cloisons qui séparent les secteurs azimutaux de la TPC : ce sont les déplétions qui correspondent à la chute de l'efficacité de reconstruction des traces chargées au voisinage des cloisons. Cette chute d'efficacité est plus prononcée pour les données réelles que dans le Monte-Carlo. Elle est due à la calibration encore préliminaire des damiers de la TPC se trouvant au bord des cloisons. L'efficacité des critères d'association pour la reconstruction des traces qui passent d'un secteur à l'autre s'en trouve diminuée. Une simulation fine et une reconstruction bien adaptée dans les régions des cloisons sont en cours de développement. On a donc ajouté une inefficacité supplémentaire autour des cloisons de la TPC dans le Monte-Carlo. Cette inefficacité augmente avec l'impulsion des traces. Les traces énergétiques sont en effet, moins courbées sous l'effet du champ magnétique et sont donc beaucoup plus susceptibles d'être "cachées" par les cloisons de la TPC.

Les distributions en θ et en ϕ obtenues après ces corrections sont montrées en figure 3.

La distribution en impulsion des traces chargées réelles présente un excès par rapport à celle des traces simulées pour les impulsions comprises entre 100 et 400 MeV/c. Ce désaccord est à l'origine de la coupure en impulsion minimale

($p > 400 \text{ MeV}/c$). Cet excès est imputable aux électrons perdus par le faisceau qui spiralisent dans la TPC.

Par la suite, tous les paramètres caractérisant un événement seront calculés en utilisant uniquement les traces sélectionnées.

V.3 Sélection des événements

L'extraction des événements hadroniques du lot total d'événements mis sur bande magnétique se fait sur la base de grandeurs physiques qui ont un comportement différent pour le signal recherché (désintégration hadronique du Z^0) et le bruit de fond (les autres processus).

La multiplicité chargée est l'une de ces grandeurs. Elle est définie comme le nombre de traces chargées reconstruites par les détecteurs de traces.

La courbure des traces dans le champ magnétique permet de calculer leur impulsion P . On peut ainsi calculer l'énergie E de chaque trace, en supposant qu'elle provient d'un pion :

$$E = \sqrt{P^2 + m_\pi^2}$$

où m_π est la masse du pion. Le choix de donner à toutes les particules chargées la masse du pion est justifié par les mesures faites à plus basse énergie qui montrent que près de 90% des particules chargées produites dans les jets hadroniques sont des pions. On définit l'énergie chargée E_{ch} d'un événement comme la somme des énergies de toutes les traces chargées de cet événement.

La figure 4 montre la multiplicité et l'énergie chargées pour les événements hadroniques simulés, en utilisant uniquement les traces sélectionnées.

V.3.1 Bruits de fonds

Lors des collisions entre les faisceaux du LEP, d'autres états finaux que l'état $q\bar{q}$ issu de la désintégration du Z^0 sont produits. Il s'agit de la production de paires lepton-antilepton et des collisions photon-photon. D'autres événements qui ne proviennent pas de la collision entre les deux faisceaux sont également présents dans les données : les collisions faisceaux-molécule de gaz résiduel, et les rayons cosmiques. Toutes ces classes d'événements constituent un bruit de fond pour notre analyse. Ces bruits de fond vont être passés en revue, cela afin de cerner les caractéristiques

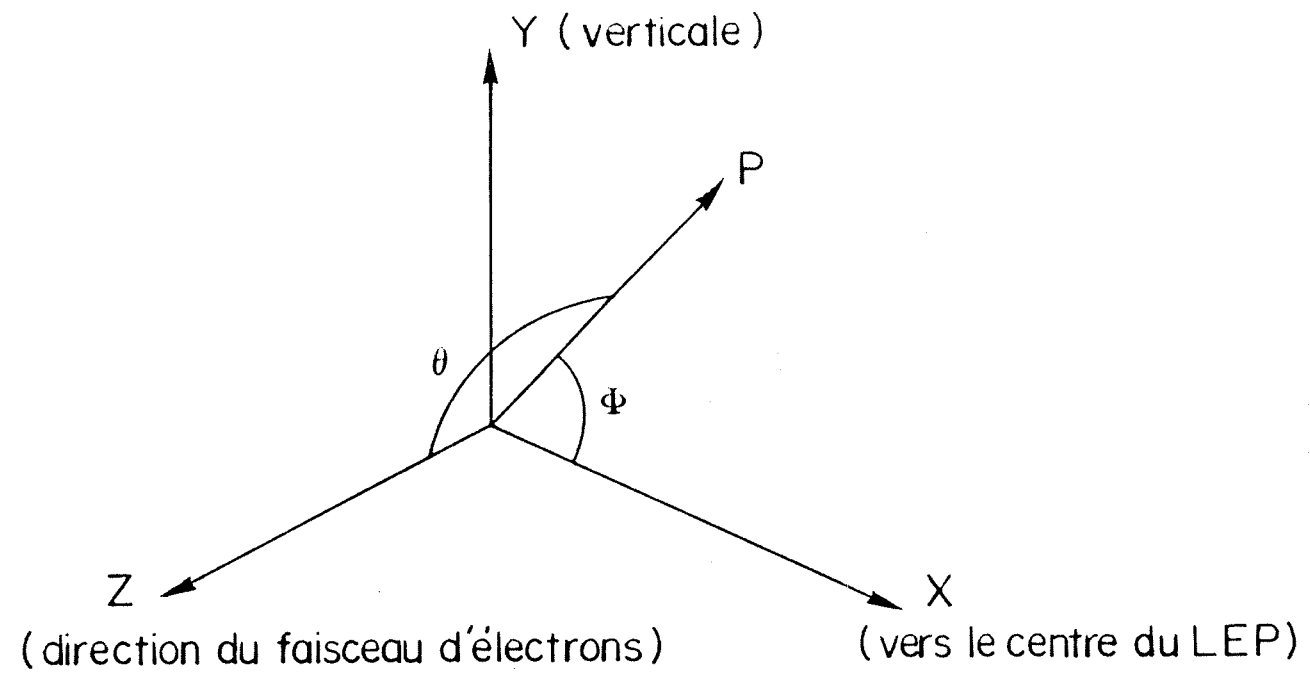


figure 2 : Référentiel de DELPHI .

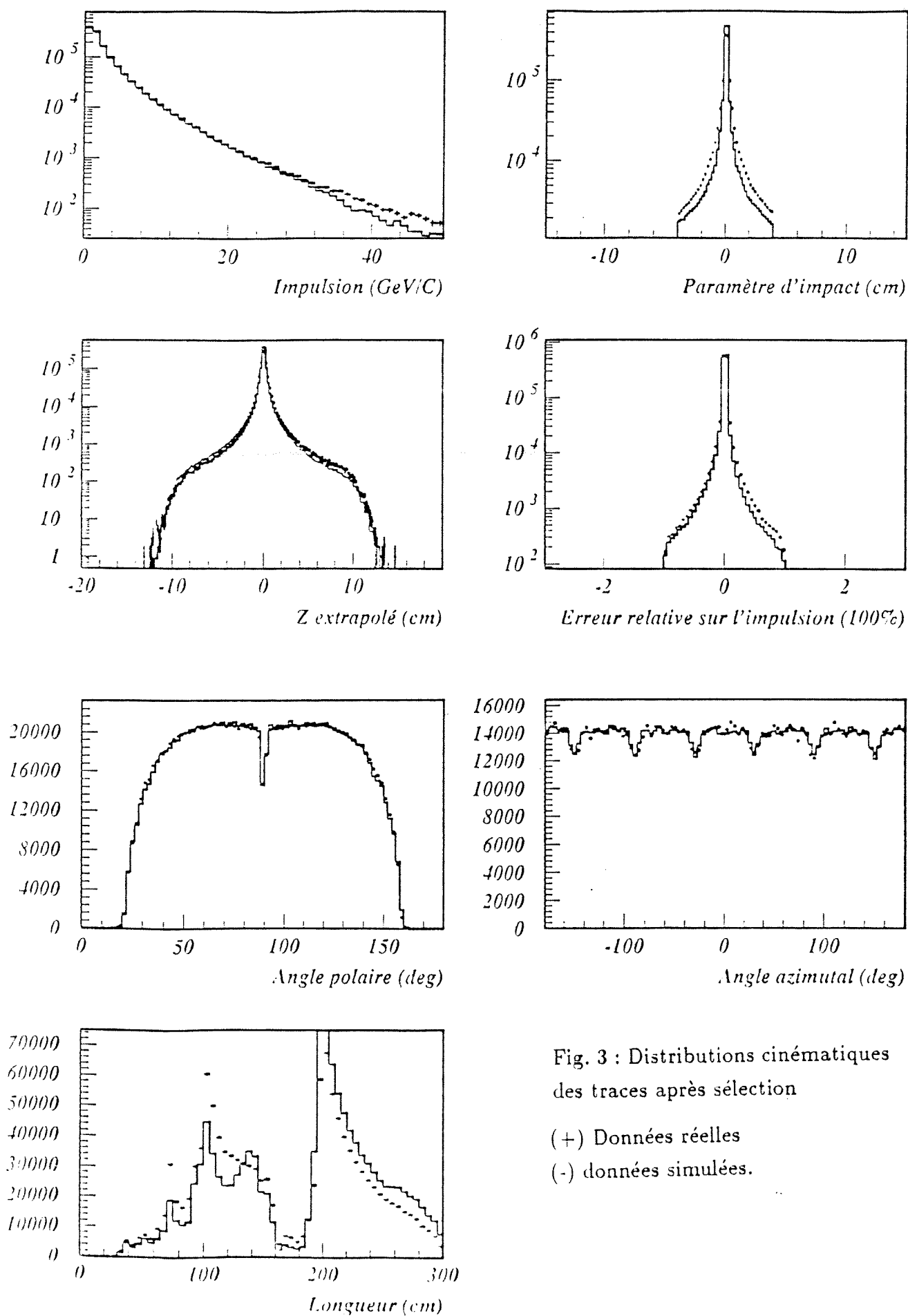


Fig. 3 : Distributions cinématiques des traces après sélection

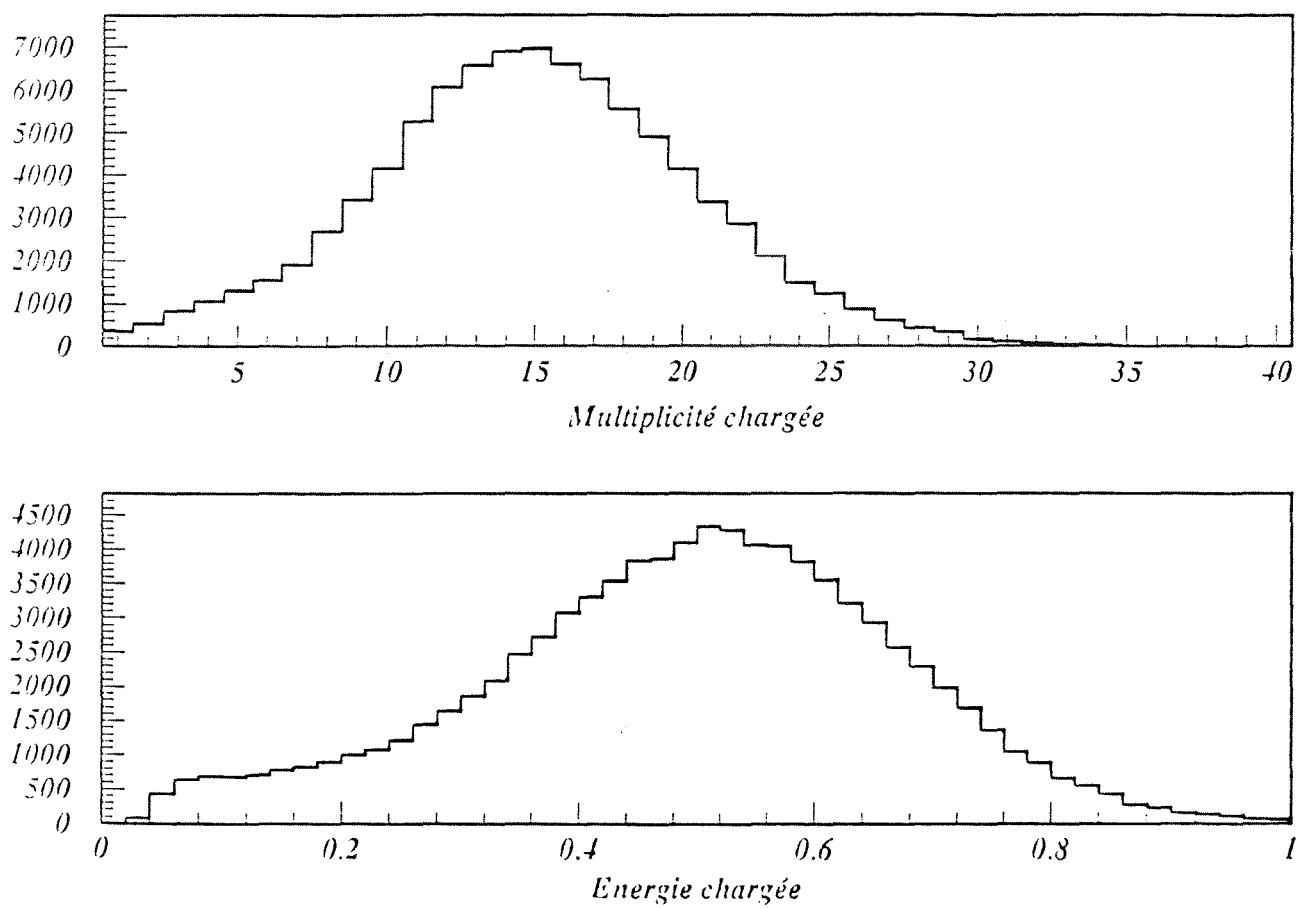


Fig 4 : Multiplicité et énergie chargées pour les événements hadroniques simulés.

de leurs distributions en multiplicité et en énergie chargée, pour en déduire des critères qui permettront de les éliminer.

V.3.1.1 Les canaux leptoniques

La figure 5 montre des désintégrations leptoniques reconstruites dans DELPHI. Les désintégrations du Z^0 en e^+e^- et en $\mu^+\mu^-$ ne constituent pas un bruit de fond dangereux pour les événements hadroniques, en raison de leur faible multiplicité chargée. Les particules produites par conversion des photons émis par les fermions de l'état initial ou final ne sont en général pas comptées dans la multiplicité car leurs traces associées ne proviennent pas nécessairement de la région d'interaction définie par les coupures sur le paramètre d'impact et la coordonnée longitudinale des traces.

Ce n'est pas le cas du lepton τ . Ce dernier, en se désintégrant, peut en effet donner naissance à un jet de hadrons car sa masse relativement élevée (1,8 GeV) suffit pour cela. Le τ se désintègre en 3 particules chargées ou plus dans 13% des cas. La figure 6 montre la distribution de la multiplicité chargée et de l'énergie chargée pour des paires $\tau^+\tau^-$ simulées. Il est évident sur cette figure qu'une coupure adéquate sur la multiplicité chargée rejettera la plupart des paires $\tau^+\tau^-$.

V.3.1.2 Interactions faisceau-gaz résiduel

Un événement faisceau-gaz résiduel est montré sur la figure 7. L'interaction d'un électron (ou d'un positron) des faisceaux avec une molécule du gaz résiduel est équiprobable dans les quelques mètres qui incluent la région d'interaction. Pour étudier ce bruit de fond, nous allons donc choisir les événements qui sont en dehors de la zone d'interaction. Ainsi a-t-on sélectionné les événements dont les traces extrapolées à l'origine ont une coordonnée longitudinale comprise entre 10 et 30 cm en valeur absolue.

La figure 8 montre que les interactions faisceau-gaz ont une faible énergie chargée, tout comme leur multiplicité chargée.

Quant aux interactions faisceaux-tube à vide, elles sont complètement négligeables; les traces issues de telles interactions sont en effet totalement éliminées par la coupure en paramètre d'impact (fig. 1).

V.3.1.3 Les rayons cosmiques

Une grande partie des rayons cosmiques est rejetée par le système de déclenchement de DELPHI parce qu'ils ne sont pas contemporains du croisement des faisceaux. La majorité de ceux qui ont été enregistrés puis reconstruits sont facilement

rejetés en exigeant que les traces passent par la zone d'interaction.

V.3.1.4 Les événements photon-photon

Un événement dit "photon-photon" résulte d'une interaction entre deux photons, l'un émis par l'électron et l'autre par le positron. Ces collisions peuvent donner lieu à des jets de hadrons (fig. 9). De tels événements constituent donc un bruit de fond pour les désintégrations hadroniques du Z^0 . Le centre de masse des événements photon-photon est en général en mouvement dans le repère du laboratoire car les photons rayonnés par l'électron et le positron n'ont pas forcément la même énergie. La figure 10 nous montre que les événements photon-photon simulés [30] peuvent avoir une multiplicité chargée voisine de celle des événements hadroniques mais ont une énergie chargée nettement plus faible.

V.3.2 Sélection des événements hadroniques

Nous venons de voir que la plupart des bruits de fond se caractérisent par une multiplicité chargée ou une énergie chargée plus faible que les événements hadroniques simulés.

La figure 11 nous montre les distributions en multiplicité chargée N_{ch} pour des événements réels ainsi que pour des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ simulés après sélection des bonnes traces. L'excès de données aux petites multiplicités provient des différents bruits de fond. Une petite partie des événements hadroniques contribue aussi à cette zone de petite multiplicité. Nous appliquerons une coupure en multiplicité chargée comme premier critère de sélection des événements : nous considérerons qu'un événement est un candidat $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ s'il a une multiplicité chargée au moins égale à 5. Cette coupure élimine complètement les rayons cosmiques qui passent près du point d'interaction et les désintégrations du Z^0 en paires e^+e^- et $\mu^+\mu^-$.

Les désintégrations de Z^0 en paires $\tau^+\tau^-$ ne sont pas toutes éliminées, de même qu'une fraction des interactions faisceau-gaz et des événements photon-photon que seule une coupure en énergie pourra éliminer.

Pour les événements sélectionnés par la précédente coupure ($N_{ch} \geq 5$), les distributions en énergie chargée des données réelles et simulées sont superposées sur la figure 12. On observe un excès d'événements réels de faible énergie chargée. Il est dû aux bruits de fond résiduels après la coupure en multiplicité (photon-photon, faisceau-gaz). On l'élimine presque totalement en sélectionnant les événements pour lesquels :

$$E_{ch} > 0,12 \sqrt{s}$$

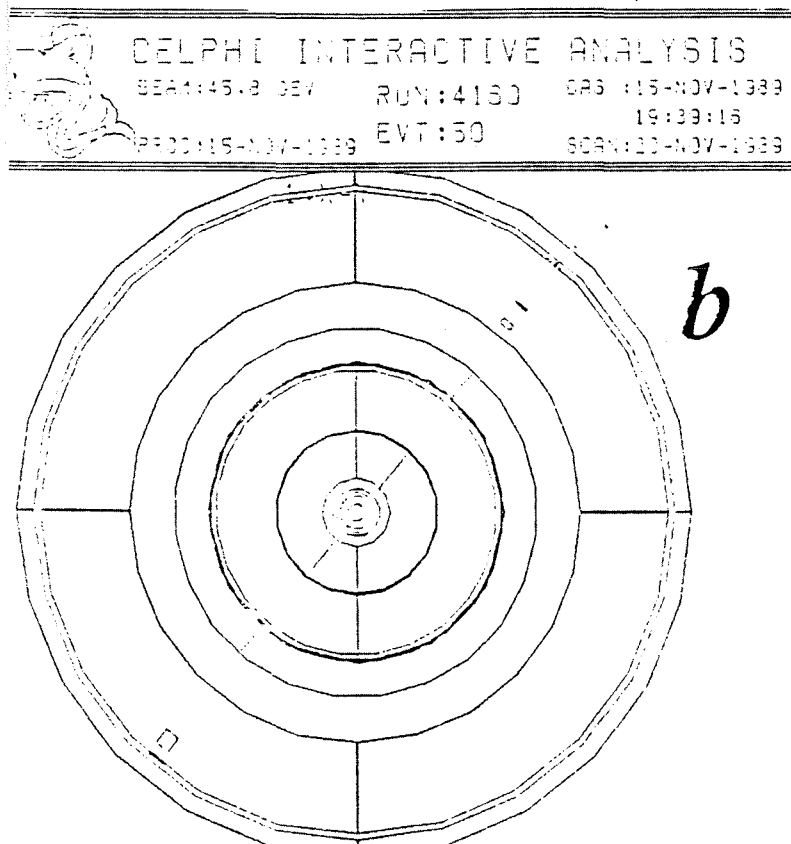
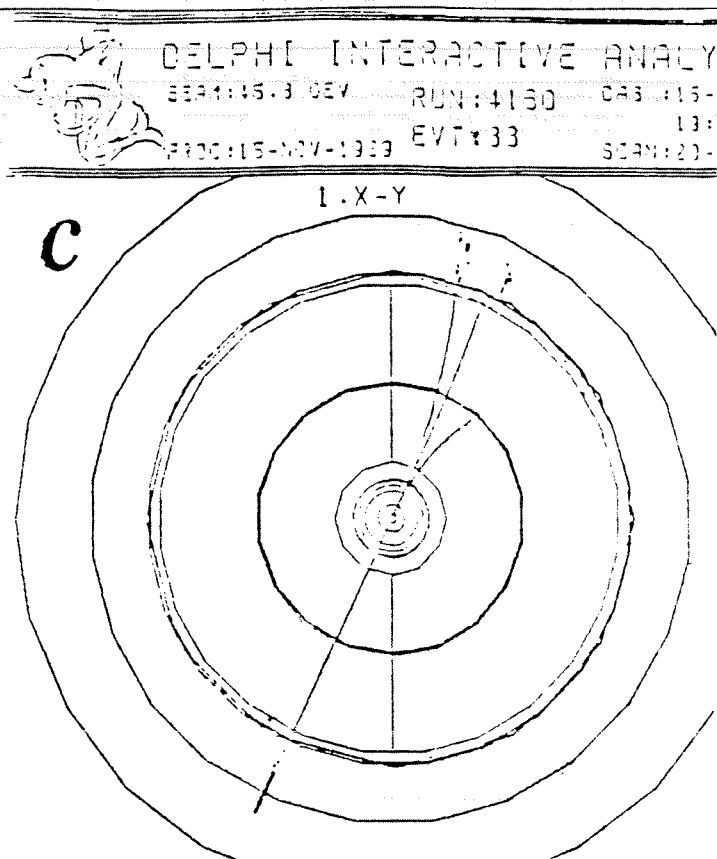
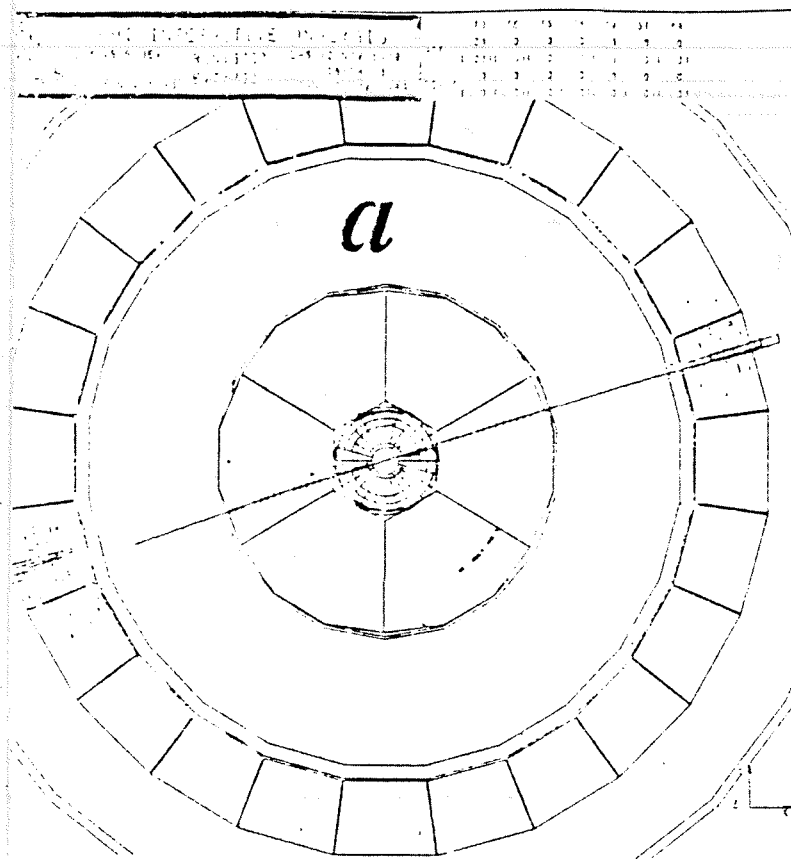


Fig. 5 : Reconstruction de désintégrations leptoniques du Z⁰ dans DELPHI :

- a) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
- b) $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
- c) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

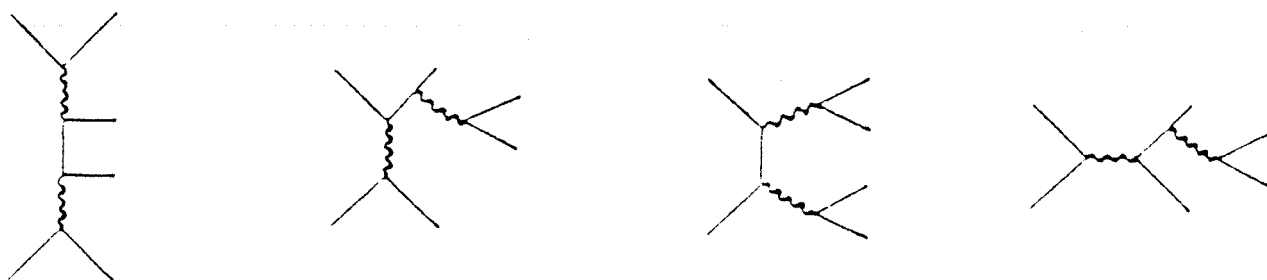
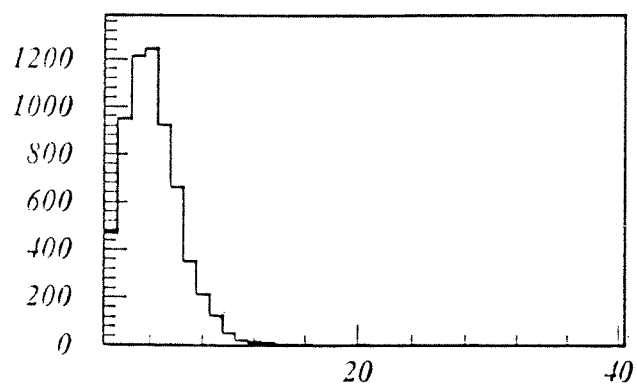
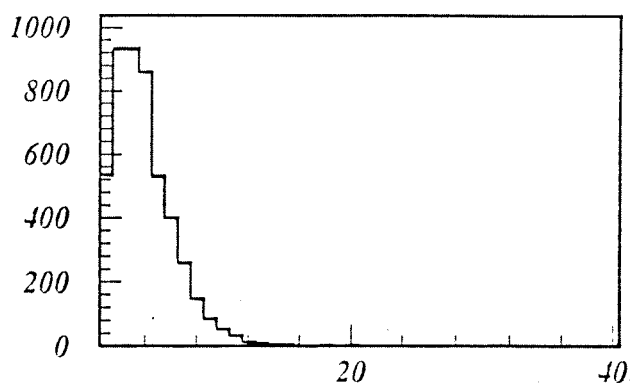


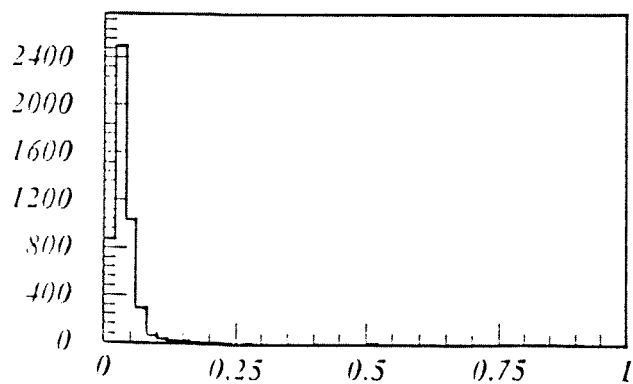
Fig. 9 : Diagrammes de collision photon-photon.



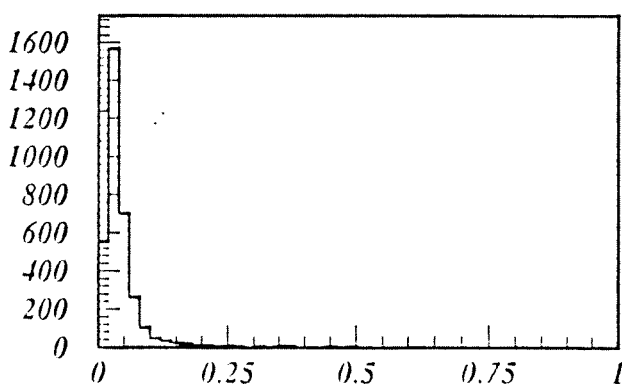
Multiplicité chargée VDM



Multiplicité chargée QPM



Energie chargée VDM



Energie chargée QPM

Fig. 10 : Multiplicité et énergie chargées des événements photon-photon.

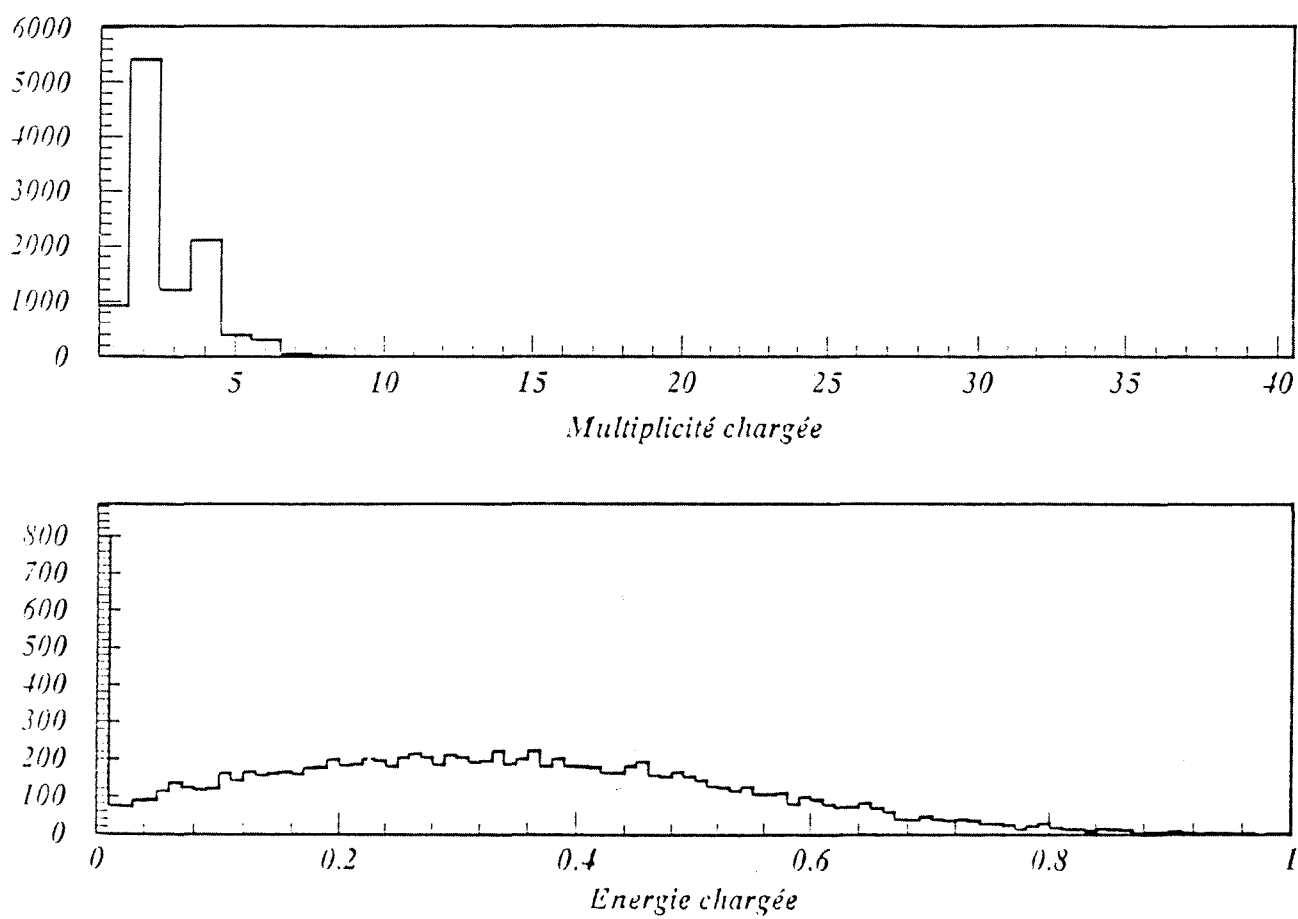


Fig. 6 : Multiplicité chargée et énergie chargée pour des événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ simulés.

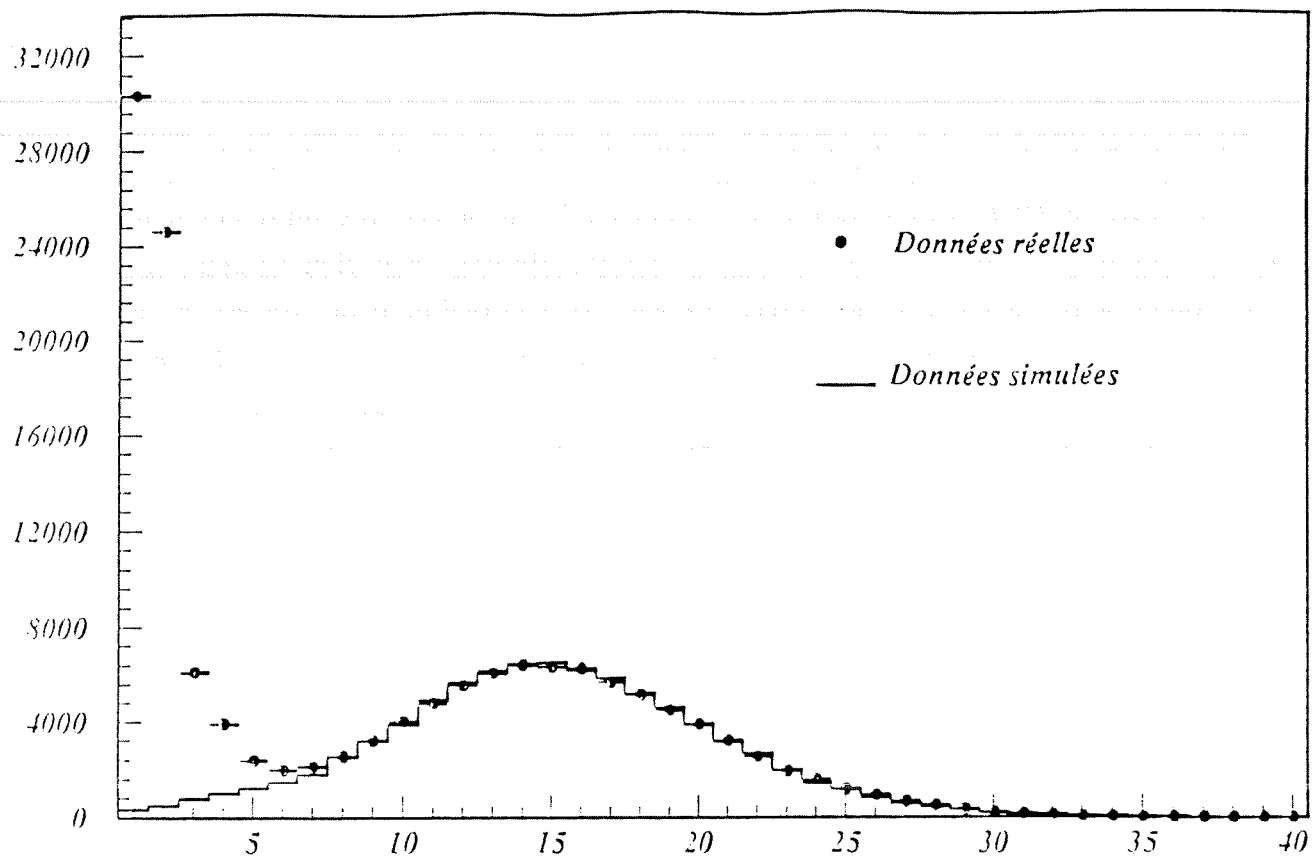


Fig. 11 : Multiplicité chargée des événements réels et des événements hadroniques simulés avant toute sélection.

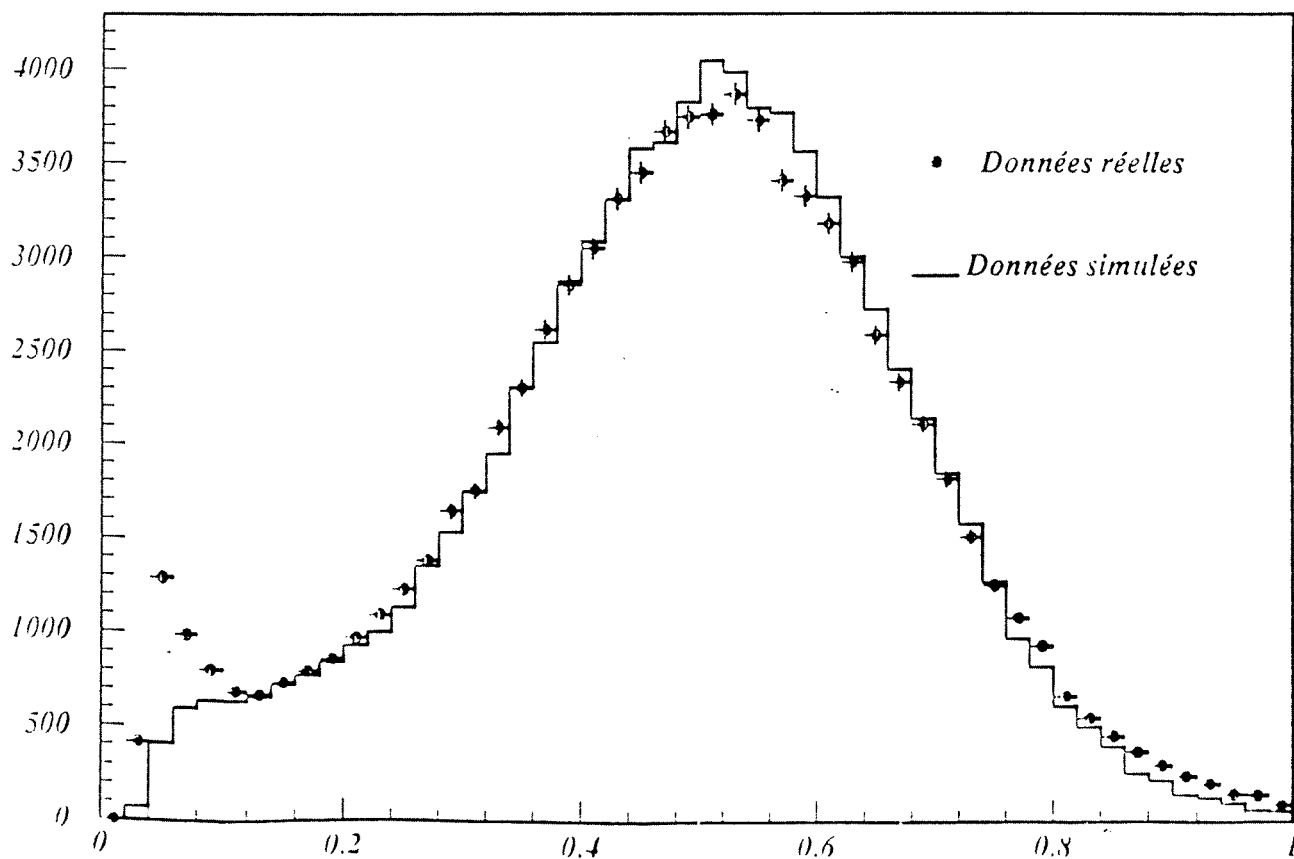


Fig. 12 : Energie chargée des événements réels et simulés après la coupure en multiplicité chargée ($N_{ch} \leq 5$).

Jusqu'ici, les événements ont été sélectionnés à l'aide de critères qui dépendent uniquement des traces chargées. En raison des instabilités de déclenchement, de détection et de reconstruction des traces chargées dans la région avant-arrière, et de l'inefficacité introduite dans le Monte Carlo pour reproduire l'effet de ces instabilités, l'efficacité de sélection des événements hadroniques dans la région avant-arrière chute assez sensiblement. Cette chute d'efficacité est visible sur la distribution du cosinus de l'angle de l'axe de sphéricité par rapport à l'axe des faisceaux (Fig. 13).

Pour pallier à cette chute d'efficacité, nous allons compléter notre jeu de critères de sélection avec l'information délivrée par le calorimètre électromagnétique avant (FEMC). On commencera donc par sélectionner les gerbes électromagnétiques dans le FEMC. On considérera uniquement les gerbes qui ne sont pas associées à des traces chargées sélectionnées afin d'éviter de compter deux fois leur énergie. La figure 14 représente les distributions polaires, azimutale et en énergie des gerbes non associées des données réelles et des données simulées.

A partir de ces distributions, les critères de sélection des gerbes que l'on utilisera sont :

- a) L'énergie de la gerbe doit être comprise entre 400 MeV et 50 GeV ;
- b) La gerbe doit se trouver à plus de 2° des bords intérieur et extérieur de chacun des deux bouchons du FEMC. Ceci se traduit par des coupures fiduciaires sur l'angle polaire θ des gerbes :

$$12^\circ < \theta < 35^\circ \quad \text{et} \quad 145^\circ < \theta < 168^\circ .$$

La figure 15 montre les distributions de l'énergie et de la multiplicité des gerbes dans le FEMC calculées avec les gerbes sélectionnées, pour les événements hadroniques qui satisfont les critères utilisant les traces chargées. On observe un bon accord entre les données réelles et simulées. Ceci nous autorise à utiliser le FEMC dans nos critères de sélection des événements hadroniques. On définit l'énergie visible d'un événement comme étant la somme de son énergie chargée et de son énergie "neutre" dans le FEMC, E_{FEMC}^0 , cette dernière étant la somme des énergies de toutes les gerbes sélectionnées non associées à une trace chargée de l'événement :

$$E_{vis} = E_{ch} + E_{FEMC}^0$$

La distribution de E_{vis} est montrée sur la figure 16 pour les événements qui ont déjà été présélectionnés par la coupure en multiplicité chargée ($N_{ch} \geq 5$). Comme

pour l'énergie chargée, l'excès observé dans les données réelles aux faibles énergies est dû aux bruits de fond. La coupure que suggère la figure 16 sur E_{vis} est :

$$E_{vis} > 0,12 \sqrt{s}$$

Un événement est donc sélectionné si sa multiplicité chargée est au moins égale à 5 et si son énergie visible est supérieure à 12% de l'énergie dans le centre de masse.

V.4 Calcul des taux de contamination

Après l'application des coupures décrites dans le chapitre précédent aux données réelles, des événements qui ne proviennent pas de désintégrations hadroniques du Z^0 subsistent encore dans le lot d'événements sélectionnés. Nous allons évaluer le pourcentage de contamination des événements hadroniques par le bruit de fond résiduel, afin de soustraire ce dernier avant de calculer les sections efficaces.

V.4.1 Contamination en événements $\tau^+\tau^-$

Le taux de contamination par les paires $\tau^+\tau^-$ est calculé en utilisant une simulation Monte-Carlo. Des paires $\tau^+\tau^-$ sont générées à l'aide du programme KORALZ [31], puis propagées dans le détecteur. Ces événements sont ensuite reconstruits à l'aide des mêmes programmes que les données réelles.

Le taux de contamination en paires $\tau^+\tau^-$ de notre lot sélectionné d'événements hadroniques s'écrit :

$$f_\tau = \frac{N_\tau^{gen}}{N_q^{gen}} \frac{\varepsilon_\tau}{\varepsilon_q}$$

où N_τ^{gen} et N_q^{gen} sont les nombres d'événements $\tau^+\tau^-$ et $q\bar{q}$ générés, et ε_τ et ε_q sont les efficacités des critères de sélection pour ces deux canaux.

Le rapport $\frac{N_\tau^{gen}}{N_q^{gen}}$ est donné par les rapports d'embranchement du Z^0 en $\tau^+\tau^-$ et $q\bar{q}$ prévus par le Modèle Standard et vaut 0,051.

ε_τ est donné par le rapport entre le nombre d'événements $\tau^+\tau^-$ qui subsistent après application des critères de sélection et le nombre d'événements $\tau^+\tau^-$ générés par simulation. Sur 10 000 événements $\tau^+\tau^-$ générés, il en reste 600 sélectionnés : ε_τ vaut donc 0,06. Le taux de contamination en $\tau^+\tau^-$ est donc égal à

$$f_\tau = 0,051 \times 0,06/0,96 = 0,003$$

L'erreur sur cette fraction a été estimée à 0,001. Le taux de contamination en paires $\tau^+\tau^-$ est donc de $(0,3 \pm 0,1)\%$.

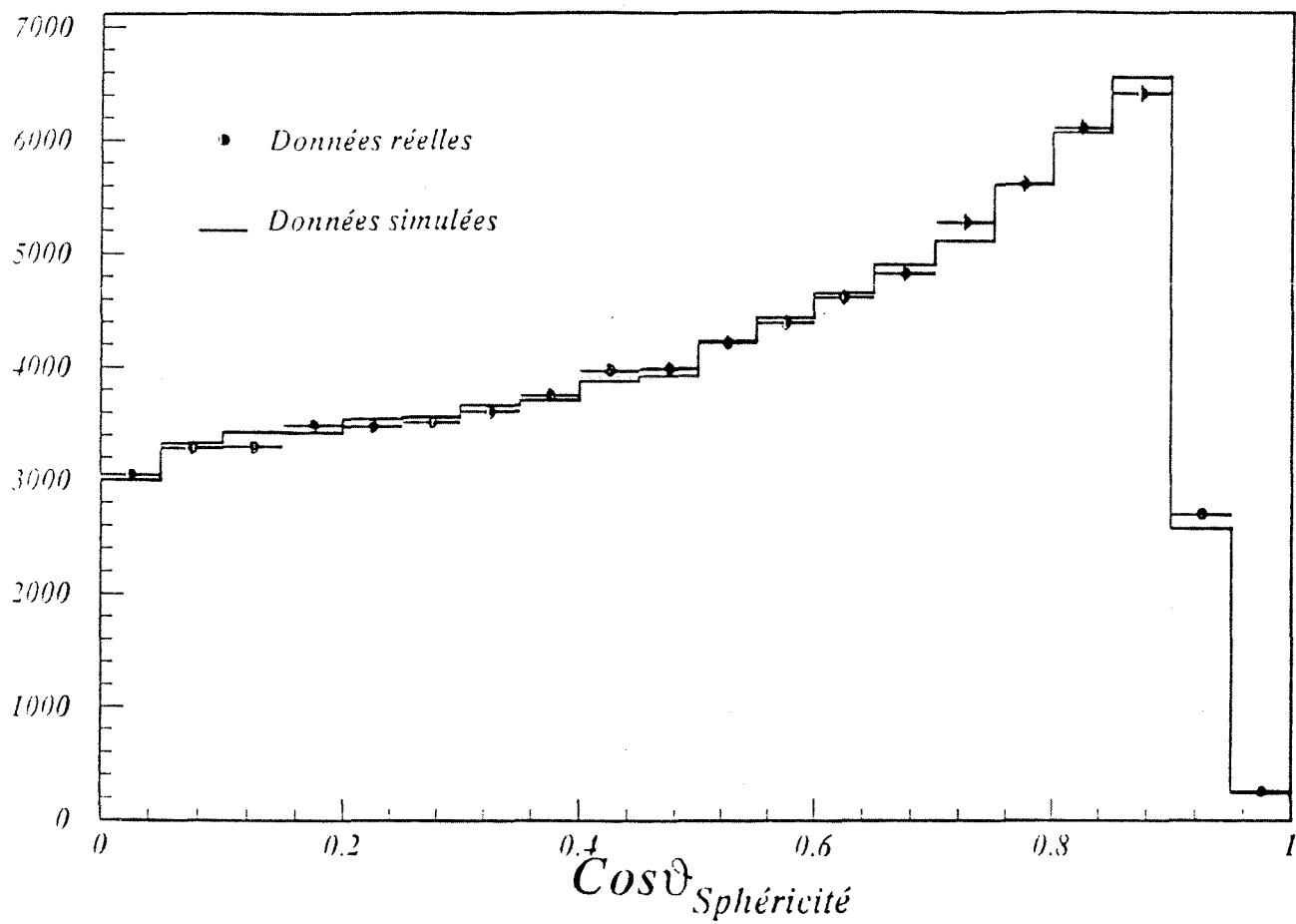


Fig. 13 : Cosinus de l'angle polaire de sphéricité des événements réels et simulés sélectionnés avec les critères utilisant les traces chargées.

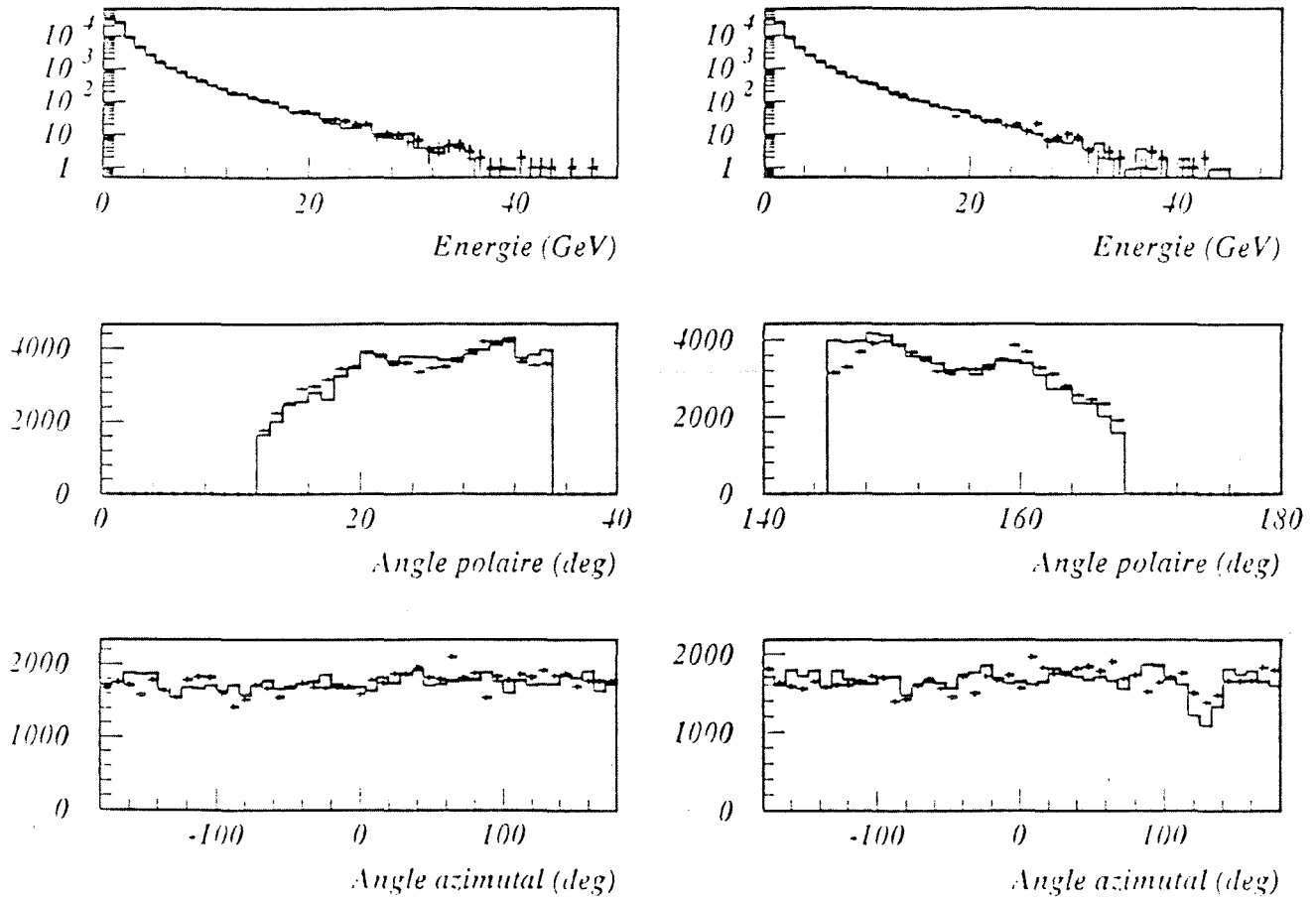


Fig. 14 : Distributions en énergie, en angle polaire, en angle azimutal des gerbes du FEMC non associée à des traces chargées pour les deux bouchons.

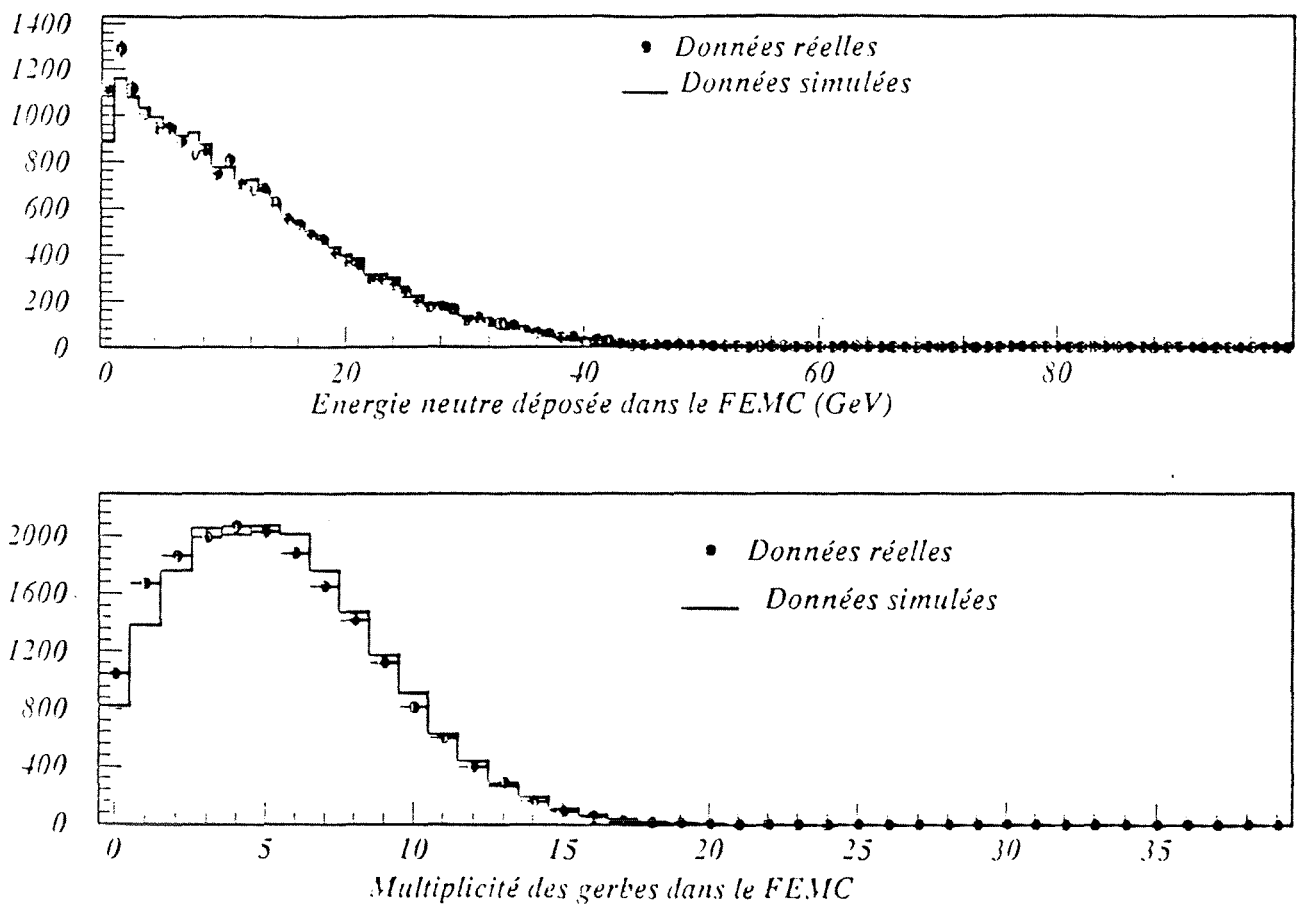


Fig. 15 : Distributions en énergie déposée dans le FEMC, et en multiplicité des gerbes dans le FEMC des événements sélectionnés avec les critères utilisant les traces chargées.

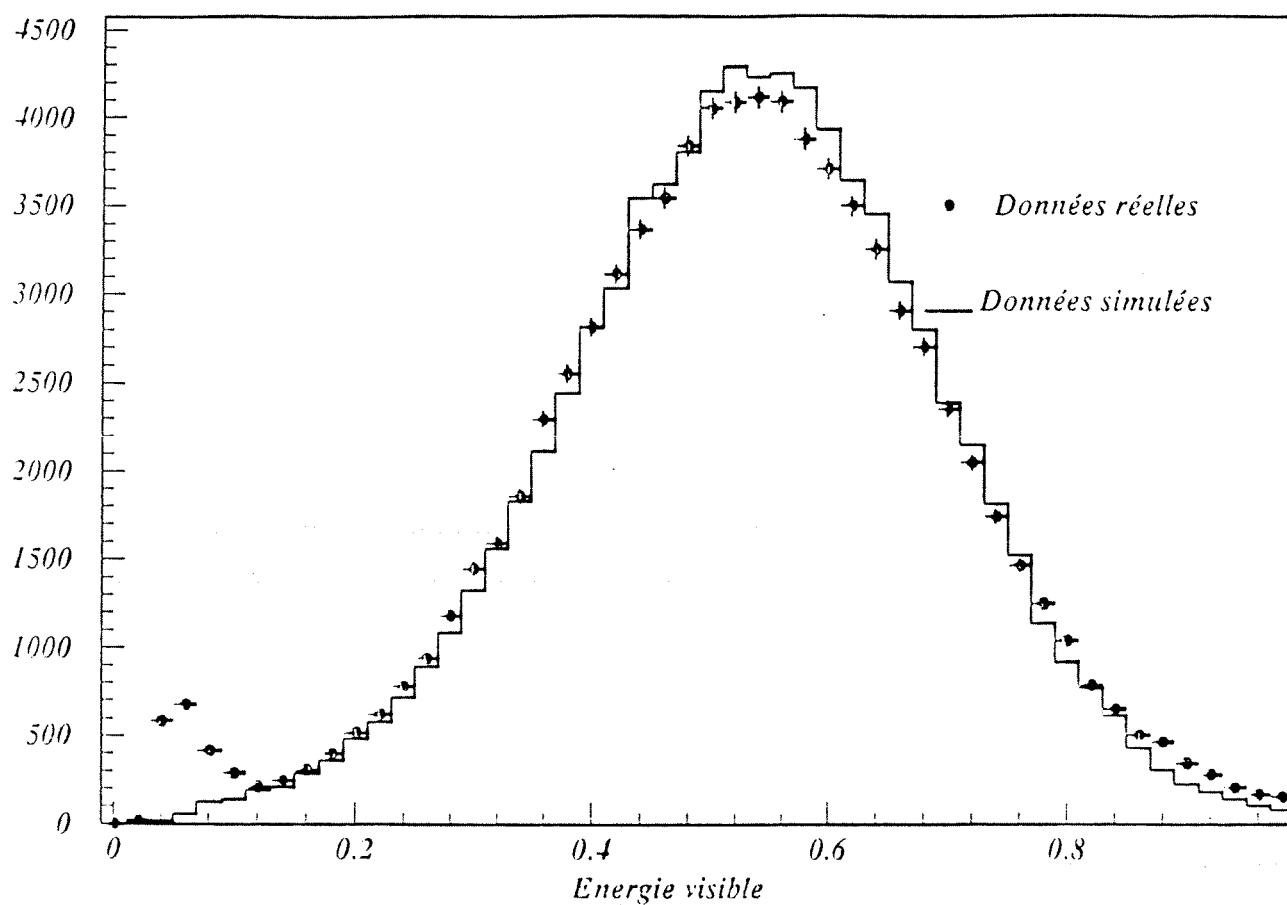


Fig. 16 : Energie visible des événements réels et simulés après la coupure en multiplicité chargée ($N_{ch} \geq 5$).

V.4.2 Contamination en événements photon-photon

La section efficace des événements photon-photon peut être considérée comme constante dans le domaine d'énergie de collision étudié. La contamination relative des événements hadroniques sélectionnés par les collisions photon-photon est donc plus importante sur les bords de la résonance que sur le pic. Le taux de contamination doit donc se calculer en termes de section efficace restante après sélection et non pas en terme de fraction. La contribution du diagramme résonant de la figure 17 doit aussi être soustraite. Sa section efficace est cependant de l'ordre de 1/1000 de la section efficace de production de paires $q\bar{q}$. Elle sera considérée comme négligeable [32]. Une mesure précise de la largeur totale de la désintégration du Z^0 est tributaire d'une bonne connaissance du bruit de fond non résonant : cette largeur serait en effet sous-estimée d'environ 5 MeV pour 30 pb d'un tel bruit de fond non soustrait.

Un Monte-Carlo d'événements photon-photon [30] a été utilisé ; ces événements ont été reconstruits et analysés avec les mêmes programmes que les données réelles. Le nombre d'événements photon-photon simulés qui satisfont les critères de sélection correspond aux sections efficaces suivantes pour les deux composantes qui contribuent au mécanisme de collision photon-photon :

$$\text{VDM} : 8 \pm 2 \text{ pb}$$

$$\text{QPM} : 7 \pm 2 \text{ pb}$$

où les erreurs sont purement statistiques.

Si l'on se réfère aux mesures réalisées à plus basse énergie [33], la section efficace de la composante QPM est sous-estimée d'un facteur 2 environ. Prenant ce facteur en compte et ajoutant l'erreur théorique qui en découle, la contamination de nos événements sélectionnés en événements photon-photon est estimée à $22 \pm 8 \text{ pb}$. La contamination en événements photon-photon a été aussi évaluée en utilisant les données réelles. Des critères topologiques ont permis de sélectionner un lot d'événements photon-photon. L'expression théorique de la résonance hadronique du Z^0 , additionnée d'une constante $C_{\gamma\gamma}$, qui représente la section efficace du bruit de fond non résonant, a été ajustée aux sections efficaces correspondantes. Le résultat de l'ajustement donne $C_{\gamma\gamma} = 30 \pm 10 \text{ pb}$.

Au vu de ces deux résultats, la contamination en événements photon-photon a pu être estimée à $25 \pm 10 \text{ pb}$. Il faudra donc soustraire 25 pb de chaque section efficace calculée pour prendre en compte les événements photon-photon résiduels. Les 10 pb d'erreur sont communs à tous les points en énergie et contribuent donc à

l'erreur totale de normalisation, au même titre que les erreurs sur la luminosité et sur l'efficacité de sélection.

V.4.3 Contamination en événements faisceau-gaz

Pour évaluer la contamination en événements faisceau-gaz, on peut exploiter l'équiprobabilité de ces événements dans tout le tube à vide : on doit en effet produire autant d'événements faisceau-gaz dans la zone d'interaction que dans n'importe quelle autre section voisine du tube de même longueur que la zone d'interaction. Celle-ci est définie par les coupures en coordonnées longitudinales que nous avons imposées aux traces chargées (i.e $-10 \text{ cm} < z < 10 \text{ cm}$), soit une longueur de 20 cm.

Nous avons donc compté le nombre d'événements faisceau-gaz observés entre 10 et 30 cm, en appliquant les mêmes coupures pour les traces et les événements que celles utilisées pour les hadrons, excepté la coupure sur la coordonnée z des traces qui devient $10 \text{ cm} < z < 30 \text{ cm}$. 3 événements ont été trouvés. Un calcul utilisant la statistique de Poisson montre que la section efficace correspondant aux événements faisceau-gaz sélectionnés est inférieure à 3 pb à 95% de niveau de confiance. Elle sera négligée.

V.5 Efficacité de sélection

L'efficacité de sélection indique la proportion d'événements du signal qui sont sélectionnés parmi tous ceux produits dans les collisions entre les deux faisceaux. Les critères de sélection permettent de rejeter le bruit de fond, mais éliminent aussi une petite partie des événements qui nous intéressent.

L'efficacité de sélection, ε , est déterminée à l'aide des données simulées. Elle est égale au rapport :

$$\varepsilon = \frac{M_s}{M_g}$$

où M_s représente le nombre d'événements simulés sélectionnés et M_g le nombre d'événements générés.

Sur les 90 823 événements générés, 87 472 ont été sélectionnés, ce qui équivaut à une efficacité de sélection de $(96,31 \pm 0,06)\%$.

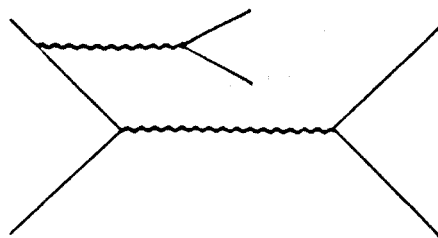


figure 17 : Production d'une paire $f\bar{f}$ par un photon émis à l'état initial

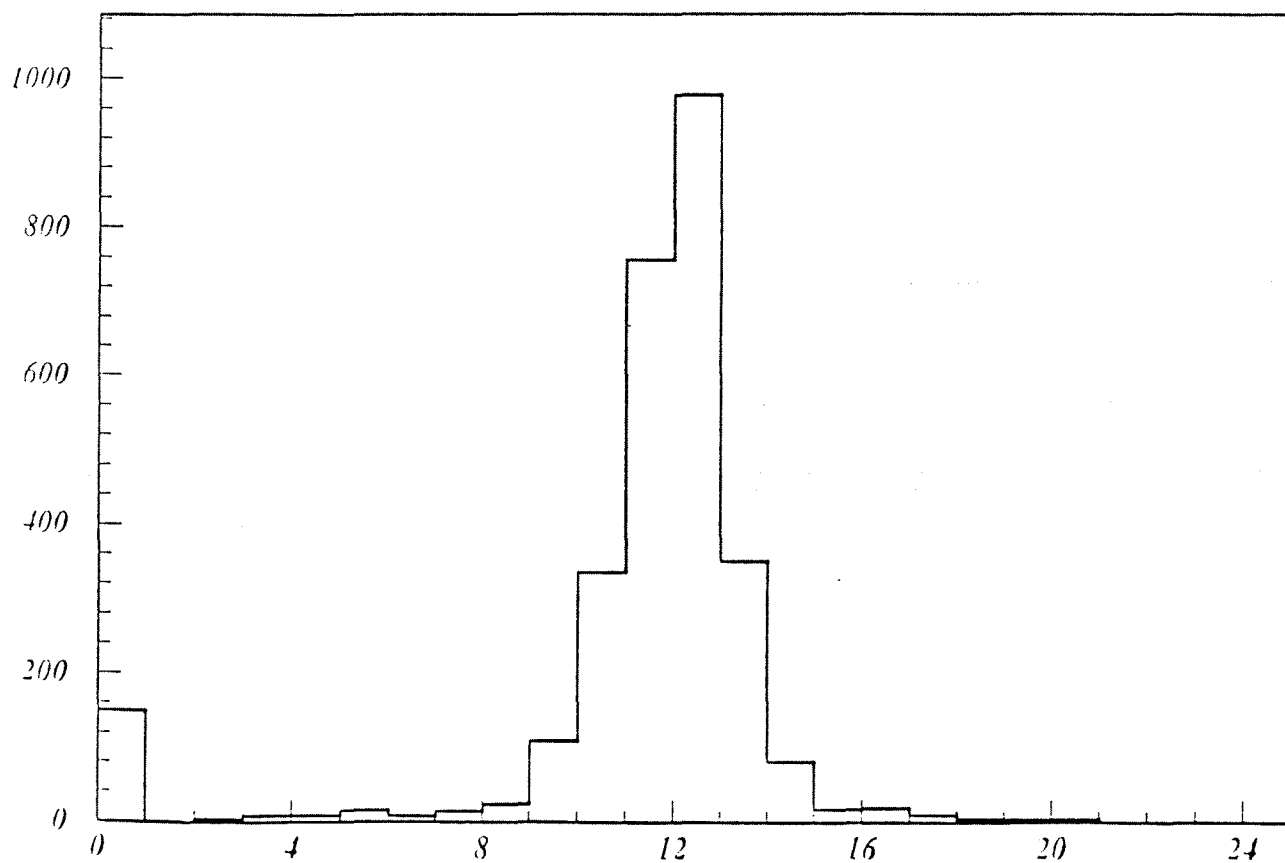


Fig. 18 : Nombre moyen de traces observées dans le détecteur interne par événement et par *run*.

V.5.1 Cas nominal

Les détecteurs n'ont pas eu un fonctionnement stable et optimal pendant toute la période de prise de données, en particulier les détecteurs qui interviennent dans la formulation des critères de sélection : le détecteur interne, la TPC et le FEMC. Nous allons donc nous intéresser d'abord aux *runs* où le détecteur avait un fonctionnement nominal. Avec cette contrainte, 67 614 événements ont été sélectionnés à partir des données réelles (non corrigées du bruit de fond). C'est pour ces événements que l'efficacité de sélection vaut $(96,31 \pm 0,06)\%$.

V.5.2 Cas non nominal

Les différents problèmes d'appareillage qui sont apparus lors de la prise de données et dont dépend notre analyse peuvent être résumés en 7 cas :

- 1) Une composante (ou plusieurs) manquante(s) dans le système de déclenchement ;
- 2) Le détecteur interne inefficace ou absent ;
- 3) Un quadrant d'un bouchon du FEMC manquant* ;
- 4) Un bouchon du FEMC manquant* ;
- 5) Les deux bouchons du FEMC manquants* ;
- 6) Un secteur de la TPC manquant ou inefficace ;
- 7) Un CP (unité de lecture) de la TPC manquant.

La figure 18 montre le nombre moyen de traces par événement qui ont induit une réponse du détecteur interne. Nous avons considéré qu'une correction était nécessaire pour les runs où ce nombre est inférieur à 7.

Pour évaluer la perte d'efficacité due au dysfonctionnement du détecteur interne, les programmes de reconstruction et d'analyse ont été appliqués sur un lot de données réelles après que le détecteur interne ait été désactivé dans les programmes de reconstruction ; le nombre d'événements hadroniques sélectionnés en l'absence du détecteur interne a ensuite été comparé au nombre obtenu en réactivant ce détecteur. Une différence de $0,5 \pm 0,5\%$ a été observée. L'incertitude est due au peu de statistique utilisée lors de la désactivation du détecteur interne. Elle sera négligée par la suite car le problème considéré n'affecte que 4000 événements.

Pour les autres cas, chaque problème a été simulé sur l'ensemble des données réelles où les détecteurs fonctionnaient normalement, puis le nombre d'événements

* Le FEMC (ou une partie du FEMC) est considéré comme manquant quand il est sujet à des bruits électroniques. Il est alors désactivé pour la sélection.

sélectionnés dans chaque cas a été comparé au nombre d'événements sélectionnés dans le cas nominal. La correction à appliquer à l'efficacité pour chaque cas a ainsi pu être précisément déterminées. Le tableau 1 montre les valeurs des corrections et le nombre d'événements sélectionnés concernés par chaque problème.

Le total des événements du tableau 1 est de 45 740*, ce qui nous donne avec les 67 614 événements pris dans des conditions nominales un total de 113 354 événements hadroniques sélectionnés. Les données de 1989 (un peu plus de 10 000 événements) ont été analysées d'une manière sensiblement équivalente [34]. L'énergie déposée dans le FEMC n'a cependant pas été prise en compte dans la définition de l'énergie visible (coupure uniquement sur l'énergie chargée).

V.6 Erreurs systématiques sur le calcul de l'efficacité de sélection

Les incertitudes systématiques proviennent essentiellement des imperfections de la simulation des événements hadroniques.

Le premier effet provient de l'erreur sur l'énergie chargée. Cette erreur a été calculée pour la région où l'on applique la coupure (i.e. autour de 12% de l'énergie disponible dans le centre de masse), en tenant compte de la multiplicité moyenne dans cette région et de la résolution sur l'impulsion des traces chargées (cf. chapitre III). L'erreur sur l'énergie chargée obtenue est d'environ 1%.

En variant la coupure en énergie de 1% (1 écart standard) autour de sa valeur nominale (12%), l'efficacité de sélection varie de 0,1%. On considère que cette variation de 0,1% représente l'erreur systématique sur l'efficacité de sélection introduite par la coupure sur l'énergie.

Les corrections appliquées au Monte-Carlo constituent une autre source d'erreurs systématiques. Nous avons recalculé l'efficacité de sélection en supprimant l'inefficacité pour les traces chargées dans la région avant-arrière, dans le plan vertical $z = 0$ et autour des cloisons de la TPC. L'efficacité ainsi obtenue est de 97,12%, soit une différence de 0,8%. La valeur de l'incertitude afférente, qui reflète donc la précision avec laquelle les inefficacités sont introduites dans le Monte-Carlo, est estimée à 0,3%.

* Ce nombre ne correspond pas à la somme du nombre d'événements dans le tableau 1. Il y a en effet quelques lots d'événements qui sont sujets à plus d'un problème.

Tableau 1

Corrections à appliquer à l'efficacité de sélection dans des conditions non nominales.

Problème d'appareillage	nombre d'événements concernés (non corrigés)	correction à appliquer à l'efficacité
inefficacité de déclenchement	18 586	0.1 - 2.5%
détecteur interne inefficace	254	-0.1%
détecteur interne absent	4 083	-0.5%
un quart de bouchon du FEMC manquant	18 022	-0.1%
un bouchon du FEMC manquant	6 339	-0.5%
FEMC manquant	1 626	-2.35%
un secteur inefficace de la TPC	1 132	-1.6%
un CP manquant de la TPC	821	-0.1%

Tableau 2

Erreurs systématiques sur l'efficacité de sélection des événements hadroniques.
La soustraction du bruit de fond photon-photon introduit une erreur supplémentaire de ± 10 pb.

Source d'erreur	erreur [%]
statistique du M.C.	0,1
contamination en $\tau^+ \tau^-$	0,1
coupure en énergie	0,1
corrections angulaires	0,3
total	0,4

L'ensemble des erreurs systématiques qui affectent l'efficacité de sélection des événements hadroniques est résumé dans le tableau 2. L'erreur systématique totale du tableau 2 sera considérée comme une erreur de normalisation globale, car elle affecte de la même manière les sections efficaces en tout point d'énergie de collision.

A cette erreur viennent s'ajouter des erreurs systématiques qui dépendent de l'énergie de collision considérée :

1 – Les inefficacités introduites dans le Monte Carlo pour la distribution de l'angle polaire des traces chargées ont été ajustées sur tout le lot données, alors que les problèmes dans les régions des bouchons se sont améliorés au cours de la prise de données.

2 – Les incertitudes sur les corrections appliquées à la sélection à cause des problèmes d'appareillage. Ces derniers sont apparus à des moments précis de la prise de données, et affectent par conséquent les données collectées à chaque énergie de collision d'une façon spécifique.

Ces deux incertitudes affectent la largeur totale du Z^0 (Γ_Z) en modifiant la forme de la résonance. L'incertitude sur Γ_Z due à ces deux effets a été estimée à ± 3 MeV.

V.7 Calcul des sections efficaces

On dispose maintenant de tous les ingrédients nécessaires au calcul de la section efficace de désintégration du Z^0 en paires $q\bar{q}$ en chaque point d'énergie. Pour chaque run r , nous disposons des grandeurs suivantes :

$N_Z(r)$: Le nombre d'événements hadroniques sélectionnés;

$\varepsilon_s(r)$: L'efficacité de sélection;

$\varepsilon_t(r)$: L'efficacité de déclenchement;

$L(r)$: La luminosité intégrée;

$\Delta L(r)$: L'erreur statistique sur la luminosité intégrée;

$E_{cm}(r)$: L'énergie dans le centre de masse.

Pour chaque run, on calcule le nombre d'événements effectifs $N_{eff}(r)$, où l'on tient compte de l'efficacité de déclenchement :

$$N_{eff}(r) = \frac{N_Z(r)}{\varepsilon_t(r)}$$

Pour chaque énergie E_{cm} , et pour chaque cas de condition de prise de données définie par son efficacité de sélection ε , le nombre d'événements effectifs total, la luminosité intégrée totale et son erreur s'écrivent :

$$\begin{aligned} N_{eff}^{tot,\varepsilon}(E_{cm}) &= \Sigma N_{eff}(r) \\ L^{tot,\varepsilon}(E_{cm}) &= \Sigma L(r) \\ \Delta L^{tot,\varepsilon}(E_{cm}) &= \sqrt{\Sigma \Delta L(r)^2} \end{aligned}$$

où les sommes portent sur tous les runs pour lesquels $E_{cm}(r) = E_{cm}$ et $\varepsilon_s(r) = \varepsilon$.

On peut calculer les sections efficaces par point d'énergie pour chaque cas d'efficacité de sélection :

$$\sigma(E_{cm}, \varepsilon) = \frac{N_{eff}^{tot,\varepsilon}(E_{cm})}{\varepsilon L^{tot,\varepsilon}(E_{cm})}$$

et son erreur :

$$\Delta\sigma(E_{cm}, \varepsilon) = \sigma(E_{cm}, \varepsilon) \sqrt{\frac{1}{N_{eff}^{tot,\varepsilon}(E_{cm}) + \left(\frac{\Delta L^{tot,\varepsilon}(E_{cm})}{L^{tot,\varepsilon}(E_{cm})}\right)^2}}$$

Finalement, on calcule la section efficace en chaque énergie en sommant sur toutes les valeurs de l'efficacité :

$$\sigma(E_{cm}) = \frac{\Sigma \frac{\sigma(E_{cm}, \varepsilon)}{\Delta\sigma(E_{cm}, \varepsilon)^2}}{\Sigma \frac{1}{\Delta\sigma(E_{cm}, \varepsilon)^2}}$$

L'erreur statistique sur $\sigma(E_{cm})$ est donnée par :

$$\Delta\sigma(E_{cm}) = \sqrt{\frac{1}{\Sigma \frac{1}{\Delta\sigma(E_{cm}, \varepsilon)^2}}}$$

Les nombres d'événements sélectionnés, les luminosités intégrées, les sections efficaces et leurs erreurs statistiques sont résumés dans le tableau 3.

Les sections efficaces ont été corrigées du bruit de fond ($-0,3\%$ de paires $\tau^+\tau^-$ et -25 pb de collisions photon-photon). Elles ont également été corrigées pour tenir compte de la dispersion en énergie des faisceaux. Ces derniers ne sont en effet pas tout à fait monochromatiques. L'énergie des électrons et des positrons suit une loi de distribution $q(x)$, telle que :

$$\begin{aligned} \int q(x) dx &= 1 \\ \int x q(x) dx &= E_0 \\ \int (x - E_0)^2 q(x) dx &= \delta^2 E \end{aligned} \tag{1}$$

Tableau 3

Nombre d'événements, section efficace et luminosité intégrée par énergie de collision.

Energie de collision [GeV]	Nombre d'événements	Section efficace [nb]	Luminosité intégrée [nb ⁻¹]
88,223	1602	$4,56 \pm 0,12$	361.9
88,277	241	$4,64 \pm 0,31$	54.4
89,224	3655	$8,60 \pm 0,16$	438.1
89,277	427	$9,24 \pm 0,49$	49.8
90,222	6777	$18,28 \pm 0,28$	383.0
90,276	1094	$19,17 \pm 0,72$	61.8
91,029	1987	$28,70 \pm 0,88$	73.3
91,225	83413	$31,04 \pm 0,16$	2782.9
91,276	2392	$30,54 \pm 0,88$	81.9
91,529	2984	$29,49 \pm 0,75$	106.3
92,220	8803	$21,90 \pm 0,31$	415.4
92,279	785	$20,56 \pm 0,94$	39.8
93,221	5685	$12,77 \pm 0,21$	460.2
93,277	587	$11,36 \pm 0,54$	54.2
94,218	3565	$7,94 \pm 0,15$	463.5
94,277	280	$8,38 \pm 0,56$	35.0
95,035	95	$6,07 \pm 0,68$	16.3

où E_0 est l'énergie moyenne des particules du faisceau et δE la dispersion de la distribution $q(x)$. $\delta E = 50 \pm 10$ MeV [35]. Soit $\sigma_{mes}(E_0)$ la section efficace mesurée à l'énergie de collision moyenne E_0 . $\sigma_{mes}(E_0)$ est en fait une convolution entre la section efficace vraie σ_V et la fonction de distribution $q(x)$:

$$\sigma_{mes}(E_0) = \int \sigma_V(x) q(x) dx.$$

Un développement de Taylor autour de E_0 conduit à :

$$\begin{aligned} \sigma_{mes}(E_0) = \sigma_V(E_0) \int q(x) dx + \left. \frac{\partial \sigma_V(x)}{\partial x} \right|_{x=E_0} \times \int (x - E_0) q(x) dx \\ + \left. \frac{\partial^2 \sigma_V(x)}{\partial x^2} \right|_{x=E_0} \times \frac{1}{2} \int (x - E_0)^2 q(x) dx \end{aligned}$$

En tenant compte des relations (1), on obtient :

$$\sigma_{mes}(E_0) = \sigma_V(E_0) + \left. \frac{\partial^2 \sigma_V(x)}{\partial x^2} \right|_{x=E_0} \times \frac{1}{2} \delta E^2$$

ε_σ est la correction à ajouter à la section efficace mesurée afin de tenir compte de la dispersion δE et vaut donc :

$$\varepsilon_\sigma = \sigma_V(E_0) - \sigma_{mes}(E_0) = -\frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \sigma_V(x)}{\partial x^2} \right|_{x=E_0} \times \delta E^2$$

On calcule la dérivée seconde $\frac{\partial^2 \sigma_V(x)}{\partial x^2}$ avec l'approximation $dx \simeq \delta E$. On obtient alors :

$$\varepsilon_\sigma = \sigma_V(E_0) - \frac{1}{2} [\sigma_V(E_0 + \delta E) + \sigma_V(E_0 - \delta E)]$$

Cette correction varie de +0,14% sur le pic du Z^0 à -0,09% à 89.224 GeV. On peut s'étonner de la valeur relativement élevée de cette correction. La forme de Breit-Wigner de la résonance du Z^0 en est responsable. La correction serait en effet environ dix fois plus faible pour une forme gaussienne, cette dernière étant moins piquée que la forme de Breit-Wigner.

L'analyse effectuée dans ce chapitre a permis de montrer qu'un lot de 125 000 désintégrations hadroniques du Z^0 a été sélectionné avec des critères dont l'efficacité globale est de $96,3 \pm 0,4\%$. L'incertitude de $0,4\%$, combinée avec l'erreur systématique sur la mesure de la luminosité, conduit à une erreur globale de normalisation des sections efficaces de $1,0\%$. Ces dernières seront confrontées aux prédictions théoriques au chapitre suivant, où les paramètres de la résonance hadronique du Z^0 seront déterminés en ajustant une formule analytique de la section efficace aux valeurs expérimentales.

CHAPITRE VI

Chapitre VI

RESULTATS

VI.1 Introduction

Les sections efficaces calculées au chapitre précédent vont permettre de déterminer les paramètres de résonance du Z^0 , en particulier de sa masse, qui n'est pas prédite par le Modèle Standard, et qui constitue donc un de ses paramètres fondamentaux.

Les valeurs de ces paramètres seront utilisées pour déterminer le nombre de familles de neutrinos qui existent dans la Nature. On pourra aussi en déduire des limites inférieures des masses de particules non observées à ce jour, aussi bien dans le cadre familier du Modèle Standard, que dans celui d'autres modèles.

La détermination des paramètres du Z^0 se fait par ajustement de l'expression théorique de la section efficace de production de hadrons présentée au chapitre II aux valeurs expérimentales calculées au chapitre V. On procèdera à deux ajustements. Le premier, quasi-indépendant du Modèle Standard, où M_Z , Γ_Z , ainsi que le produit $\Gamma_e \Gamma_h$ seront libres de varier; le second ajustement, complètement contraint par les prédictions du Modèle Standard, où seuls M_Z et une constante de normalisation globale K seront libres de varier (la largeur totale du Z^0 et les deux largeurs partielles qui interviennent dans la formule étant calculées dans le cadre du Modèle Standard Minimal). Ces ajustements permettent aussi de calculer la section efficace de Born au pic, σ_0 .

La largeur totale de désintégration du Z^0 est la somme des largeurs partielles de production de toutes les particules cinématiquement accessibles (c'est-à-dire dont la masse est inférieure à la moitié de l'énergie de collision). Elle inclut en particulier les canaux dits "invisibles" qui correspondent à la production de paires $\nu\bar{\nu}$. La détermination de la largeur invisible Γ_{inv} permettra ainsi d'accéder au nombre de familles de neutrinos légers. Ce nombre n'est pas prédit par le Modèle Standard. On cherchera aussi la limite inférieure de la masse d'un hypothétique quatrième neutrino (de Dirac ou de Majorana) en utilisant la valeur mesurée de Γ_{inv} . L'existence d'un tel neutrino serait une indication de l'existence d'une nouvelle génération de fermions,

dont il serait *a priori* le plus léger*.

D'une manière générale, les valeurs mesurées de Γ_Z et Γ_{inv} seront utilisées pour contraindre la masse de particules inobservées à ce jour mais accessibles cinématiquement. On se penchera ainsi sur d'autres manifestations d'une hypothétique quatrième famille de fermions (lepton chargé, quark b'). On s'intéressera aussi aux alternatives du Modèle Standard qui apportent une explication à la hiérarchie des masses des fermions : la Supersymétrie et les modèles composites. On ne considérera la Supersymétrie que dans sa version minimale (MSSM). On cherchera les manifestations de particules scalaires associées aux fermions connus ou de fermions associés aux bosons du Modèle Standard, ainsi que les bosons brisant la Supersymétrie (Bosons de Higgs supersymétriques). Quant aux modèles composites, on se limitera à leurs prédictions les plus simples, les leptons et les quarks excités.

VI.2 Résultats des ajustements

Les ajustements sont réalisés en utilisant l'expression (53) décrite dans le chapitre II. Un premier ajustement permet de déterminer les paramètres de la résonance presque sans influence des prescriptions et incertitudes du MSM. Un second ajustement permet de tester la compatibilité des mesures (dans leur ensemble) avec les prédictions du MSM.

VI.2.1 Ajustement quasi-indépendant du Modèle Standard

VI.2.1.1 Résultats de l'ajustement

Les paramètres libres de cet ajustement sont M_Z , Γ_Z , et le produit $\Gamma_e\Gamma_h$. Les résultats de l'ajustement sont :

$$M_Z = 91,183 \pm 0,011 \text{ (stat)} \pm 0,02 \text{ (LEP)} \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_Z = 2,465 \pm 0,020 \text{ (stat)} \pm 0,005 \text{ (syst)} \text{ GeV}$$

$$\Gamma_e\Gamma_h = 0,1443 \pm 0,0019 \text{ (stat)} \pm 0,0013 \text{ (syst)} \text{ GeV}^2$$

$$\chi^2 / NDL = 8.5/17 - 3$$

* La recherche de limites inférieures sur la masse de neutrinos lourds est aussi motivée par la recherche d'éclaircissements sur la nature de la matière cachée de l'Univers ainsi que sur l'évolution de ce dernier.

La masse du Z^0 est ainsi déterminée avec une précision de $2 \cdot 10^{-4}$, ce qui en fait la constante fondamentale connue avec le plus de précision après les constantes α_{EM} (connue à $4,5 \cdot 10^{-8}$ près) et G_F (connue à $1,7 \cdot 10^{-5}$ près).

La valeur du χ^2 montre que la qualité de l'ajustement est bonne. L'incertitude sur la masse du Z^0 est dominée par l'incertitude sur l'énergie des faisceaux du LEP, qui vaut environ 0.02 GeV. L'erreur systématique de 5 MeV sur Γ_Z provient des incertitudes sur la soustraction de bruit de fond dû aux collisions photon-photon, à la variation de la normalisation de la section efficace point par point et à la reproductibilité limitée de l'énergie de chaque point.

L'ajustement n'est pas tout à fait indépendant du Modèle Standard à cause des corrections radiatives de l'expression (53). De plus, il est biaisé par l'absence de corrections radiatives d'ordre supérieur. L'effet de ces corrections manquantes sur les paramètres de la résonance du Z^0 est tout à fait négligeable comparé aux incertitudes expérimentales de ces derniers. Par exemple, les ordres supérieurs manquants des corrections QED à l'état initial et final ont un effet de 0,1 MeV sur M_Z et de 0,04 MeV sur Γ_Z [19]; or les incertitudes expérimentales sur ces deux paramètres pourront sans doute être réduites respectivement à 2 MeV et 4 MeV par expérience (par l'amélioration des performances du LEP et des détecteurs dans les années à venir) si l'on suppose une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , et 1% d'erreur sur la mesure de la luminosité ainsi que 0,5% sur la sélection d'événements hadroniques.

Les corrections de QCD appliquées à l'état final hadronique, et qui sont explicitées dans les termes d'interférence et du continuum, constituent en principe un autre point faible de l'ajustement. Cependant, un ajustement réalisé sans les corrections QCD pour les termes du continuum et de l'interférence montre que les effets en sont parfaitement négligeables.

La section efficace de Born au pic (σ_0) :

$$\sigma_0 = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_h}{M_Z^2\Gamma_Z^2}$$

qui correspond aux valeurs de l'ajustement, vaut :

$$\sigma_0 = 41,92 \pm 0,22 \text{ (stat)} \pm 0,33 \text{ (syst)} \pm 0,21 \text{ (theo)} \text{ nb}$$

L'erreur systématique de 0,33 nb provient de l'erreur purement expérimentale sur le calcul de la luminosité et de l'erreur statistique et systématique sur le calcul de

l'efficacité de sélection hadronique. L'incertitude théorique de 0,5% sur le calcul de la section efficace Bhabha (chapitre IV) est responsable de l'erreur systématique* de 0,21 nb.

La figure 1 montre la corrélation entre Γ_Z et σ_0 . Les valeurs de ces deux paramètres obtenues par l'ajustement y sont montrées avec leurs contours correspondants à 68% et 99% de niveau de confiance. σ_0 est moins sensible aux incertitudes du MSM que Γ_Z car elle fait intervenir le rapport des largeurs partielles. Cette figure montre que les paramètres mesurés sont en bon accord avec leurs valeurs prédites par le MSM dans l'hypothèse de l'existence de 3 familles de neutrinos légers.

VI.2.1.2 Détermination de la largeur invisible

La somme des deux largeurs de désintégration du Z^0 en leptons chargés $\Gamma_{l\pm}$ et en hadron Γ_h constitue la largeur visible du Z^0 , notée Γ_{vis} . La largeur invisible est son complément à Γ_Z :

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{vis}$$

On gagne en précision en remplaçant Γ_Z par son expression en fonction de σ_0 .

$$\Gamma_{inv} = \sqrt{\frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_h}{M_Z^2\sigma_0}} - \Gamma_{vis}$$

$$\Gamma_{inv} = \sqrt{\frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_h}{M_Z^2\sigma_0}} - \Gamma_h - \Gamma_e - \Gamma_\mu - \Gamma_\tau$$

Définissant $\bar{\Gamma}_l$ comme la moyenne des 3 largeurs leptoniques "chargées" du Z^0 :

$$\bar{\Gamma}_l = \frac{\Sigma_l \Gamma_{l\pm}}{3}$$

et R_h comme le rapport entre les largeurs hadronique et leptonique :

$$R_h = \frac{\Gamma_h}{\bar{\Gamma}_l},$$

l'expression de la largeur invisible du Z^0 peut s'écrire :

$$\Gamma_{inv} = \bar{\Gamma}_l \left(\sqrt{\frac{12\pi R_h}{M_Z^2\sigma_0}} - R_h - 3 \right) \quad (1)$$

* Elle devrait être réduite à 0,2 - 0,3% dès que les calculs théoriques en cours aboutiront.

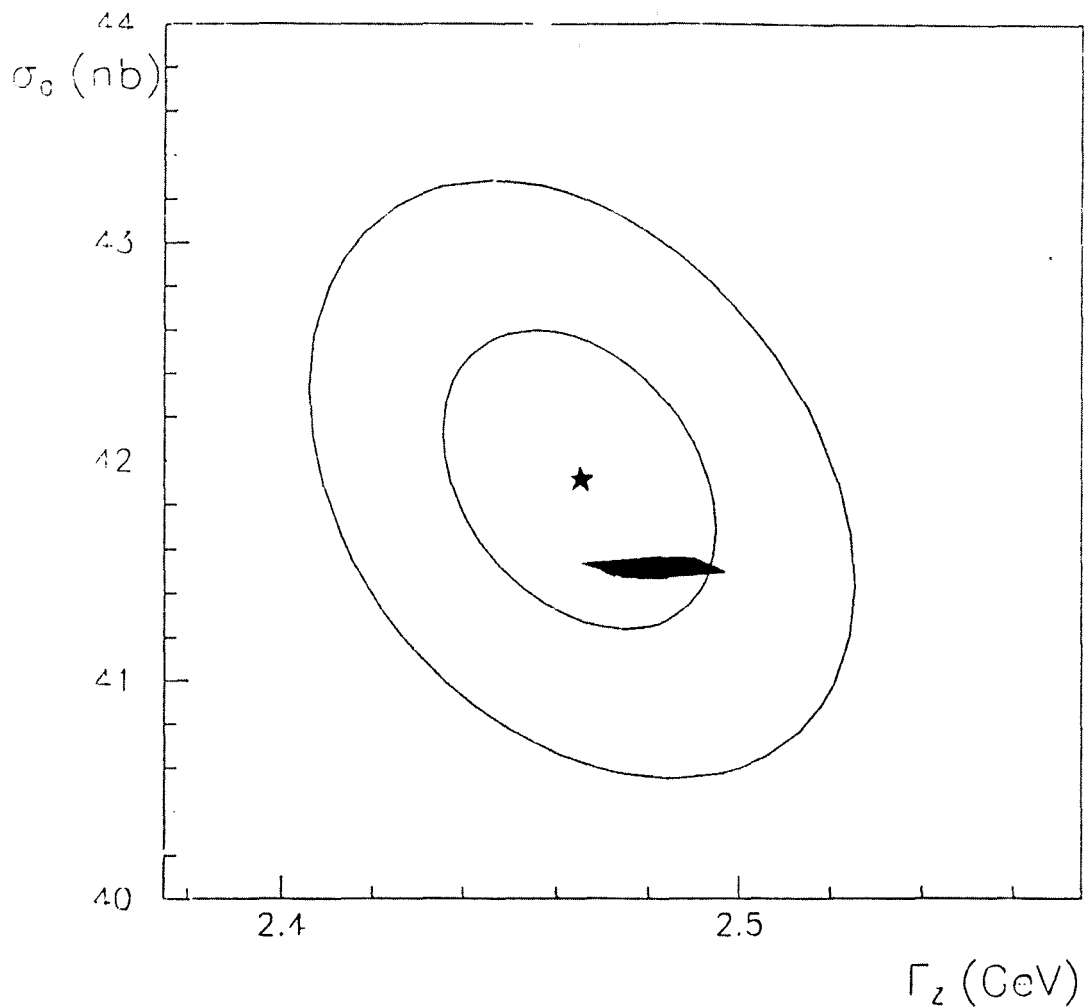


Fig. 1 : Contours de $\sigma_0^{e^+e^-}$ et de $\Gamma_Z^{e^+e^-}$ à 68% et 99% de niveau de confiance.

La prédiction du Modèle Standard est également montrée, ses incertitudes sont dues à la masse du quark *top* (90 – 200 GeV/c²), à la masse du boson de Higgs (50 – 1000 GeV/c²), et à α_s (0,10 – 0,12).

Tableau 1

Paramètre	Valeur expérimentale	Valeur donnée par le MSM
Γ_Z	$2,465 \pm 0,021 \text{ GeV}$	$2,484 \pm 0,023 \text{ GeV}$
$\Gamma_e \Gamma_h$	$0,1443 \pm 0,0023 \text{ GeV}^2$	$0,145 \pm 0,02 \text{ GeV}^2$
σ_0	$41,92 \pm 0,45 \text{ nb}$	$41,48 \pm 0,10 \text{ nb}$
Γ_{inv}	$486 \pm 14 \text{ MeV}$	$500.2 \pm 3 \text{ MeV}$

L'intérêt de cette expression est que la valeur de R_h prédite par le MSM dépend faiblement des inconnues du modèle que sont les masses du quark top et du boson de Higgs, m_t et M_H . Les valeurs de R_h et de $\bar{\Gamma}_l$ sont extraites du MSM. On utilise les valeurs suivantes pour les paramètres non prédits par le Modèle Standard Minimal :

$$\begin{aligned} m_t &= 139 \pm 38 \text{ GeV}/c^2 [36] \\ M_Z &= 91,183 \pm 0,023 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{résultat de l'ajustement}) \\ \alpha_s &= 0,110 \pm 0,006 [37, 38] \\ M_H &= 300_{-700}^{+250} \text{ GeV}/c^2 \end{aligned} \tag{2}$$

ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} R_h &= 20,73 \pm 0,05 \\ \text{et} \quad \bar{\Gamma}_l &= 83,6_{-0,3}^{+0,4} \text{ MeV} \end{aligned}$$

La limite inférieure de $50 \text{ GeV}/c^2$ de la masse du boson de Higgs provient de sa recherche directe au LEP dans le canal $Z^0 \rightarrow Z^{0*} + H$. La limite supérieure de 1 TeV est imposée par le maintien de la convergence des séries perturbatives du Modèle Standard. La valeur centrale de $300 \text{ GeV}/c^2$ a été choisie pour que les incertitudes positives et négatives sur les largeurs partielles soient à peu près égales. On trouve donc pour la largeur invisible en utilisant les valeurs citées ci-dessus :

$$\Gamma_{inv} = 486 \pm 7 \text{ (stat)} \pm 12 \text{ (syst)} \pm 2(MS) \text{ MeV}$$

L'erreur systématique de 12 MeV sur la largeur invisible est dominée par l'erreur sur σ_0 . La valeur de Γ_{inv} sera utilisée par la suite pour déterminer le nombre de familles de neutrinos.

Le tableau 1 montre la comparaison entre les valeurs de $\Gamma_e \Gamma_h$, Γ_Z , σ_0 et Γ_{inv} déterminées par l'ajustement et celles prédites par le MSM. Les résultats sont en accord avec les prédictions du MSM à mieux qu'un écart standard pour tous les paramètres mesurés.

VI.2.2 Ajustement contraint par le Modèle Standard Minimal

Dans ce second ajustement, deux paramètres sont libres de varier : la masse du Z^0 (M_Z) et une constante de normalisation globale K (K est égale à 1 dans le cas du MSM). Son introduction dans l'ajustement permet d'absorber l'incertitude expérimentale de normalisation (qui est dominée par l'incertitude sur la mesure de la luminosité).

Les résultats de l'ajustement sont les suivants :

$$M_Z = 91,184 \pm 0,011 (stat) \pm 0,02 (LEP) \text{ GeV}/c^2$$

$$K = 1,008 \pm 0,004 (stat)$$

$$\chi^2/NDL = 9/17 - 2$$

la valeur de K (compatible avec 1), et celle du χ^2 montre que les sections efficaces expérimentales sont en excellent accord avec les prédictions du MSM; ce qui peut se voir plus en détail sur la figure 2 qui montre les points expérimentaux avec leurs erreurs statistiques et la courbe de résonance prédite par le MSM, ainsi que les rapports des sections efficaces expérimentales aux sections efficaces prédites par le MSM. Les données sont en excellent accord avec l'hypothèse de l'existence de 3 neutrinos légers. Aucun signe de physique nouvelle n'est observé.

L'absence de signe visible de physique nouvelle peut s'interpréter comme l'indication que la masse des particules nouvelles, si elles existent, est trop élevée pour donner une contribution significative aux sections efficaces mesurées. (On ne peut évidemment pas exclure que le couplage du Z^0 à ces particules soit plus faible que pour les particules connues et que ce sont les effets conjugués des deux phénomènes - masse élevée et couplage faible - qui soient à l'origine de l'absence de manifestation expérimentale.)

VI.3 Interprétation des valeurs des largeurs totale et invisible

VI.3.1 Nombre de familles de neutrinos légers

La méthode de comptage du nombre de familles de neutrinos légers la plus triviale consiste à diviser la largeur invisible calculée au sous-chapitre précédent par la largeur de désintégration du Z^0 en une paire $\nu\bar{\nu}$ sans masse prédite par le MSM : $\Gamma_\nu^{MS} = 166,7_{-0,5}^{+0,7} \text{ MeV}$. L'incertitude sur Γ_ν^{MS} est essentiellement due à l'incertitude sur la masse du quark top, ainsi que sur la masse du boson de Higgs. Avec la valeur $\Gamma_{inv} = 486 \pm 14 \text{ MeV}$ déjà calculée, on obtient :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_\nu^{MS}} = 2,92 \pm 0,04 (stat) \pm 0,07 (syst)$$

N_ν peut être aussi déterminé à l'aide de l'expression suivante, où sa valeur dépend moins de la largeur théorique Γ_ν^{MS} :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{(\Gamma_\nu^{MS}/\bar{\Gamma}_l^{MS}) \bar{\Gamma}_l}$$

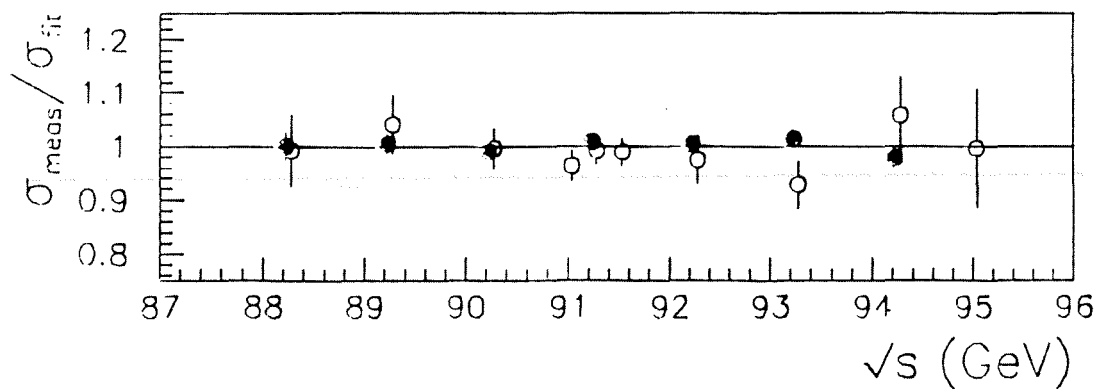
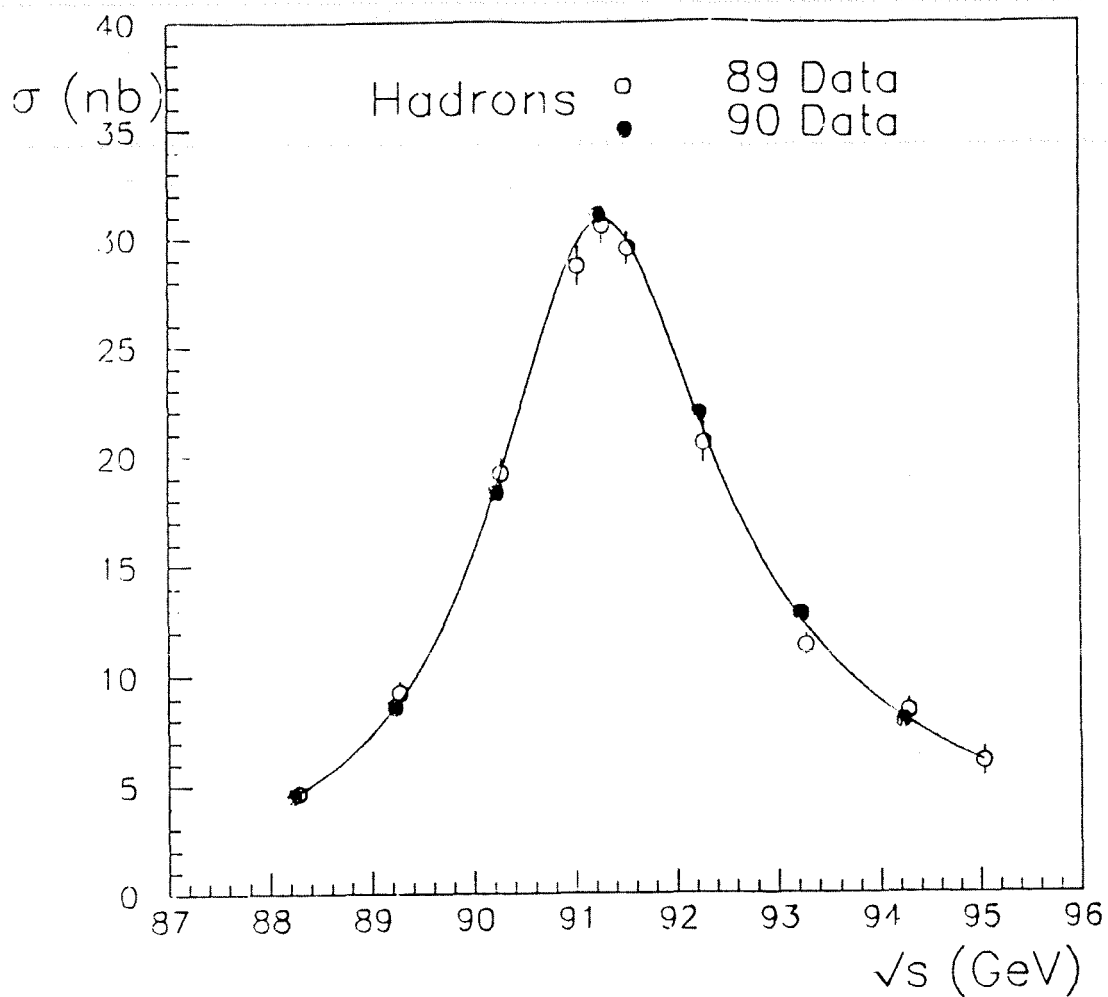


Fig. 2 : a) Sections efficaces expérimentales mesurées par DELPHI à 17 énergies de collisions, et la section efficace prédite par le Modèle Standard Minimal, avec 3 familles de neutrinos.
b) Rapports entre les sections efficaces mesurées et ajustées.

Le rapport $\Gamma_\nu^{MS}/\bar{\Gamma}_l^{MS}$ dépend en effet beaucoup moins de m_t et de M_H que les largeurs partielles qu'il fait intervenir, les dépendances de ces dernières se neutralisant au premier ordre dans le rapport. Celui-ci vaut : $1,994 \pm 0,002$.

En remplaçant Γ_{inv} par son expression donnée en (1), on obtient :

$$N_\nu = \frac{\bar{\Gamma}_l^{MS}}{\Gamma_\nu^{MS}} \left(\sqrt{\frac{12\pi R_h}{M_Z^2 \sigma_0}} - R_h - 3 \right)$$

La valeur ainsi obtenue pour le nombre de familles de neutrinos légers est :

$$N_\nu = 2,91 \pm 0,04 (stat) \pm 0,07 (syst)$$

L'erreur sur N_ν est dominée par l'erreur de normalisation globale introduite par σ_0 . Le remplacement de la valeur de R_h donnée par le MSM par celle mesurée par les collaborations LEP ne change pas les résultats.

Les deux résultats sur N_ν sont compatibles avec l'hypothèse du MSM de 3 familles de neutrinos légers. On n'observe donc aucune manifestation significative d'une quatrième génération de fermions, où le neutrino serait le fermion le plus léger.

VI.3.2 Contraintes sur les extensions et les alternatives du MSM

Aucun signe de physique nouvelle n'ayant été observé, les valeurs mesurées de Γ_Z et de Γ_{inv} ont été utilisées pour déterminer des limites inférieures aux masses des nouvelles particules.

L'existence d'un état final nouveau se manifesterait par l'augmentation de la largeur totale de désintégration du Z^0 (Γ_Z). Quant à la largeur hadronique, elle augmente en proportion des événements du nouvel état final sélectionné par les critères mentionnés au chapitre V. La section efficace σ_0 , qui varie comme $\frac{\Gamma_h}{\Gamma_Z^2}$, peut donc être diminuée artificiellement. Cette diminution se fait dans les mêmes proportions pour chaque énergie de collision, et n'affecte donc pas la largeur totale mesurée, qui contiendra la largeur partielle due au nouvel état final. Quant à la largeur Γ_{inv} , qui varie comme $\sigma_0^{-\frac{1}{2}}$, sa valeur sera augmentée artificiellement.

Γ_{inv} peut aussi augmenter d'une manière artificielle parce que la valeur de Γ_{vis} est calculée dans le cadre du Modèle Standard Minimal en tenant compte uniquement des particules connues. Or une nouvelle génération de fermions contribuerait

aussi bien à la largeur invisible au travers de son neutrino qu'à la largeur visible au travers de ses fermions chargés. Comme les nouveaux fermions chargés ne sont pas pris en compte dans la valeur de Γ_{vis} , la différence entre cette dernière et la valeur mesurée de Γ_Z , c'est-à-dire Γ_{inv} , contient toutes les contributions de la nouvelle famille.

On cherche à inférer la valeur maximale permise de la largeur partielle Γ_{new} correspondant à la production d'une particule nouvelle à partir des valeurs mesurées de Γ_Z et de Γ_{inv} ainsi que de leurs valeurs prédites par le MSM. Ainsi Γ_{new} résulte de la différence entre la largeur totale (ou invisible) mesurée et la largeur totale (ou invisible) donnée par le MSM, compte tenu des incertitudes expérimentales et théoriques.

Les incertitudes théoriques sur les différentes largeurs du Z^0 proviennent essentiellement des incertitudes sur les masses du quark top et du boson de Higgs, de la constante de couplage forte α_s et dans une moindre mesure de l'incertitude sur la masse du Z^0 .

Il faut cependant mentionner que l'incertitude sur la masse du boson de Higgs n'est pas gaussienne, et que celle sur α_s a une composante non-gaussienne. Dans une approche réaliste du calcul de Γ_{new} , il faut donc traiter séparément la composante gaussienne de l'erreur sur la largeur prédite par le MSM et sa composante non gaussienne. L'expression de la limite supérieure à la valeur de Γ_{new} à 95% de niveau de confiance est donnée par :

$$\Gamma_{new} = \Gamma_{exp} - (\Gamma_{MS} - \Delta\Gamma_{MS}) + 1,65 \delta(\Gamma_{exp} - \Gamma_{MS})_{Gauss} \quad (3)$$

où Γ_{exp} et Γ_{MS} sont respectivement les largeurs expérimentale et théorique (MSM), aussi bien dans le cas de la largeur totale que dans celui de la largeur invisible. $\Delta\Gamma_{MS}$ est le déplacement de Γ_{MS} provoqué par la variation de la masse du boson de Higgs entre 300 et 1000 GeV/c²*, et de la valeur de α_s entre 0,098 et 0,110. $\delta(\Gamma_{exp} - \Gamma_{MS})_{Gauss}$ est l'erreur gaussienne restante; elle est due à la précision sur les masses du quark top et du Z^0 pour ce qui concerne Γ_{MS} , et aux erreurs statistiques et systématiques qui affectent Γ_{exp} . On ne s'intéressera qu'aux incertitudes négatives car on cherche la limite supérieure de Γ_{new} .

* La limite supérieure à la masse du boson de Higgs n'est pas connue précisément. Pour illustrer la sensibilité des prédictions de MSM à M_H , Γ_Z^{MS} et Γ_{inv}^{MS} ont aussi été calculées pour $M_H = 2 \text{ TeV}/c^2$: leurs valeurs s'en sont trouvées réduites de 3 et de 0,4 MeV respectivement.

Après cette mise en place du cadre dans lequel s'effectue le calcul des largeurs résiduelles, nous allons extraire leurs valeurs numériques à partir de la largeur totale et de la largeur invisible.

VI.3.2.1 Détermination de la largeur totale résiduelle

La valeur de la largeur totale du Z^0 donnée par le MSM est $\Gamma_Z^{MS} = 2,4841 \text{ GeV}$. Les incertitudes gaussiennes sur cette valeur sont :

$$\begin{aligned} &+10/-8 \text{ MeV provenant de la masse du quark top;} \\ &\pm 1.9 \text{ MeV provenant de la masse du } Z^0. \end{aligned}$$

Les déplacements de Γ_Z^{MS} dus à la variation de M_H et de α_s sont respectivement de -4.9 et -7 MeV . La valeur de Γ_Z^{exp} mesurée expérimentalement est de $2,465 \pm 0,0196 \text{ (stat)} \pm 0,005 \text{ (syst)} \text{ GeV}$.

On obtient ainsi, en vertu de la relation (3), $\Gamma_Z^{new} = 29 \text{ MeV}$.

VI.3.2.2 Détermination de la largeur invisible résiduelle

La largeur invisible prédite par le Modèle Standard Minimal est : $\Gamma_{inv}^{MS} = 500,2 \text{ MeV}$. Les erreurs sur la différence $\Gamma_{inv}^{exp} - \Gamma_{inv}^{MS}$ sont les suivantes :

$$\begin{aligned} &+1,9/-1,4 \text{ MeV provenant de } m_t ; \\ &\pm 0,4 \text{ MeV provenant de } M_Z . \end{aligned} \tag{4}$$

L'erreur due au Modèle Standard Minimal sur Γ_{inv}^{MS} est plus petite que celle de Γ_Z^{MS} . Les contraintes sur la largeur résiduelle invisible seront donc plus fortes que sur la largeur résiduelle totale.

L'erreur linéaire due à l'incertitude sur M_H et α_s est de 2.8 MeV . Cette erreur englobe l'erreur sur Γ_{inv}^{MS} ($0,6 \text{ MeV}$) et l'erreur qui affecte Γ_{inv}^{exp} via $\bar{\Gamma}_l$ et R_h ($2,2 \text{ MeV}$).

La largeur invisible mesurée étant $\Gamma_{inv}^{exp} = 486,4 \pm 14 \text{ MeV}$, l'expression (3) conduit à : $\Gamma_{inv}^{exp} = 12 \text{ MeV}$.

En résumé, les largeurs résiduelles ont les valeurs suivantes :

$$\Gamma_Z^{new} = 29 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad \Gamma_{inv}^{new} = 12 \text{ MeV}$$

Les limites supérieures obtenues pour les largeurs résiduelles correspondent à un niveau de confiance supérieur à 95%. Les hypothèses émises pour le calcul des erreurs sont en effet très conservatives.

VI.3.3 Interprétation des largeurs résiduelles

Les largeurs résiduelles calculées plus haut vont être utilisées pour déterminer des limites inférieures sur la masse de particules non observées, en supposant que la largeur résiduelle considérée (totale ou invisible) provient de la désintégration du Z^0 en une paire de ces particules, et en utilisant la variation des largeurs partielles en fonction de la masse des particules considérées.

Contrairement aux recherches directes de nouvelles particules, cette méthode présente l'avantage d'être d'autant plus sensible aux particules nouvelles qu'elles sont légères. Ainsi la sensibilité de la méthode est-elle maximale pour des particules de masse nulle. Cette approche est donc complémentaire à celle des recherches directes.

Les différentes hypothèses émises sur l'existence de nouvelles particules permettent de classer ces dernières en 4 catégories :

- a) Le dernier quark non encore observé prédit par le MSM, le quark top;
- b) Une quatrième génération de fermions prédite par des extensions du Modèle Standard Minimal (elle inclut un neutrino de Dirac ou de Majorana, un lepton chargé, un quark b' et un quark t');
- c) Les particules prédites par le Modèle Supersymétrique Minimal : sneutrinos, sleptons, squarks ainsi que des bosons de Higgs additionnels (neutres et chargés) et les charginos;
- d) Les particules excitées prédites par les modèles composites : leptons neutres ou chargés excités et quarks excités.

Les limites obtenues sont résumées dans le tableau 2. Les expressions des largeurs partielles de la production en paires de ces particules sont données dans l'annexe B en fonction de leurs masses et de leurs couplages.

Ces limites sont calculées en supposant que la largeur résiduelle provient uniquement de la particule recherchée, ce qui - en toute rigueur - n'est pas cohérent. Par exemple, une quatrième génération de fermions se manifesterait par des corrections radiatives "obliques" mettant en jeu les masses de tous les fermions de la nouvelle génération. Dans les cas traités ici, ces effets sont négligés.

Quant à la limite sur la masse du quark top, elle ne tient pas compte de la production de résonance d'états liés $t\bar{t}$ (toponium), et de leur interférence avec le pic du Z^0 si la masse du top dépasse $44 \text{ GeV}/c^2$ environ.

Tableau 2

Limites inférieures à 95% de niveau de confiance pour les masses de particules non observées, données par les largeurs résiduelles du Z^0 .

Particule	Limite donnée par Γ_Z^{new} [GeV/c ²]	Limite donnée par Γ_{inv}^{new} [GeV/c ²]
quark top	43	
quark b'	45	
lepton $L^\pm$	33	
ν_L Dirac	44	45
ν_L Majorana	38	42
squark up	39	
squark down	40	
sleptons chargés	22	
sneutrino	32	39
charginos	44	
u^*	45	
d^*	45	
$l^\pm^*$	33	

On observe dans le tableau 2 que la limite inférieure sur la masse de la plupart des particules baryoniques non encore observées est proche de la limite cinématique (autour de $45 \text{ GeV}/c^2$).

On peut remarquer que les limites inférieures obtenues pour la masse des neutrinos de Dirac interdisent d'expliquer la masse cachée de l'Univers par la présence de ces neutrinos dans les galaxies ou dans leur périphérie. En effet, des neutrinos très lourds (i.e. de masse supérieure à 40 GeV), se seraient recombinaés trop rapidement (vu que la section efficace d'annihilation $\nu\nu$ varie comme M_ν^2), avec pour conséquence un déficit dans la population de neutrinos dans l'espace. Un tel déficit est contradictoire avec la valeur mesurée de la constante cosmologique Ω .

VI.4 Conclusions.

Des ajustements de l'expression théorique de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ aux valeurs expérimentales mesurées par DELPHI pour 17 valeurs de l'énergie de collision ont été réalisés. L'expression théorique de la section efficace a été choisie de manière à ce qu'elle soit la moins dépendante possible des prédictions du MSM. Un ajustement à trois paramètres donne les valeurs suivantes :

$$M_Z = 91,183 \pm 0,011 \text{ (stat)} \pm 0,02 \text{ (LEP)} \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_Z = 2,465 \pm 0,020 \text{ (stat)} \pm 0,005 \text{ (syst)} \text{ GeV}$$

$$\Gamma_e\Gamma_h = 0,1443 \pm 0,0019 \text{ (stat)} \pm 0,0013 \text{ (syst)} \text{ GeV}^2$$

Les résultats de l'ajustement ont permis de calculer la section efficace de Born au pic σ_0 , ainsi que la largeur invisible Γ_{inv} du Z^0 :

$$\sigma_0 = 41,92 \pm 0,22 \text{ (stat)} \pm 0,33 \text{ (syst)} \pm 0,21 \text{ (theo)} \text{ nb}$$

$$\Gamma_{inv} = 486 \pm 7 \text{ (stat)} \pm 12 \text{ (syst)} \pm 2 \text{ (MS)} \text{ MeV}$$

Un bon accord est observé entre ces valeurs et les prédictions du Modèle Standard Minimal (avec 3 familles de neutrinos sans masse). Aucun signe de physique au-delà du MSM n'est observé.

Ces résultats sont confirmés par un second ajustement complètement contraint par le MSM.

La largeur invisible a été utilisée pour déterminer le nombre de familles de neutrinos légers N_ν :

$$N_\nu = 2,92 \pm 0,04 \text{ (stat)} \pm 0,07 \text{ (syst)}$$

Cette valeur est compatible avec les 3 familles de neutrinos du MSM.

On a aussi déterminé les limites supérieures des largeurs résiduelles totale et invisible, imputables à des particules nouvelles. On peut considérer que les valeurs obtenues représentent les contributions maximales d'éventuelles nouvelles particules aux largeurs totale et invisible du Z^0 . Elles valent :

$$\Gamma_Z^{new} = 29 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad \Gamma_{inv}^{new} = 12 \text{ MeV}$$

Des limites inférieures à la masse de nouvelles particules ont pu être ainsi déduites. La précision des résultats montre un grand progrès par rapport aux résultats issus des données de 1989. Dans le futur, l'augmentation de la luminosité du LEP, et l'accumulation d'une grande statistique permettront de connaître les valeurs des paramètres de la résonance du Z^0 avec une précision encore sensiblement accrue. Ce progrès devrait enfin permettre de tester les prédictions du MSM avec la grande sensibilité nécessaire à la détection de manifestations de physique nouvelle, dont l'amplitude attendue est très faible.

CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE

D'Août 1989 à Août 1990, près de 140 000 désintégrations hadroniques du Z^0 ont été mesurées auprès du LEP avec le spectromètre DELPHI. Ces mesures ont été réalisées à 17 énergies de collision différentes, réparties de part et d'autre du pic de la résonance du Z^0 . 125 000 de ces événements, enregistrés dans de bonnes conditions, ont été sélectionnés pour le calcul des sections efficaces du processus $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Les critères de sélection s'appuient essentiellement sur l'information des détecteurs de traces. L'efficacité de sélection est élevée (96,3%) et bien connue ($\pm 0,4\%$).

L'ajustement de la section efficace théorique du processus étudié aux mesures expérimentales a permis de déterminer précisément la masse, M_Z , et la largeur totale, Γ_Z , du Z^0 ainsi que le produit de ses largeurs partielles électronique, Γ_e , et hadronique, Γ_h :

$$M_Z = 91,183 \pm 0,011 (stat) \pm 0,02 (LEP) \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_Z = 2,465 \pm 0,020 (stat) \pm 0,005 (syst) \text{ GeV}$$

$$\Gamma_e \Gamma_h = 0,1443 \pm 0,0019 (stat) \pm 0,0013 (syst) \text{ GeV}^2$$

$$\chi^2/NDL = 8.5/17 - 3$$

La section efficace de Born au pic et la largeur invisible du Z^0 correspondantes valent respectivement :

$$\sigma_0 = 41,92 \pm 0,22 (stat) \pm 0,33 (syst) \pm 0,21 (theo) \text{ nb}$$

$$\Gamma_{inv} = 486 \pm 7 (stat) \pm 12 (syst) \pm 2 (MS) \text{ MeV}$$

Ces résultats sont conformes aux prédictions du Modèle Standard Minimal (c'est-à-dire avec 3 familles de neutrinos légers). Aucun signe de physique nouvelle n'est observé.

La largeur invisible a servi au calcul du nombre de familles de neutrinos légers existant dans la nature. Le résultat de ce calcul donne : $N_\nu = 2,92 \pm 0,08$. Cette valeur est compatible avec l'hypothèse du MSM de l'existence de 3 familles de neutrinos légers.

On peut considérer que ces valeurs n'ont aucun biais provenant des approximations inhérentes à l'expression de la section efficace théorique du processus $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ utilisée pour les ajustements car sa précision est voisine de

0.1%. La précision avec laquelle la luminosité a été mesurée ($\pm 0,8$ (exp) $\pm 0,5$ (théo)) est à la clé de la haute précision sur les valeurs de σ_0 et surtout de N_ν .

Les limites supérieures à la contribution de nouvelles particules aux largeurs totale et invisible du Z^0 ont été calculées :

$$\Gamma_Z^{new} = 29 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{inv}^{new} = 12 \text{ MeV}$$

Ces valeurs ont été converties en limites inférieures des masses de particules non observées prédites soit par le MSM ou par ses extensions, soit par des modèles alternatifs (Modèle Supersymétrique Minimal, Modèles composites).

Si les mesures réalisées en 1990 ont permis d'améliorer la précision des valeurs des paramètres de la résonance du Z^0 déterminés en 1989 de manière significative, elles ne constituent pas un aboutissement. L'augmentation de la luminosité du LEP, une connaissance plus précise de l'énergie des faisceaux, une meilleure compréhension des erreurs systématiques expérimentales affectant la mesure de la luminosité et la sélection des événements, la diminution de l'incertitude sur la section efficace théorique de la diffusion Bhabha ainsi que la découverte éventuelle du quark top dans les collisions $p\bar{p}$ sont autant d'améliorations qui devraient permettre de déterminer l'ensemble des paramètres de la résonance du Z^0 de manière beaucoup plus précise, et d'en extraire plus d'informations.

ANNEXE A

1 – Expression de la correction virtuelle QED au second ordre, δ_2 :

$$\delta_2 = \left[\frac{\alpha}{\pi} \right]^2 \left[\left(\frac{9}{8} - 2\zeta(2) \right) \ell n^2 \frac{s}{m_e^2} + \left(-\frac{45}{16} + \frac{11}{2} \zeta(2) + 3\zeta(3) \right) \ell n \frac{s}{m_e^2} - \frac{5}{6} (\zeta(2))^2 - \frac{9}{2} \zeta(3) - 6\zeta(2) \ell n 2 + \frac{3}{8} \zeta(2) + \frac{57}{12} \right]$$

avec $\zeta(2) = \pi^2/6$ et $\zeta(3) = 1.202$.

2 – Section efficace différentielle au second ordre des corrections QED :

$$\frac{d\sigma_2(s)}{d\kappa} = \sigma_0(s') \left[\beta \left[\frac{1}{\kappa} - 1 + \frac{\kappa}{2} \right] (1 + \delta_1 + \beta \ell n \kappa) + \left[\frac{\alpha}{\pi} \right]^2 \left[\frac{1 + (1 - \kappa)^2}{\kappa} A(\kappa) + (2 - \kappa) B(\kappa) + (1 - \kappa) C(\kappa) \right] \right]$$

avec

$$A(\kappa) = -\ell n^2 \frac{s}{m_e^2} \ell n(1 - \kappa) + \ell n \frac{s}{m_e^2} \left[Li_2(\kappa) - \frac{1}{2} \ell n^2(1 - \kappa) + \ell n(1 - \kappa) \ell n(\kappa) + \frac{7}{2} \ell n(1 - \kappa) \right] + \frac{1}{2} \ell n^2(1 - \kappa) \ell n(\kappa)$$

$$+ \frac{1}{2} Li_2(\kappa) \ell n(1 - \kappa) - \frac{1}{6} \ell n^3(1 - \kappa) + \zeta(2) \ell n(1 - \kappa) - \frac{3}{2} Li_2(\kappa) - \frac{3}{2} \ell n(1 - \kappa) \ell n(\kappa) - \frac{17}{6} \ell n(1 - \kappa) + \frac{1}{6} \ell n^2(1 - \kappa) - \frac{1}{\kappa} \ell n^2(1 - \kappa) - \frac{1}{3} - \frac{2}{3\kappa} \ell n(1 - \kappa) - \frac{1}{3\kappa^2} \ell n^2(1 - \kappa),$$

$$B(\kappa) = \ell n^2 \frac{s}{m_e^2} \left[\frac{1}{2} \ell n(1 - \kappa) - 1 \right] + \ell n \frac{s}{m_e^2} \left[\frac{1}{4} \ell n^2(1 - \kappa) - \ell n(1 - \kappa) + \frac{7}{2} \right] + \frac{3}{2} Li_3(\kappa) - 2S_{1,2}(\kappa) - \ell n(\kappa) Li_2(\kappa) - \zeta(2) + \frac{1}{6} \ell n^2(1 - \kappa) + \frac{1}{2} \ell n(1 - \kappa) \ell n(\kappa) - \frac{1}{4} \ell n^2(\kappa) + \frac{5}{2} \ell n(1 - \kappa) - \frac{3}{2} \ell n(\kappa) - \frac{1}{6},$$

$$C(\kappa) = 2\ell n^2 \frac{s}{m_e^2} + \ell n \frac{s}{m_e^2} \left[\ell n(1 - \kappa) - \frac{13}{2} \right] + \frac{16}{3} \zeta(2) - \frac{25}{6} Li_2(\kappa) - \frac{13}{12} \ell n^2(1 - \kappa) - 4\ell n(1 - \kappa) \ell n(\kappa) + \frac{3}{2} \ell n^2(\kappa) - \frac{5}{6} \ell n(1 - \kappa) - \frac{15}{6} \ell n(\kappa) - \frac{2}{3}.$$

Les fonctions polylogarithmiques $Li_j(\kappa)$ et les fonctions de Spence $S_{1,2}(\kappa)$ sont définies dans la référence [40].

3 – Section efficace différentielle au second ordre exponentié des corrections QED :

$$\frac{d\sigma_{2exp}}{d\kappa} = \sigma_0(s') \left[\beta \left[\kappa^{\beta-1} (1 + \delta_1 + \delta_2) - 1 + \frac{\kappa}{2} \right] - \left[\frac{\alpha}{\pi} \right]^2 \left[\frac{1 - (1 - \kappa)^2}{\kappa} A(\kappa) + (2 - \kappa)B(\kappa) + (1 - \kappa)C(\kappa) \right] \right]$$

4 – Expressions des facteurs de forme axial et vectoriel traduisant les corrections électrofaibles aux vertex, pour les fermions chargés :

a – échange d'un Z^0 :

$$F_a^{Zf} = \frac{\alpha}{4\pi} \left[a_f (3v_f^2 + a_f^2) \Lambda_2(s, M_Z) + F_L^f \right]$$

$$F_v^{Zf} = \frac{\alpha}{4\pi} \left[v_f (v_f^2 + 3a_f^2) \Lambda_2(s, M_Z) + F_L^f \right]$$

avec, pour chaque sorte de fermions :

$$F_L^\ell = \frac{1}{8s_W^3 c_W} \Lambda_2(s, M_W) - \frac{3c_W}{4s_W^3} \Lambda_3(s, M_W) \text{ pour les leptons,}$$

$$F_L^u = -\frac{1 - \frac{2}{3}s_W^2}{8s_W^3 c_W} \Lambda_2(s, M_W) + \frac{3c_W}{4s_W^3} \Lambda_3(s, M_W) \text{ pour les quarks de type u,}$$

$$F_L^d = \frac{1 - \frac{4}{3}s_W^2}{8s_W^3 c_W} \Lambda_2(s, M_W) - \frac{3c_W}{4s_W^3} \Lambda_3(s, M_W) \text{ pour les quarks de type d.}$$

b – échange d'un photon :

$$F_a^{\gamma f} = \frac{\alpha}{4\pi} \left[Q_f 2v_f a_f \Lambda_2(s, M_Z) + G_L^f \right]$$

$$F_v^{\gamma f} = \frac{\alpha}{4\pi} \left[Q_f (v_f^2 + a_f^2) \Lambda_2(s, M_Z) + G_L^f \right]$$

avec, pour chaque sorte de fermions :

$$G_L^\ell = -\frac{3}{4s_W^2} \Lambda_3(s, M_W) \text{ pour les leptons,}$$

$$G_L^u = -\frac{1}{12s_W^2} \Lambda_2(s, M_W) + \frac{3}{4s_W^2} \Lambda_3(s, M_W) \text{ pour les quarks de type u,}$$

$$G_L^d = \frac{1}{6s_W^2} \Lambda_2(s, M_W) - \frac{3}{4s_W^2} \Lambda_3(s, M_W) \text{ pour les quarks de type d.}$$

s est le carré de l'énergie dans le centre de masse, s' est le carré de l'énergie restante après émission de photons dans l'état initial, M_W représente la masse des bosons $W^\pm$, s_W et c_W représentent respectivement le sinus et le cosinus de l'angle de mélange de Weinberg.

Les fonctions F_L^d et G_L^d ne sont pas valables pour le quark b. Les fonctions F_L^b et G_L^b peuvent être consultées dans la référence [18].

Les fonctions Λ_2 et Λ_3 sont données dans la référence [15].

ANNEXE B

Expressions des largeurs partielles de production de nouvelles particules

Les largeurs partielles données ci-dessous sont normalisées à la largeur de production d'une paire de neutrinos non massifs $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$.

Les corrections QCD sont prises en compte pour les états finaux hadroniques ($q\bar{q}$, quarks excités, squarks) dans le terme :

$$\kappa_{QCD} = \frac{A}{1 - e^{-A}}$$

$$\text{avec } A = \frac{4\pi\alpha_s}{3\beta} \quad \text{et} \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{M_Z^2}}.$$

où m_q représente la masse du quark (ou squark considéré).

1 - Paires de fermions :

$$\Gamma_{f\bar{f}} = \frac{K}{2} [\beta^3 + (1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)^2 \beta (3 - \beta^2)/2]$$

$K = 1$ pour les leptons et $K = 3\kappa_{QCD}$ pour les quarks.

Cette formule est valable pour des fermions d'une nouvelle famille, et pour les fermions excités.

2 - Neutrinos de Majorana :

$$\Gamma_{MM} = \beta^3$$

3 - Squarks et sleptons :

$$\Gamma_{\tilde{f}\tilde{f}} = 2K \beta^3 (Q_f \sin^2 \theta_W - I_3)^2$$

$I_3 = 0$ pour les fermions droitiers et $\pm \frac{1}{2}$ pour les fermions gauchers.

4 - Charginos :

$$\Gamma_{\chi^+\chi^-} = \beta(3 - \beta^2)(1 - 2 \sin^2 \theta_W)^2$$

5 - Bosons de Higgs chargés :

$$\Gamma_{H^+H^-} = \beta^{3/2} (1 - 2 \sin^2 \theta_W)^2$$

REFERENCES

- [1] P. ABREU ET AL. (DELPHI COLLABORATION) — *Phys. Lett.* **241B** (1990)435,
M.Z. AKRAWY ET AL. (OPAL COLLABORATION) — *Phys. Lett.* **240B** (1990)497,
D. DECAMP ET AL. (ALEPH COLLABORATION) — *Phys. Lett.* **235B** (1990)399,
B. ADEVA ET AL. (L3 COLLABORATION) — *Phys. Lett.* **237B** (1990)136.
- [2] S.L. GLASHOW — *Nucl. Phys.* **22** (1961)579,
S. WEINBERG — *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967)1264,
A. SALAM in “Elementary Particle Theory” — ed. Svavthold (Almqvist and Wiksells, Stockholm 1968).
- [3] S.L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS AND L. MAIANI — *Phys. Rev.* **D2** (1970)1285.
- [4] N. CABIBBO — *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963)531,
M. KOBAYASHI AND T. MASKAWA — *Prog. Theo. Phys.* **49** (1973)652.
- [5] P. HIGGS — *Phys. Lett.* **12** (1964)132,
P. HIGGS — *Phys. Lett.* **13** (1964)508,
P. HIGGS — *Phys. Rev.* **145** (1966)1156.
- [6] G. T'HOOFT — *Nucl. Phys.* **B33** (1971)173,
G. T'HOOFT — *Nucl. Phys.* **B35** (1971)167.
- [7] H. FRITZCH, M. GELL-MANN AND H. LEUTWYLER — *Phys. Lett.* **47B** (1973)365,
W.J. MARCIANO AND H. PAGELS — *Phys. Rep.* **36-3** (1978)138.
- [8] G. ARNISON ET AL. (UA1 COLLABORATION) — *Phys. Lett.* **122B** (1983)103,
M. BANNER ET AL. (UA2 COLLABORATION) — *Phys. Lett.* **122B** (1983)476.
- [9] PARTICLE DATA GROUP “Review of Particle Properties” — *Phys. Lett.* **204B** (1988)223.
- [10] J. WESS AND B. ZUMINO — *Nucl. Phys.* **B70** (1974)39.
- [11] L. SUSSKIND — *Phys. Rev.* **D20** (1979)2619,
S. WEINBERG — *Phys. Rev.* **D19** (1979)1277,
E. FARHI AND L. SUSSKIND — *Phys. Rep.* **74-3** (1981)278.
- [12] M. DAVIER — “Annihilation e^+e^- dans le modèle de Weinberg-Salam” —
Cours donné à Gif sur Yvette (France) 1979.

- [13] J.P. ALEXANDER ET AL. — *Phys. Rev.* **D37-1** (1988)56.
- [14] F. BLOCH AND A. NORDSIECK — *Phys. Rev.* **52** (1937)54.
- [15] M. CONSOLI AND W. HOLLIK — *Z. Physics at LEP*, Vol.1, CERN89-08 (1989)7.
- [16] W. HOLLIK DESY Preprint 88-188 (1988).
- [17] H. BURKHARDT ET AL. — *Polarization at LEP*, Vol.1, CERN88-06 (1988)145.
- [18] W. BEENAKKER AND W. HOLLIK — *Z. Phys. C* **40** (1988)141.
- [19] M. MARTINEZ ET AL. CERN-PPE/90-109 (1990).
- [20] D. BARDIN ET AL. — *Z. Phys. C* **44** (1989)493,
— *Comp. Phys. Comm.* **59** (1990)303,
Berlin-Zeuhten Preprint PHE89-19 (1989).
- [21] V. HATTON ET AL. — LEP Absolute Energy in 1990, LEP performance note 12 (1990) non publié.
- [22] P. AARNIO ET AL. "DELPHI detector at LEP" CERN/EF 90-5, CERN/PPE 90-128 (1990).
- [23] M.H. GROS Thèse de l'Université de Paris-Sud LAL 90-25 (1990).
- [24] I.E. TAMM AND I.M. FRANK — *Bull. Aca. Sc. URSS* **14** (1937)107.
- [25] F.A. BERENDS, W. HOLLIK AND R. KLEISS — *Nucl. Phys.* **B304** (1988)712,
M. BÖHM, R. KLEISS AND W. HOLLIK — *Nucl. Phys.* **B304** (1988)687.
- [26] S. JADACH, E. RICHTER-WAS, B.F.L. WARD AND Z. WAS QED Corrections for Bhabha scattering at small angles CERN-TH 5995/91; to appear in *Phys. Lett. B*.
- [27] DELPHI COLLABORATION — DELPHI event generation and detector simulation, — DELPHI note 89-67 (1989), non publié.
- [28] J.E. CAMPAGNE AND R. ZITOUN — *Z. Phys.* **C43** (1989)469 and Proc. of the Brighton Workshop on radiative corrections, Sussex, July 1989.
- [29] T. SJOSTRAND — *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986)347,
T. SJOSTRAND AND M. BENGTTSSON — *Comp. Phys. Comm.* **43** (1987)367,
version 7.2.

- [30] S. NOVA, A. OLSHEVSKI AND T. TODOROV — M.C. generator for two photon physics — DELPHI 90-35-PROG152.
- [31] S. JADACH, B. WARD, Z. WAS, R. STUART AND W. HOLLIK — *Z. Physics at LEP1*, ed. G. Altarelli et al., Vol.3, CERN89-08 (1989)69.
- [32] B. BERNREUTHER, M.J. DUNCAN, J.J. GOMEZ-CADENAS, C.A. HEUSCH AND R. KLEISS — *Z. Physics at LEP1*, ed. G. Altarelli et al., Vol.2, CERN89-08 (1989)1.
- [33] F. KAPUSTA — (Communication privée).
- [34] P. ABREU ET AL. (DELPHI COLLABORATION) — *Phys. Lett.* **241B** (1990)435.
- [35] A. HOFFMANN — (Communication privée).
- [36] S.L. LLOYD “LEP results on precision electroweak test” — Aspen Winter Conference, Aspen (Colorado, USA) 1991.
- [37] P. ABREU ET AL. (DELPHI COLLABORATION) — *Phys. Lett.* **247B** (1990)167.
- [38] P. ABREU ET AL. (DELPHI COLLABORATION) — *Phys. Lett.* **252B** (1990)149.
- [39] PARTICLE DATA GROUP “Review of Particle Properties” — *Phys. Lett.* **204B** (1988)52.
- [40] R. BARBIERI, J.A. MIGNANO AND E. REMIDDI — *Nuovo Cimento* **11A** (1972)824.

Remerciements

Je remercie Monsieur le Professeur Michel Schaeffer de m'avoir accueilli dans le laboratoire de physique des particules du CRN de Strasbourg, et de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je remercie également G. Sauvage et J.L. Riester qui ont bien voulu être les rapporteurs de ce travail, et dont les critiques constructives me furent très bénéfiques.

J'exprime toute ma gratitude à F.M. Renard pour ses remarques judicieuses lors de la lecture de la thèse, ainsi que pour les (trop courtes!) discussions que nous avons eues.

Mon travail a été dirigé avec une rigueur sans faille et une grande disponibilité par Marc Winter. Pendant ces trois années, il a su me communiquer non seulement ses connaissances, mais aussi son enthousiasme, et son sens de la critique. Je tiens à lui exprimer ici toute ma reconnaissance. Merci Marc!

J'ai aussi bénéficié des conseils éclairés et de la grande compétence de Daniel Bloch. Je l'en remercie très vivement.

Ma reconnaissance va aussi à toute l'équipe DELPHI-Strasbourg, dont l'aide me fut très précieuse. Merci à Roger Strub, Jean-Pierre Engel, Marcos Dracos, Pierre Juillot, Jean-Paul Gerber, Jean-Pierre Froberger, Grzegorz Polok, Jean-Daniel Berst, ainsi qu'à mon collègue et ami Daniel Bénédic.

Mes remerciements vont aussi à mes collègues au sein du "team 4" de DELPHI, avec lesquels j'ai eu des discussions stimulantes et fructueuses. Il s'agit de Helmut Wahlen, Klauss Mönig, Alexandre Olshevski, Tzanko Spasoff, Frédéric Kapusta et Fabrice Naraghi.

Je remercie Madame Leila Seifert pour la gentillesse et la compétence avec lesquelles elle s'est acquittée du travail administratif occasionné par ma présence au laboratoire.

La dactylographie a été réalisée en un temps record (une semaine!!) par Mesdames Alice Tissier et Elyette Jegham. Qu'elles trouvent ici l'expression de ma plus grande reconnaissance.

Je remercie également Mesdames F. Deutschmann et M. Ruffler pour la réalisation des figures, ainsi que M. R. Huck pour le tirage.

Je remercie finalement mes parents, ma famille et tous mes amis, qui ne m'ont pas ménagé leurs encouragements et leur soutien.