



# Etude des sections efficaces et des asymétries di-leptoniques à LEP2. Contraintes sur la physique au-delà du Modèle Standard.

Isabelle De Bonis

► **To cite this version:**

Isabelle De Bonis. Etude des sections efficaces et des asymétries di-leptoniques à LEP2. Contraintes sur la physique au-delà du Modèle Standard.. Physique des Hautes Énergies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2013. <tel-00977038>

**HAL Id: tel-00977038**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00977038>**

Submitted on 10 Apr 2014

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

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



Laboratoire d'Annecy-le-Vieux  
de Physique des Particules

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules

Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches

**Etude des sections efficaces et des asymétries  
di-leptoniques à LEP2. Contraintes sur la  
physique au-delà du Modèle Standard**

présenté à l'Université de Savoie par

**Isabelle de Bonis**

Soutenu le 17 décembre 2013 devant la commission d'examen :

L. Di Ciaccio	Présidente
G. Dissertori	Rapporteur
B. Ille	Rapporteur
M.N. Minard	
D. Schlatter	Rapporteur



In2p3



Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules

Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches

**Etude des sections efficaces et des asymétries  
di-leptoniques à LEP2. Contraintes sur la physique  
au-delà du Modèle Standard**

présenté à l'Université de Savoie par

**Isabelle De Bonis**

soutenu le 17 décembre 2013 devant la commission d'examen :

L.	Di Ciaccio	<i>Présidente</i>
G.	Dissertori	<i>Rapporteur</i>
B.	Ille	<i>Rapporteur</i>
M.N.	Minard	
D.	Schlatter	<i>Rapporteur</i>



*à Didier, Loann et Yaël*

*à Françoise S.*

*"On ne voit bien qu'avec le coeur"*

*Le Petit Prince, A. de Saint-Exupéry*



# *Remerciements*

Je remercie tout d'abord Günther Dissertori, Bernard Ille et Dieter-Wolf Schlatter qui ont accepté d'être rapporteurs pour ce mémoire d'Habilitation. Je tiens également à remercier Lucia Di Ciaccio et Marie-Noëlle Minard pour avoir accepté de participer au jury qui a examiné le travail décrit ici.

Au sein des expériences BABAR et ALEPH j'ai travaillé sur des sujets qui m'ont passionnée. Je remercie toutes les personnes avec qui j'ai pu partager cette passion.

Merci à Marie-Noëlle Minard pour son aide précieuse, ses conseils avisés et son soutien.

Merci à Dominique Duchesneau pour son accueil au sein du groupe neutrino du LAPP et pour les discussions enrichissantes qui m'ont permis de construire le projet recherche décrit dans ce mémoire.

Merci également à tous les membres du petit groupe de diffusion scientifique du LAPP, pour leur enthousiasme partagé au fil des années où nous avons travaillé ensemble.

Merci à mes amis et ma famille pour leur fidèle confiance.

Et enfin, merci à Didier Verkindt pour son immense soutien tout au long de l'écriture de ce mémoire d'habilitation. Sa curiosité de la physique, son intérêt pour ce travail, m'ont donné la force de mener à bien celui-ci malgré les nombreuses embûches.





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 Contributions à l'expérience BaBar</b>	<b>13</b>
1.1 Introduction	13
1.2 Implications dans le groupe "Aérogel" de l'expérience BaBar	13
1.2.1 La configuration à deux couches d'aérogel lues par des photomultiplicateurs fine mesh	14
1.2.2 Etude par simulation du prototype de haut indice	15
1.2.3 Test en faisceau au CERN - Résultats - Comparaison avec la simulation	17
1.2.4 Faisabilité du détecteur Cerenkov à seuil en aérogel	21
1.3 Implications dans le groupe Chambre à dérive de l'expérience BaBar	22
1.3.1 Le choix du mélange de gaz Hélium-Isobutane - Motivations	22
1.3.2 Le prototype de chambre à dérive et les premiers tests en laboratoire	23
1.3.3 L'étude du gain de la chambre	26
1.3.4 Les tests en faisceau	31
1.3.5 La chambre de contrôle intégrée au système de gaz de la chambre à dérive BaBar	36
<b>2 Etude de la production de paires de leptons auprès du collisionneur LEP2 dans l'expérience ALEPH : Introduction générale</b>	<b>38</b>
2.1 Introduction	38
2.2 Intérêt de l'étude de la production de paires de fermions	39
2.2.1 A LEP1 et SLD	39
2.2.2 A LEP2	39
<b>3 Aspects théoriques de l'étude de la production de paires de fermions auprès du collisionneur LEP2</b>	<b>40</b>
3.1 Le Modèle Standard électrofaible minimal	40
3.1.1 Le Lagrangien électrofaible du Modèle Standard	40
3.2 L'étude du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$	43
3.2.1 Les sections efficaces et asymétries avant-arrière à l'ordre le plus bas	43
3.2.2 L'importance des corrections radiatives	45
3.2.3 Les corrections radiatives électrofaibles à l'ordre d'une boucle	46
3.2.4 Les sections efficaces dans l'approximation de Born améliorée	48
3.2.5 Les corrections radiatives photoniques (corrections QED)	49
3.2.6 La définition des observables $\sigma_f$ et $A_{FB}^f$	52

3.3	La simulation des événements $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ . . . . .	53
3.3.1	Le générateur $\mathcal{KK}$ . . . . .	53
3.3.2	Le générateur BHWIDE . . . . .	54
<b>4</b>	<b>la mesure des sections efficaces et des asymétries avant-arrière des canaux leptoniques dans l'expérience ALEPH auprès du collisionneur LEP2</b>	<b>55</b>
4.1	Le collisionneur LEP et la mesure de l'énergie du faisceau . . . . .	55
4.2	Le détecteur ALEPH . . . . .	55
4.3	Mesure de la luminosité . . . . .	57
4.4	Les outils d'analyse . . . . .	58
4.5	Définition et méthodes de mesure des sections efficaces et des asymétries avant-arrière . . . . .	59
4.5.1	Les deux analyses : inclusive et exclusive . . . . .	59
4.5.2	Détermination expérimentale de l'énergie effective $\sqrt{s'}$ . . . . .	59
4.5.3	Méthode de mesure de la section efficace totale $\sigma_l$ : . . . . .	60
4.5.4	Méthode de mesure de l'asymétrie avant-arrière $A_{FB}^l$ : . . . . .	60
4.5.5	Détermination des sections efficaces différentielles . . . . .	61
4.6	Les principaux processus de fond aux processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ . . . . .	61
4.7	Mesure des sections efficaces totales et différentielles et des asymétries avant-arrière des processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ . . . . .	63
4.7.1	Le processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . . . . .	64
4.7.2	Le processus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . . . . .	64
4.7.3	Le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . . . . .	68
4.8	Conclusion . . . . .	69
<b>5</b>	<b>Les contraintes sur la physique au delà du Modèle Standard dans l'expérience ALEPH auprès du collisionneur LEP2</b>	<b>74</b>
5.1	Introduction . . . . .	74
5.2	Les interactions de contact à quatre fermions . . . . .	74
5.3	La gravité dans les modèles des dimensions supplémentaires à l'échelle du TeV . . . . .	78
5.4	La production de sneutrinos avec violation de la R-parité . . . . .	79
5.4.1	Le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) : . . . . .	79
5.5	Conclusion . . . . .	83
<b>6</b>	<b>Les processus <math>e^+e^- \rightarrow f\bar{f}</math> : la combinaison des résultats des quatre expériences LEP</b>	<b>85</b>
6.1	Introduction . . . . .	85
6.2	La combinaison des mesures des sections efficaces et des asymétries avant-arrière . . . . .	86
6.3	La combinaison des mesures des sections efficaces différentielles des processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ . . . . .	88
6.3.1	Les processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . . . . .	89
6.3.2	Le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . . . . .	89
6.4	Contraintes sur la physique au-delà du Modèle Standard . . . . .	89
6.4.1	Les interactions de contact à quatre leptons . . . . .	89
6.4.2	La gravité dans les modèles des dimensions supplémentaires à l'échelle du TeV . . . . .	91
6.5	Conclusion . . . . .	91

<b>7</b>	<b>Des années LEP aux années LHC, un exemple : les interactions de contact</b>	<b>92</b>
7.1	Résultats à HERA . . . . .	92
7.2	Résultats à LEP2 . . . . .	93
7.3	Résultats au Tevatron . . . . .	94
7.4	Résultats au LHC . . . . .	96
7.5	Conclusion . . . . .	97
<b>8</b>	<b>Contributions à la diffusion de la culture scientifique</b>	<b>99</b>
8.1	Introduction . . . . .	99
8.2	L'événement : le transit de Vénus devant le soleil, le 4 juin 2004 . . . . .	100
8.3	Fête de la Science 2004 : Le Voyage au Pays des Particules . . . . .	100
8.3.1	L'élaboration du Voyage . . . . .	100
8.3.2	Des journées dédiées à l'accueil du public scolaire . . . . .	101
8.3.3	Le bilan . . . . .	101
8.4	Fête de la Science 2006 : le parcours "Moi, la Fleur et le Caillou..." . . . . .	102
8.4.1	Les ateliers du parcours "Moi, la Fleur et le Caillou..." . . . . .	102
8.4.2	Fenêtre ouverte sur la peinture : des tableaux d'Yves Mairiot au LAPP . . . . .	103
8.4.3	Bilan du parcours "Moi, la fleur et le caillou" . . . . .	104
8.5	De la primaire à la terminale : les projets se multiplient... . . . . .	104
8.5.1	La visite à thème : Autour du LHC et de l'expérience ATLAS . . . . .	104
8.5.2	Le projet : la spirale des dimensions . . . . .	105
8.5.3	Le projet : découverte de la physique du $XX^{\text{ème}}$ siècle . . . . .	107
8.5.4	Les thèmes des visites se diversifient et l'équipe s'agrandit . . . . .	108
8.5.5	Le projet : s'initier au travail d'un physicien des particules . . . . .	108
8.5.6	Les ateliers "Science et Art" . . . . .	110
8.6	L'exposition permanente . . . . .	111
8.7	Conclusion . . . . .	112
<b>9</b>	<b>Projet de recherche</b>	<b>114</b>
9.1	Introduction . . . . .	114
9.2	Les neutrinos . . . . .	114
9.2.1	Des années 1930 aux années 1970 . . . . .	114
9.2.2	La matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) et la probabilité d'oscillation . . . . .	115
9.2.3	La quête expérimentale des 20 dernières années . . . . .	116
9.2.4	Perspectives . . . . .	119
9.3	Le projet LAGUNA-LBNO . . . . .	120
9.3.1	Motivations et objectifs . . . . .	120
9.3.2	Description de LBNO . . . . .	121
9.3.3	La TPC et le prototype CERN . . . . .	121



# Introduction

Ce mémoire décrit les travaux scientifiques que j'ai réalisés depuis ma thèse soutenue en juin 1994 sur l'étude de la fonction de fragmentation du quark  $b$  dans l'expérience ALEPH à LEP1. La première partie de ce mémoire est consacrée à mes activités réalisées dans l'expérience BaBar, expérience qui étudiait les effets de la violation de CP dans le système des mésons B.

J'ai tout d'abord contribué à l'étude de faisabilité d'un compteur Cerenkov à seuil dédié à l'identification des particules chargées. J'ai ensuite réalisé l'étude du mélange gazeux Hélium-Isobutane de la chambre à dérive de BaBar à l'aide d'un petit prototype de chambre à fils construit au LAPP sous ma responsabilité. Enfin j'ai eu la responsabilité de la construction, des tests et de l'installation d'une petite chambre à fils de contrôle du gain dans le système de gaz de la chambre à dérive de Babar.

La deuxième partie de ce mémoire est consacrée à mes activités réalisées au sein de l'expérience ALEPH à LEP2 où mes implications ont été les suivantes :

- mesure des sections efficaces et des asymétries di-leptoniques à LEP2
- interprétation de ces mesures en terme de différents scénarios de nouvelle physique tels que les interactions de contact à quatre fermions, les dimensions supplémentaires et la production de sneutrinos avec violation de la R-parité.
- contribution à la combinaison des résultats di-leptoniques des quatre expériences LEP.

Cette deuxième partie exposant mes activités au sein de l'expérience ALEPH représente le coeur de ce mémoire. Elle se termine par une revue sur les dix dernières années des limites obtenues sur les interactions de contact.

Dans une troisième partie, sont présentées mes différentes activités de diffusion scientifique, notamment auprès du public scolaire durant la période 2004-2012.

Enfin, dans la dernière partie de ce mémoire est décrit mon projet de recherche sur la thématique des neutrinos.



# Chapitre 1

## Contributions à l'expérience BaBar

### 1.1 Introduction

En juillet 1995, j'ai rejoint le groupe du LAPP travaillant sur l'expérience BaBar. Le "BaBar technical design report" [1] venait d'être publié et les derniers développements précédant la phase de construction du détecteur étaient en cours de réalisation. Cette expérience avait pour but l'étude des effets de la violation de CP dans le système des mésons B. Elle était installée à SLAC, sur l'anneau de stockage  $e^+e^-$  PEP II. Ce collisionneur fonctionnait à haute luminosité, au pic de production de la résonance  $\Upsilon(4S)$ , produisant des paires de mésons  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  ou  $B^+B^-$ , émises dans un état cohérent lors de la désintégration du  $\Upsilon(4S)$ . Le collisionneur était asymétrique avec un faisceau d'électrons de 9 GeV et un faisceau de positons de 3.1 GeV, afin de permettre la séparation des vertex de désintégration des deux mésons B. Dans ce chapitre sont décrites mes contributions aux deux projets dans lesquels le groupe du LAPP s'est successivement impliqué : l'étude de faisabilité du compteur Cerenkov à seuil en aérogel puis l'étude et la réalisation du système de gaz de la chambre à dérive.

### 1.2 Implications dans le groupe "Aérogel" de l'expérience BaBar

L'étude des effets de la violation de CP dans le système des mésons B nécessite un système d'identification des particules très performant. En octobre 1994, le DIRC (Detector of Internally Reflected Cerenkov light), permettant la reconstruction des cônes de lumière Cerenkov produits dans des barres de quartz, fut retenu par la collaboration BaBar. Pour compléter la couverture en angle solide du système d'identification des particules il fut aussi envisagé de placer dans la région avant du détecteur un compteur Cerenkov à seuil en aérogel. La faisabilité de trois configurations de ce compteur a été étudiée dans le cadre d'une étroite collaboration entre des physiciens du LAPP, de Rome, Padoue, Novossibirsk et Caltech. L'intérêt pour la physique d'un tel détecteur ainsi que les différentes solutions proposées ont fait l'objet d'un premier état des lieux dans le "BaBar technical design report" [1].

La configuration proposée par le LAPP (fig. 1.1) était un détecteur composé de deux couches d'aérogel d'indices respectifs 1.055 et 1.008, lues par des photomultiplicateurs à grilles fines (fine mesh). Lorsque je l'ai rejoint, le groupe étudiait différentes améliorations possibles de cette option et préparait un test en faisceau au CERN sur la ligne T10 du PS, en collaboration avec les autres physiciens du projet "aérogel".

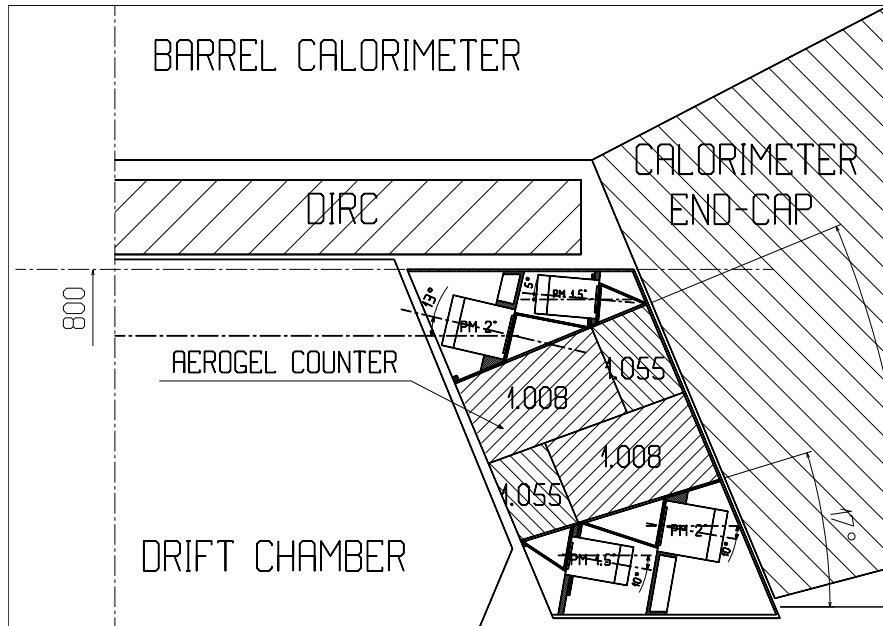


FIG. 1.1 – Configuration du détecteur Aérojel proposée par le LAPP avec lecture par photomultiplicateurs "fine mesh" de diamètres 1.5" et 2" pour les indices respectifs 1.055 et 1.008

### 1.2.1 La configuration à deux couches d'aérojel lues par des photomultiplicateurs fine mesh

Le détecteur Cerenkov à seuil devait couvrir la région avant du détecteur BaBar (acceptance angulaire :  $17^\circ < \theta < 25^\circ$ ) et permettre la séparation des pions et des kaons entre  $0.5 \text{ GeV}/c$  et  $4.3 \text{ GeV}/c$ , ce qui nécessitait l'utilisation d'aérojel de deux indices différents : l'indice  $n = 1.055$  pour assurer l'identification des kaons dans l'intervalle  $0.5 \text{ GeV}/c < p < 1.5 \text{ GeV}/c$  afin de déterminer la saveur du B, l'indice  $n = 1.008$  pour assurer l'identification des pions dans l'intervalle  $1.2 \text{ GeV}/c < p < 4.3 \text{ GeV}/c$  afin de distinguer les canaux de violation de CP tel que, par exemple, le canal  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  du canal  $B^0 \rightarrow K^\pm\pi^\mp$ .

Le développement d'un tel détecteur a nécessité la prise en compte de plusieurs contraintes : celles relatives au critère de séparation  $\pi/K$  :

- obtenir une réponse minimale de 10 photo-électrons avec chaque indice d'aérojel.
- avoir une efficacité élevée pour la détection du photon unique, car, dans l'acceptance du détecteur Cerenkov, un kaon sera identifié comme une particule chargée n'ayant pas créé de signal de lumière Cerenkov.

celles imposées par l'emplacement du détecteur :

- utiliser des photo-détecteurs fonctionnant dans un champ magnétique élevé  $B = 1.5 \text{ T}$ .
- minimiser la quantité de matière placée devant le calorimètre électromagnétique afin de ne pas détériorer la reconstruction des photons de basse énergie.

Le choix des photo-multiplicateurs à grilles fines a été motivé par le fait qu'ils conservent un gain important en présence d'un champ magnétique. Cependant leur réponse à un photo-électron n'est pas gaussienne, ce qui rend leur calibration délicate. Par ailleurs, le nombre de photo-électrons attendus est très faible et dépend fortement des propriétés optiques de l'aérojel ainsi que de la nature des revêtements des cellules et des guides de lumière. Il a donc été nécessaire d'une part, de comprendre et de reproduire la réponse du photo-multiplicateur [2], d'autre part de tester



différents types d'aérogel et de revêtement afin d'optimiser le nombre de photo-électrons détectés. De multiples revêtements (brystol, mylar aluminisé, tyvek, téflon...) ainsi que des aérogels de différentes fabrications ont été testés. Des prototypes bas indice et haut indice de dimensions respectives  $10 \times 10 \times 14 \text{ cm}^3$  et  $10 \times 10 \times 6 \text{ cm}^3$ , correspondant à celles des cellules du détecteur final, ont été construits. En parallèle, il s'est avéré important de développer une simulation permettant de comprendre et d'étudier l'influence des nombreux paramètres physiques sur le nombre final de photo-électrons. J'ai réalisé une grande partie de ce travail de simulation à l'aide du programme GEANT-3.21 [3]. Ce travail est détaillé dans le paragraphe suivant.

### 1.2.2 Etude par simulation du prototype de haut indice :

Afin d'effectuer cette étude, une cellule correspondant au prototype d'indice élevé a été entièrement décrite dans le programme de simulation. Je détaille ci-dessous, ce qui a fait l'objet de mon travail c'est-à-dire la simulation des processus physiques relatifs à la propagation et à la collection de lumière et l'étude approfondie de la réponse du détecteur.

#### Simulation des processus physiques :

La possibilité de produire et de suivre les photons Cerenkov existait déjà dans GEANT3.21 mais il a été nécessaire d'introduire différents processus physiques relatifs à la propagation et à la collection de lumière. L'aérogel, de part sa structure, constituée de pores dont la dimension varie entre 20 et 500 nm, est un milieu diffusant la lumière. Ainsi, le trajet moyen des photons produits, lors du passage d'une particule dans le matériau, augmente fortement entraînant une diminution importante du nombre de photons détectables. De plus, la présence d'impuretés, notamment d'ions  $Fe^{3+}$ , est à l'origine de l'absorption de la lumière dans l'aérogel. Il a donc été nécessaire d'introduire dans la simulation, d'une part, le phénomène de diffusion Rayleigh dont la probabilité est proportionnelle à  $1/\lambda^4$ , d'autre part, le phénomène d'absorption. L'absorption et la diffusion de la lumière sont caractérisés par deux paramètres physiques : la longueur de diffusion  $L_d$  et la longueur d'absorption  $L_a$ , tous deux dépendants de la longueur d'onde  $\lambda$  des photons. La simulation a été ajustée grâce aux mesures de  $L_d$  et  $L_a$  en fonction de  $\lambda$  réalisées par le groupe de Novossibirsk sur l'aérogel d'indice 1.055 [4].

Le choix du revêtement de téflon, le PTFE, comme surface diffusante, a nécessité la prise en compte de trois processus : l'absorption, la réflexion spéculaire et la diffusion de la lumière sur les parois de la cellule. La simulation a été ajustée grâce aux mesures du coefficient d'absorption  $A(\lambda)$  réalisées par le groupe de Novossibirsk [5] et des coefficients de réflexion et de diffusion de téflon effectuées par le groupe de Padoue [6]. Il a été montré que pour des angles d'incidence supérieurs à 70 degrés, la réflexion spéculaire domine, et que pour des angles inférieurs, le photon diffusé l'est préférentiellement dans la direction normale à la surface du PTFE. Concernant la collection de lumière, deux types de photo-cathodes ont été inclus dans la simulation, la photo-cathode UV et la photo-cathode haute efficacité quantique. Dans les deux cas, ce sont les efficacités fournies par le constructeur qui ont été utilisées.

#### Suivi des photons Cerenkov - Premières conclusions

La simulation a permis, tout d'abord de visualiser en trois dimensions l'effet des différents processus sur le parcours des photons produits (fig : 1.2). Elle a montré ensuite qu'un photon

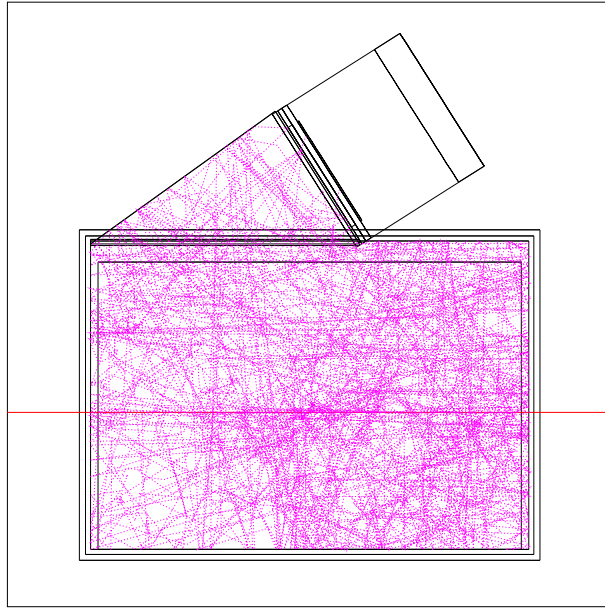


FIG. 1.2 – Suivi des photons Cerenkov produits dans l’aérogel par le passage d’une particule d’impulsion supérieure au seuil Cerenkov et dont la direction incidente est représentée par la ligne horizontale.

détecté, effectuée en moyenne 40 réflexions sur les parois de la cellule. Cette valeur a souligné que le coefficient d’absorption  $A$  du revêtement utilisé était un paramètre prépondérant influant sur l’efficacité du détecteur. Sur la figure 1.3, sont présentées les distributions de la longueur d’onde des photons après une, puis plusieurs réflexions sur les parois du PTFE. Ces distributions ont confirmé d’une part que les photons étaient majoritairement produits dans le domaine UV et ont mis en évidence d’autre part que ces photons UV étaient très rapidement absorbés dans l’aérogel ou dans les parois. Ce dernier résultat a permis de conclure que la photo-cathode UV n’apporterait pas de réelles améliorations par rapport à l’utilisation de la photo-cathode haute efficacité quantique. De plus, comme l’a montré l’étude des distributions de la longueur d’onde des photons détectés en fonction de la position verticale (axe vertical de la figure 1.2) de la particule incidente, l’absorption rapide des photons UV entraîne une réponse non uniforme du détecteur selon l’axe vertical (figure 1.3). Ces différents résultats, ont donc souligné l’intérêt d’utiliser sur les parois un décaleur de longueur d’onde, le PMP-420 [7] qui décale vers 420 nm les longueurs d’onde comprises entre 200 et 380 nm. La simulation a montré que son utilisation permettait d’accroître le nombre de photons et d’améliorer l’uniformité de la réponse du détecteur.

### **Influence des paramètres physiques de la propagation de la lumière sur la réponse du détecteur.**

Le parcours d’un photon dépend fortement de trois grandeurs physiques :  $L_d$  la longueur de diffusion,  $L_a$  la longueur d’absorption dans l’aérogel et  $A$  le coefficient d’absorption du revêtement des parois. Il est apparu intéressant de connaître l’influence de ces trois grandeurs sur la réponse du détecteur, en fonction de la position verticale de la particule incidente. L’influence de chaque

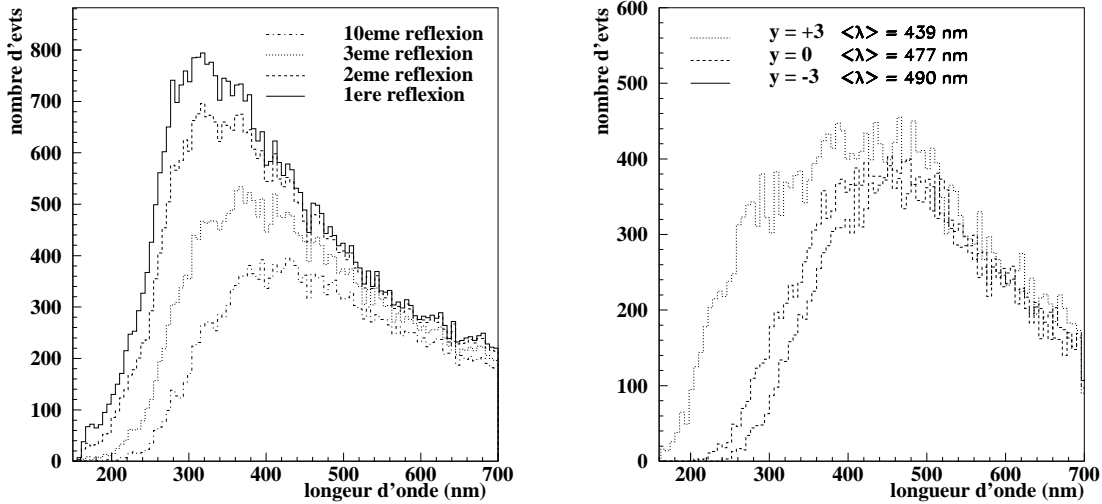


FIG. 1.3 – à gauche : Distribution de la longueur d’onde des photons après la première, deuxième, cinquième et dixième réflexion sur les parois revêtues de PTFE.  
à droite : Distribution de la longueur d’onde des photons détectés par le photomultiplicateur en fonction de la position verticale de la particule incidente.

paramètre a été étudiée séparément, en prenant comme référence les mesures  $L_d(\lambda)$ ,  $L_a(\lambda)$  et  $A(\lambda)$  réalisées à Novossibirsk et à Padoue, puis en effectuant des variations arbitraires de part et d’autre des valeurs mesurées (figures 1.4, 1.5, 1.6).

Cette étude a mis en évidence que le coefficient d’absorption influait fortement sur le nombre de photons détectés alors que la longueur de diffusion influait aussi sur la forme de la réponse du détecteur. De plus, il a été montré qu’en présence de PMP sur les parois, la forme de  $L_a(\lambda)$  dans le domaine  $320 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$  influait fortement sur le nombre de photons détectés.

La simulation du prototype haut indice ainsi que les résultats obtenus ont fait l’objet d’un preprint LAPP [8].

### 1.2.3 Test en faisceau au CERN - Résultats - Comparaison avec la simulation

Les informations apportées ou confirmées par la simulation ont permis entre autres, de fixer le choix du revêtement des prototypes haut et bas indices. Ces prototypes ont alors été testés, au CERN, sur la ligne de faisceau T10 du PS. J’ai participé à ces tests, préparés par l’ensemble du groupe BaBar Aéro-gel. Les équipes de Padoue, Rome et Novossibirsk testaient, sur la même ligne, leurs propres prototypes dont la description est détaillée dans les références [9] [10]. Les tests devaient permettre la mesure :

- de la réponse des prototypes au passage de particules au-dessus du seuil Cerenkov.
- de la réponse des prototypes au passage de particules au-dessous du seuil Cerenkov.
- de la contribution des différentes sources de bruit de fond.

Ces mesures ont pu être réalisées grâce à un faisceau composé principalement de pions et de protons dont l’impulsion pouvait être fixée à des valeurs variant de 1 à 5 GeV/c. Deux détecteurs Cerenkov à  $CO_2$  permettaient de différencier électrons, pions et protons. Le dispositif complet

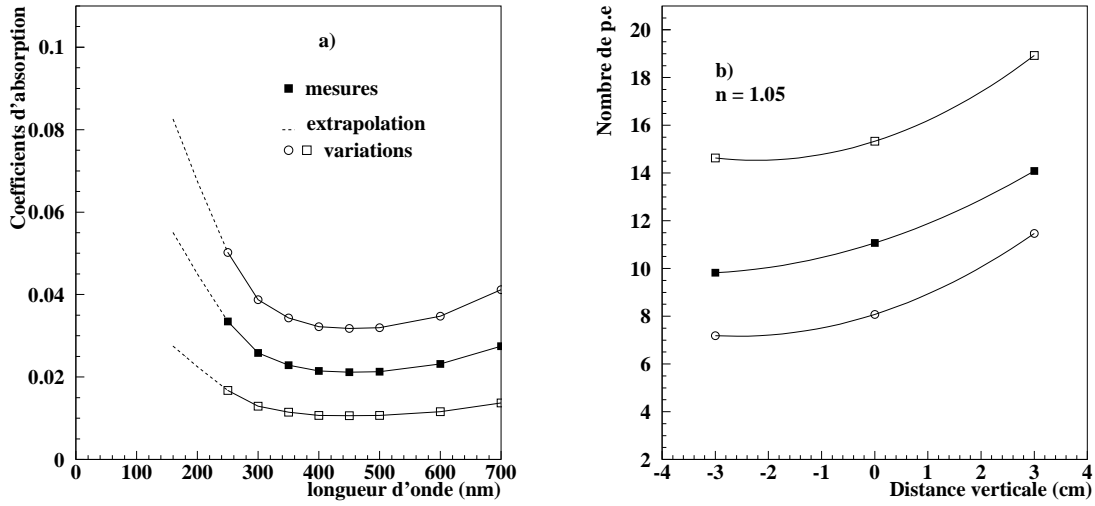


FIG. 1.4 – Influence du coefficient d’absorption  $A(\lambda)$  des parois sur le nombre de photo-électrons.  
 a) Coefficient d’absorption  $A(\lambda)$ . Les carrés noirs représentent les mesures [5], les carrés et les cercles blancs représentent les variations extrêmes fixées arbitrairement pour  $A(\lambda)$ .  
 b) Nombre de photo-électrons en fonction de la position verticale pour chacune des trois séries de points  $A(\lambda)$  représentées sur la partie a.

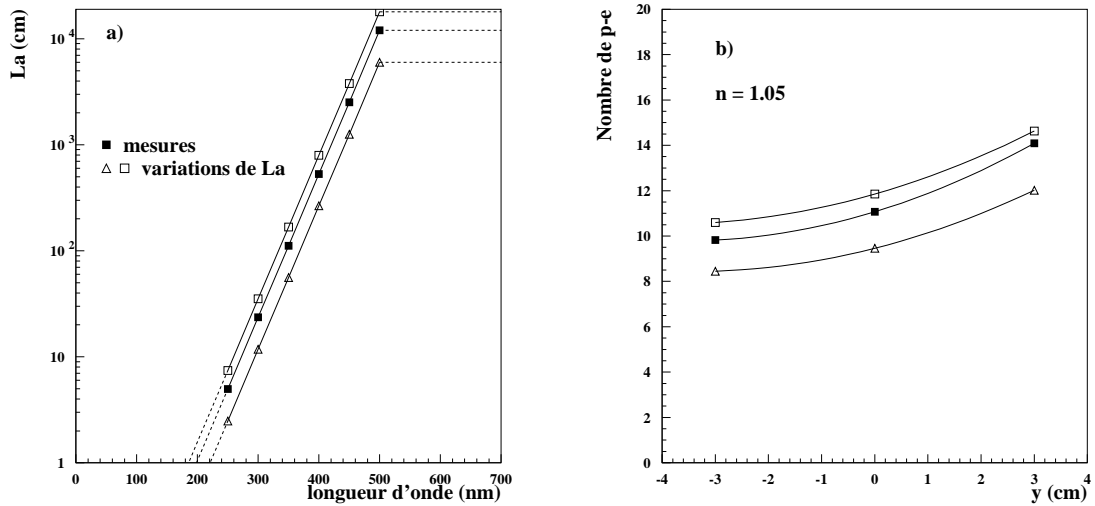


FIG. 1.5 – Influence de la longueur d’absorption dans l’aérogel sur le nombre de photo-électrons.  
 a) Longueur d’absorption  $L_a(\lambda)$ . Les carrés noirs représentent les mesures [4], les triangles et les carrés blancs représentent les variations extrêmes fixées arbitrairement pour  $L_a(\lambda)$ .  
 b) Nombre de photo-électrons en fonction de la position verticale pour chacune des trois séries de points  $L_a(\lambda)$  représentées sur la partie a.

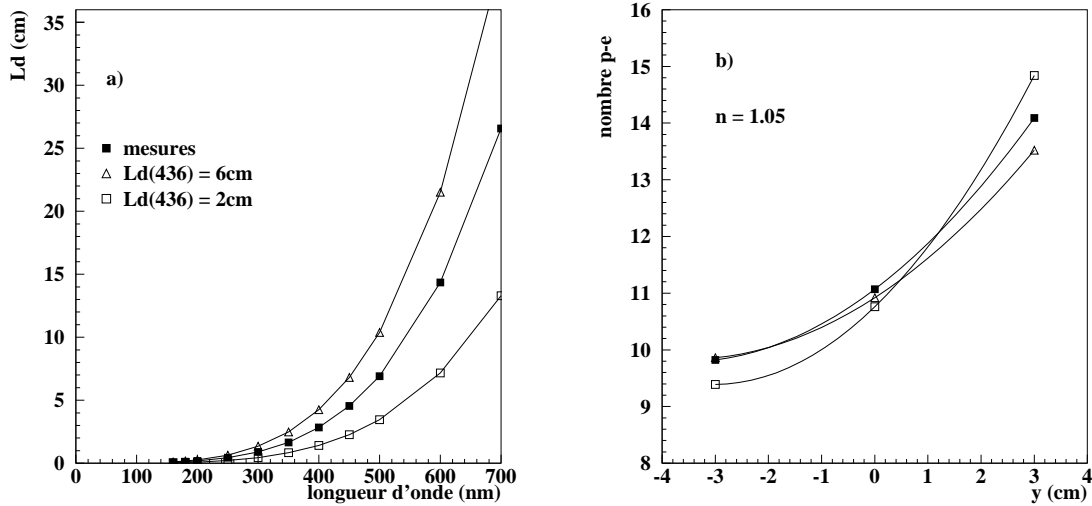


FIG. 1.6 – Influence de la longueur de diffusion dans l’aérogel sur le nombre de photo-électrons.  
 a) Longueur de diffusion dans l’aérogel  $L_d(\lambda)$ . Les carrés noirs représentent les mesures [4], les carrés et les triangles blancs représentent les variations extrêmes fixées arbitrairement respectivement pour  $L_d(\lambda)$ .  
 b) Nombre de photo-électrons en fonction de la position verticale pour chacune des trois séries de points  $L_d(\lambda)$  représentées sur la partie a.

assurant le déclenchement est décrit dans la référence [11].

Les résultats obtenus avec les différents prototypes correspondant aux trois configurations proposées pour le détecteur Cerenkov, sont présentés et discutés dans les références [9], [10] et [11]. Les trois types de configuration donnent des résultats similaires sur le nombre de photons détectés et sur la séparation pion/Kaon.

Les performances atteintes pour les prototypes haut et bas indices testés, sont résumées ci-dessous. La figure 1.7 présente les résultats obtenus, pour le prototype haut indice, avec le faisceau de pions de 5 GeV/c (particules au-dessus du seuil Cerenkov pour les deux indices d’aérogel). Ces mesures ont montré qu’un signal d’au moins 10 photo-électrons pouvait être obtenu quelque soit l’incidence de la particule dans le prototype haut indice. Cette limite n’est pas tout à fait atteinte avec le prototype de bas indice, mais l’utilisation du PMP sur les parois a permis d’améliorer nettement ce résultat : un minimum de 13.4 photo-électrons a été atteint. Les différents résultats ont été comparés à ceux obtenus par la simulation. Pour le haut indice ces résultats sont présentés sur la figure 1.7. Il est à noter qu’il existe des corrélations importantes entre les effets des paramètres  $L_a$ ,  $L_d$  et  $A$ .

Les mesures effectuées avec un faisceau de protons de 5 GeV/c, particules en-dessous du seuil Cerenkov pour l’aérogel d’indice  $n = 1.055$ , ont permis d’évaluer la contribution du bruit de fond à 0.86 photo-électrons. Une étude détaillée dans la référence [11] a établi que l’émission de lumière Cerenkov dans le revêtement de PTFE était la principale source de bruit de fond.

La figure 1.8 présente les distributions du nombre de photo-électrons obtenu avec l’aérogel de haut indice et avec du PMP sur les parois pour des faisceaux de pions et de protons de 5 GeV/c. L’analyse de ces distributions a permis de déterminer, en fonction du seuil choisi sur le nombre de photo-électrons, d’une part la probabilité pour un proton de créer de la lumière dans l’aérogel

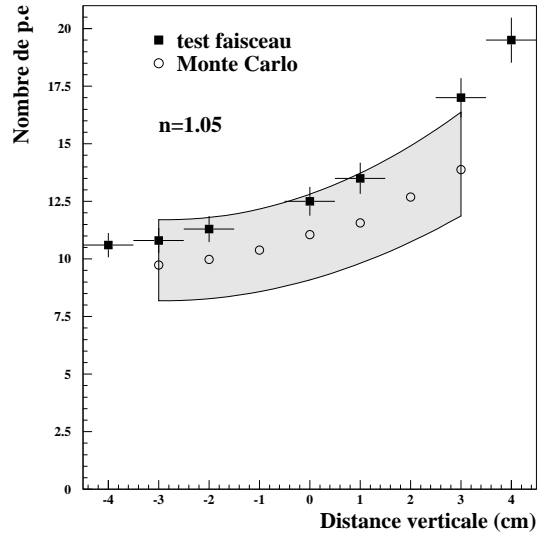


FIG. 1.7 – Mesures du nombre de photo-électrons détectés en fonction de la position verticale de la particule incidente pour un faisceau de pions d’impulsion supérieure à 5GeV/c. Les cercles correspondent aux résultats simulés. La région grisée correspond à l’incertitude sur le nombre de p-e provenant de l’erreur sur les paramètres  $L_a(\lambda)$ ,  $A(\lambda)$  ainsi que sur l’efficacité de la photo-cathode.

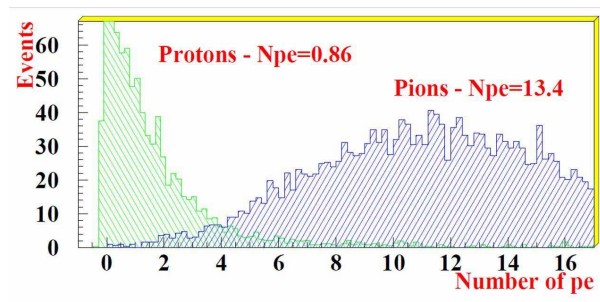


FIG. 1.8 – Distributions du nombre de photo-électrons obtenue avec l’aérogel de haut indice et PMP sur les parois pour des faisceaux de pions et de protons de 5 GeV/c

et d'être identifié comme un pion (contamination en proton), d'autre part la probabilité pour un pion de ne pas créer suffisamment de lumière dans l'aérogel donc d'être identifié comme un proton (inefficacité de détection d'un pion). De ces probabilités (fig : 1.9), il est possible de déterminer pour une valeur de seuil en photo-électrons choisie, le pourcentage de mauvaise identification du pion incident. Dans l'exemple considéré (nombre moyen de photo-électrons détectés  $N_{p-e} = 13.8$ ) et pour une valeur du seuil égale à 4.7 photo-électrons, le pourcentage de mauvaise identification du pion est de 4%.

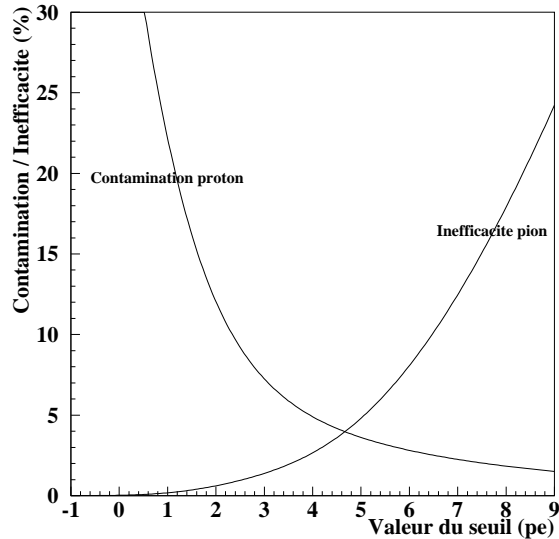


FIG. 1.9 – cas d'une particule à  $\beta = 1$  détectée avec un aérogel d'indice  $n = 1.055$  et du PMP sur les parois.

**Contamination en proton :** probabilité pour un proton de créer de la lumière dans l'aérogel et d'être identifié comme un pion.

**Inefficacité de détection d'un pion :** probabilité pour un pion de ne pas créer suffisamment de lumière dans l'aérogel donc d'être identifié comme un proton.

#### 1.2.4 Faisabilité du détecteur Cerenkov à seuil en aérogel

Les résultats du test en faisceau ont montré qu'un minimum de 13.4 photo-électrons était détecté avec les deux indices d'aérogel utilisés. Cette limite est supérieure à celle imposée dans le "Technical Design Report" pour l'acceptation, par la collaboration BaBar, du détecteur aérogel à seuil. Une séparation de l'ordre de  $4\sigma$  entre des particules au-dessus du seuil et celles au-dessous du seuil est alors atteinte jusqu'à des impulsions de 4.3 GeV/c. Ces performances ont permis d'ajouter dans le "Technical Design Report" qu'un tel détecteur aurait permis, compte tenu de l'acceptance géométrique :

- d'améliorer d'environ 3%, l'efficacité effective d'identification des kaons, dans le cadre de l'identification de la saveur du méson B.
- d'obtenir, en combinaison avec les coupures cinématiques, le  $dE/dx$  et le DIRC, une probabilité de sélection des événements  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  de 95% pour une probabilité de sélection

des événements  $B^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$  de 1%.

Mais, des modifications sur la disposition des aimants autour du point d'interaction de l'accélérateur PEP-II ont réduit la couverture angulaire du détecteur Cerenkov à aérogel. La collaboration BaBar a alors décidé de le supprimer.

Cependant, les développements réalisés sur ce type de détecteurs ainsi que les résultats de la simulation ont été repris et poursuivis par la collaboration AMS et sont développés dans les références [12].

### 1.3 Implications dans le groupe Chambre à dérive de l'expérience BaBar

Le développement du détecteur à aérogel ayant été arrêté, le groupe du LAPP a rejoint le groupe Chambre à dérive de l'expérience BaBar, en prenant en charge l'étude puis la construction du système de distribution de gaz de la chambre.

En parallèle, le groupe a construit un prototype de chambre à dérive afin d'étudier le mélange de gaz à base d'Hélium choisi par l'expérience Babar et encore peu utilisé à cette époque . J'ai été responsable de la construction de ce prototype ainsi que des tests en laboratoire réalisés avec plusieurs mélanges de gaz.

Ce prototype a fait aussi l'objet de trois tests en faisceau, deux auprès du "Proton Synchrotron" du CERN et un au PSI à Zurich. Le groupe a ainsi pu étudier la résolution sur la mesure de la perte d'énergie par ionisation en fonction de la composition du mélange de gaz ou de l'angle d'incidence des particules. J'ai participé activement à l'organisation et au déroulement de ces trois tests.

Une des contraintes fortes imposées au système de gaz de la chambre à dérive de BaBar était de maintenir à l'intérieur de celle-ci un mélange de gaz extrêmement stable. Le groupe a donc proposé la construction d'une petite chambre à fils dédiée à la surveillance du gain de la chambre à dérive de BaBar, afin de visualiser en ligne son évolution. J'ai eu la responsabilité de la construction de cette seconde chambre ainsi que de sa mise en fonctionnement.

Dans les paragraphes suivants, je donnerai tout d'abord, les raisons qui ont motivé le choix du mélange de gaz Hélium-Isobutane pour la chambre à dérive du détecteur BaBar. Puis, je décrirai brièvement le prototype ainsi que l'équipement nécessaire aux tests en laboratoire. Je détaillerai ensuite les mesures de gain réalisées à l'aide du prototype, pour différents mélanges de gaz puis je présenterai l'organisation des tests en faisceau et leurs résultats. Enfin après avoir souligné l'intérêt d'une chambre de contrôle du gain, je détaillerai les étapes de sa construction et de son installation ainsi que les premiers résultats obtenus.

#### 1.3.1 Le choix du mélange de gaz Hélium-Isobutane - Motivations

La mesure des paramètres de la violation de CP nécessite la reconstruction complète du méson  $B^0$  se désintégrant dans un état propre de CP. Ce qui impose de fortes contraintes sur la chambre à dérive. Elle doit permettre :

- Une reconstruction des traces chargées jusqu'à des impulsions de 100 MeV/c. Ce qui est nécessaire pour détecter le pion "mou" produit dans la cascade  $B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}$ ,  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ .



- Une excellente résolution sur l’impulsion des particules chargées donc sur la masse du  $B^0$  reconstruit. Ceci est crucial pour minimiser le bruit de fond  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  dans l’étude du mode  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

Le choix de la géométrie des cellules et des matériaux constituant la chambre à dérive a bénéficié de nombreuses études préliminaires [13], [14] et a fait l’objet d’un ensemble de compromis qui ont été détaillés dans le ”BaBar technical design report” [1]. Les principales motivations du choix du mélange Hélium-Isobutane sont résumées ci-dessous :

- Lors de la désintégration du méson  $B^0$ , les particules étant produites avec une impulsion faible ( $0.6 \text{ GeV}/c < p_t < 2.5 \text{ GeV}/c$ ), la principale limitation sur la mesure de l’impulsion provient du phénomène de diffusion multiple subit par les particules chargées dans le matériau. L’utilisation d’un mélange à base d’Hélium (faible densité) permet d’en minimiser les effets. Ceci est mis en évidence par la faible valeur du terme constant dans la paramétrisation de la résolution sur l’impulsion transverse :  $\sigma(p_t)/p_t$  de l’ordre ( $0.21\% + 0.14\% * p_t$ ) avec  $\cos\theta_{lab} = 0$  et  $p_t$  comprise entre  $0.2 \text{ GeV}/c$  et  $2.6 \text{ GeV}/c$  limite cinématique atteinte dans les désintégrations du méson B.
- La chambre à dérive étant plongée dans un champ magnétique élevé (1.5 T), les mélanges Hélium-Hydrocarbure présentent un autre atout : ils permettent d’obtenir une relation temps-distance plus uniforme que les mélanges à base d’Argon car l’angle de Lorentz (angle entre la direction de dérive et celle du champ électrique) est plus petit.

Plusieurs mélanges à base d’Hélium ont été testés et comparés au mélange Argon- $CO_2$ -Méthane appelé mélange HRS. Le tableau 1.1 et la figure 1.10 résument les résultats obtenus. Le mélange Hélium-DME (DME : DiMéthylEther) permet d’atteindre de bonnes performances mais la très faible valeur de la vitesse de dérive induit des temps de dérive trop longs qui ne sont pas compatibles avec l’utilisation de la chambre dans le système de déclenchement. Le mélange Hélium-Isobutane 80%–20% a été retenu et a permis d’obtenir une résolution spatiale d’environ  $100 \mu\text{m}$  et une résolution sur le dE/dx d’environ 7%. Cependant, ce mélange est inflammable dans l’air ce qui impose d’importantes contraintes de sécurité sur le système de gaz.

Mélange gazeux	Composition (%)	$v_d$ ( $\mu\text{m}$ )	$\theta_l$ ( $^\circ$ )	résolution dE/dx (%)
$Ar - CO_2 - CH_4$ (HRS)	89 – 10 – 1	49	52	7.3
$He - CO_2 - C_4H_{10}$	83 – 10 – 7	19	26	8.5
$He - DME$	70 – 30	6	8	6.7
$He - C_4H_{10}$	80 – 20	22	32	6.9

TAB. 1.1 – Etude de différents mélanges gazeux à la pression atmosphérique et à  $T = 20^\circ C$  : vitesse de dérive  $v_d$  pour  $E = 600 \text{ V}/\text{cm}$   $B = 0 \text{ T}$ , angle de Lorentz  $\theta_l$  pour  $B = 1.5 \text{ T}$ , résolution sur le dE/dx calculée pour une particule au minimum d’ionisation.

### 1.3.2 Le prototype de chambre à dérive et les premiers tests en laboratoire

#### Description du prototype

A la fin de l’année 1996, le groupe du LAPP s’est engagé dans la construction d’un prototype de petite taille, afin d’étudier le mélange de gaz Hélium-Isobutane encore peu connu à l’époque. Le prototype est une chambre à fils cylindrique de 18 cm de longueur et de 15 cm de diamètre. Il est composé de 34 cellules hexagonales, réplique de la super-couche  $n^o2$  de la chambre à dérive

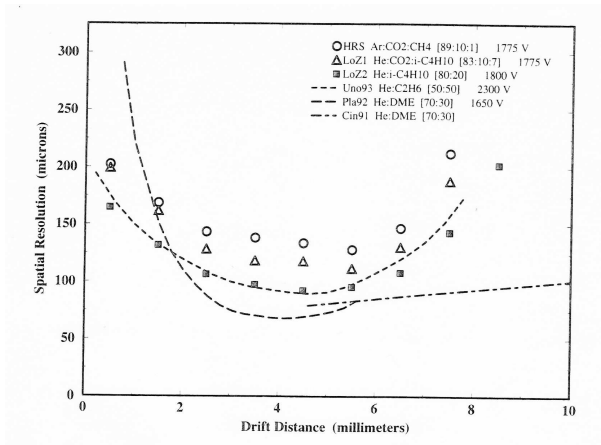


FIG. 1.10 – Résolutions spatiales obtenues pour le mélange Argon- $\text{CO}_2$ -Methane et pour différents mélanges gazeux à base d'Hélium. Les carrés, les cercles et les triangles correspondent aux données obtenues avec le prototype I de la chambre à dérive BaBar, les courbes correspondent aux résultats détaillés dans les références [14], [15], [17].

de BaBar. Pour s'affranchir au mieux des effets de bord, seuls les signaux collectés sur les fils sensibles des 16 cellules centrales sont recueillis par l'électronique de lecture. J'ai coordonné la construction de ce prototype. J'ai travaillé en collaboration avec l'équipe de mécanique du LAPP pour établir le planning de construction ainsi que la répartition des tâches. J'ai ensuite suivi la réalisation des plans dessinés figure 1.11 puis le tissage des fils.

Parallèlement j'ai aussi assuré le suivi de la construction du système de gaz alimentant le proto-

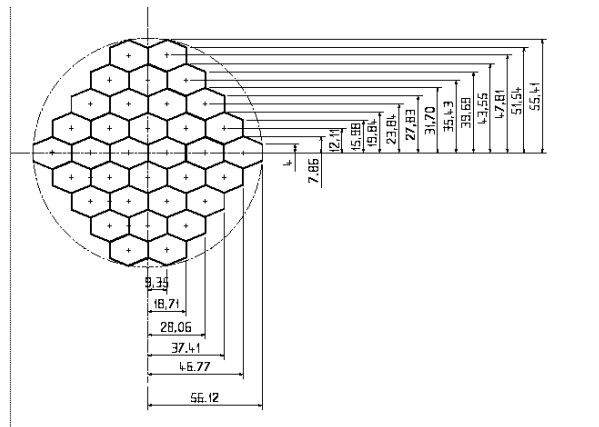


FIG. 1.11 – Plan du prototype de la chambre à dérive construit à Annecy.

type. Ce système a largement bénéficié du travail des autres membres du groupe sur le système de gaz de la chambre à dérive de BaBar. Il devait permettre de contrôler avec précision les proportions d'Hélium et d'Isobutane du mélange étudié, ce qui a conduit à l'achat de débitmètres massiques calibrés au CERN.

De plus, afin d'effectuer des études comparatives, le prototype devait pouvoir être alimenté avec

un mélange HRS (Argon-CO<sub>2</sub>-Méthane : 89% – 10% – 1%), mélange sur lequel de nombreuses références existaient déjà. La solution d'utiliser une bouteille pré-mélangée a finalement été retenue.

J'ai aussi suivi le travail sur la carte d'alimentation en haute tension des fils sensibles. L'électronique de lecture, quant à elle, nous a été en partie prêtée : la pré-amplification puis la mise en forme et l'amplification des signaux ont été faites à l'aide de cartes récupérées de l'expérience DELPHI [18].

### L'équipement nécessaire aux tests

Le mélange Hélium-Isobutane étant inflammable dans l'air, il a été nécessaire de réfléchir au dispositif de sécurité du local dans lequel le prototype a été installé, tout particulièrement au choix des sondes de détection du taux d'Isobutane.

Plusieurs autres points ont dû être étudiés et résolus :

- Le choix des composants du système de contrôle de la pression et de la température du mélange gazeux, assuré par une sonde de pression placée à l'intérieur du prototype et une sonde de température située à la sortie de la chambre.
- Le choix de la source radioactive, une source de <sup>55</sup>Fe émettant des photons X d'énergie 5.89 KeV, ayant une activité élevée (300 000 Bq) nécessaire aux mesures réalisées avec les mélanges à base d'Hélium qui possèdent une section efficace d'absorption très faible.
- Le choix de la chaîne électronique de lecture des signaux. Cette chaîne devait permettre de réaliser d'une part des mesures prises avec la source de <sup>55</sup>Fe pour la calibration et l'étude du gain de la chambre, d'autre part des mesures prises en tests en faisceau pour l'étude des algorithmes de reconstruction d'une trace. Des modules NIM et CAMAC, la plupart empruntés au CERN, ont été utilisés. Les signaux, après leur mise en forme par la carte "DELPHI" pouvaient être lus par un ADC de type "peak-sensing" qui mesure le maximum du signal. Cette électronique a été interfacée à un PC avec un programme d'acquisition en C++ conçu au LAPP.
- la construction d'une cage de Faraday permettant la réduction du bruit électronique. Compte tenu de la nature explosive des mélanges utilisés, le système de gaz a été adapté pour permettre une circulation d'azote à l'intérieur de la cage.

### Les premiers tests

Le prototype a été mis sous tension au printemps 1997 avec un mélange Argon-CO<sub>2</sub> non explosif. Les réglages de la chaîne électronique ont été réalisés en étudiant la détection des photons X de la source de <sup>55</sup>Fe créant dans la chambre des signaux appelés, dans la suite du texte, signaux "source". Nous avons vérifié que sur chacun des fils sensibles des 16 cellules centrales un signal était détecté. Pour chaque mélange étudié, il a été nécessaire de déterminer la tension de fonctionnement du prototype en mesurant les valeurs extrêmes de la haute tension entre lesquelles le nombre d'événements "source" détectés restait quasiment constant. La tension de fonctionnement a été alors choisie égale à la valeur moyenne, soit 1850 V pour le mélange Argon-CO<sub>2</sub>-Méthane et 1750 V pour le mélange Hélium-Isobutane.

Des exemples de spectre de la source <sup>55</sup>Fe obtenus avec le mélange Argon-CO<sub>2</sub>-Méthane puis avec le mélange Hélium-Isobutane sont montrés sur la figure 1.12. Le mélange Argon-CO<sub>2</sub>-Méthane a permis la mesure de la linéarité de la réponse du détecteur grâce à la présence du pic supplémentaire dit "d'échappement" [19] dans le spectre obtenu.

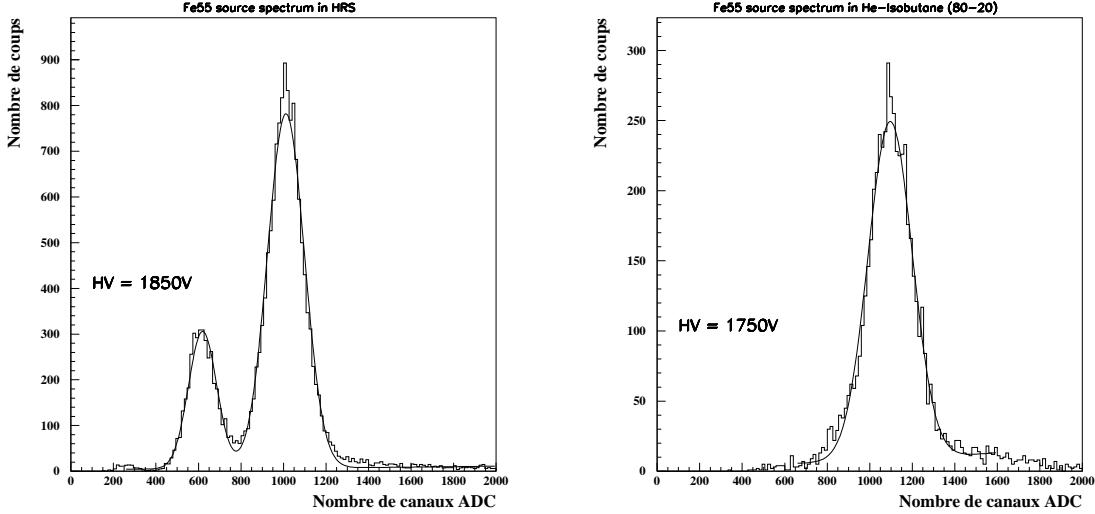


FIG. 1.12 – Spectre de la source de  $^{55}\text{Fe}$  obtenu avec le prototype de chambre à dérive construit à Annecy. A gauche dans le mélange Argon- $\text{CO}_2$ -Méthane avec la présence du pic d'échappement de plus faible intensité, à droite dans le mélange Hélium-Isobutane.

### 1.3.3 L'étude du gain de la chambre

#### La mesure du Gain absolu :

Il est apparu intéressant d'approfondir l'étude des caractéristiques du mélange Hélium-Isobutane et notamment d'utiliser la source de  $^{55}\text{Fe}$  pour mesurer le gain absolu dans les conditions de fonctionnement de la chambre. Ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec Jean-Yves Nief (ATER) et Philippe Gras dont j'encadrerais le stage de DEA.

Lorsqu'une particule chargée traverse une cellule, elle ionise les molécules de gaz, produisant  $n_0$  électrons primaires qui dérivent le long des lignes de champ électrique. Au voisinage du fil sensible, la présence d'un champ électrique très élevé conduit à un phénomène d'amplification du nombre d'électrons (les électrons primaires ayant acquis suffisamment d'énergie pour ioniser à leur tour le gaz et ainsi de suite...). Le nombre de charges collectées par le fil sensible est alors  $G * n_0$  où  $G$  est le gain absolu à mesurer. L'expression du gain  $G$  est donnée par la relation :

$$G = \exp\left(\int_a^{r_c} \alpha(r) dr\right)$$

où  $a$  est le rayon du fil sensible et  $r_c$  est la distance par rapport au fil sensible à partir de laquelle a lieu l'avalanche.

$\alpha$  est le premier coefficient de Townsend qui représente le nombre de paires ion-électron créées par unité de longueur de dérive d'un électron. Ce coefficient dépend de la valeur du champ électrique  $E$  et du mélange gazeux utilisé.

La mesure du gain absolu réalisée en utilisant la source de  $^{55}\text{Fe}$  s'est avérée délicate car seule une fraction de la charge totale  $Q_T$  créée au cours de l'avalanche est mesurable. Il a donc fallu évaluer la convolution induite par la chaîne d'électronique sur le signal "source". N'ayant pu obtenir les caractéristiques précises du préamplificateur de la carte "DELPHI", nous avons, réalisé

un préamplificateur [20].

L'acquisition d'un ensemble d'événements "source" nous a permis d'extraire du spectre obtenu, la charge totale  $Q_T$ . Cette valeur a été ensuite corrigée par le facteur de gain de la chaîne d'électronique. La détermination de  $Q_T$  exigeait aussi la mesure de la capacité  $C$  de la cellule de détection, délicate à mesurer directement. Cette dernière a finalement été estimée à l'aide des caractéristiques du signal de détection aux bornes de la résistance d'entrée du pré-amplificateur (figure 1.13).

De plus, outre les difficultés expérimentales, une difficulté importante était l'estimation de la

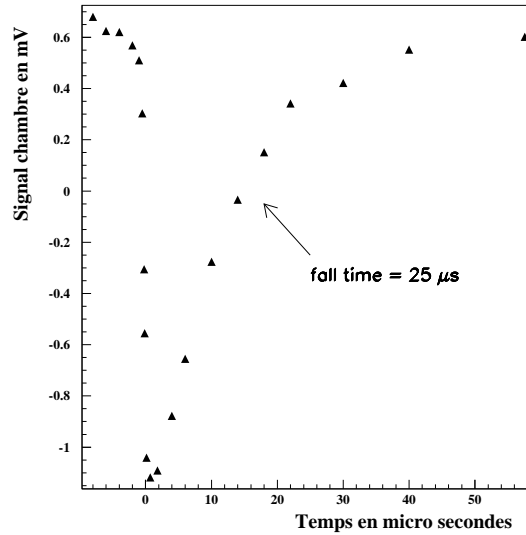


FIG. 1.13 – Signal "source" de la chambre lorsque le pré-amplificateur est connecté.

fraction de charges détectées après différentiation du signal aux bornes du pré-amplificateur. La contribution des électrons n'étant que de 1%, ce signal est induit par la dérive des ions qui s'éloignent de l'anode. Il dépend de la durée totale de dérive  $T_{max}$  des ions dans une cellule. Le calcul de  $T_{max}$  nécessite la connaissance de la mobilité  $\mu^+$  des ions créés dans le mélange de gaz.  $\mu^+$  est évaluée, pour un mélange donné, à l'aide de la loi de Blanc [21]. Un problème subsiste cependant : l'existence de transfert de charge des ions Hélium aux molécules d'Isobutane [19]. Ce mécanisme dont la contribution n'est pas précisément connue, rend incertaine la nature des ions qui dérivent réellement. Pour notre étude, nous avons utilisé la valeur de  $T_{max} = 679$  ns donnée dans [22]. Le gain absolu  $G$  est enfin calculé par la relation  $G = Q_T/n_0e$  où  $e$  est la charge de l'électron. Pour une haute tension de 1750 Volts appliquée au fil sensible, nous avons mesuré un gain de l'ordre de  $2.3 \times 10^4$  pour le mélange Hélium-Isobutane, et un gain de l'ordre de  $2.5 \times 10^4$  pour le mélange HRS, cette dernière mesure compatible avec les résultats attendus avec un tel mélange a permis de valider la méthode de mesure.

## Influence des conditions expérimentales sur la valeur du gain :

De nombreuses expressions analytiques de  $\alpha$  existent suivant le domaine de pression et de champ électrique. Pour des valeurs de  $E/P$  de l'ordre de  $200 \text{ V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$ , ce qui correspond à notre cas de figure, le coefficient  $\alpha$  peut-être considéré comme proportionnel à  $E$ , le gain  $G$  est estimé par la formule de Diethorn [25].

$$\ln G = \frac{V}{\Delta V} \frac{\ln 2}{\ln \frac{b}{a}} \ln \frac{V}{\ln \frac{b}{a} a E_{min} \frac{\rho}{\rho_0}}$$

où  $a$  et  $b$  sont les rayons respectifs de l'anode et de la cathode (la cellule étant assimilée à un cylindre),  $V$  est la tension de polarisation appliquée au fil sensible,  $e\Delta V$  est l'énergie acquise par l'électron entre deux collisions,  $\rho=P/T$  est la densité du gaz,  $\rho_0$  est la densité du gaz dans les conditions standards de température et de pression,  $E_{min}$  est la valeur de  $E$  à partir de laquelle commence l'amplification.

L'étude du gain a tout d'abord été effectuée en fonction de la densité  $\rho$  du gaz (fig : 1.14). Le résultat obtenu, pour un mélange Hélium-Isobutane 80%-20% et une tension  $V = 1800\text{V}$ , a été le suivant :

$$\frac{\Delta G}{G} = -8 \frac{\Delta \rho}{\rho}$$

Ce résultat est en accord avec ceux déjà disponibles dans la littérature [16]. La mesure du gain

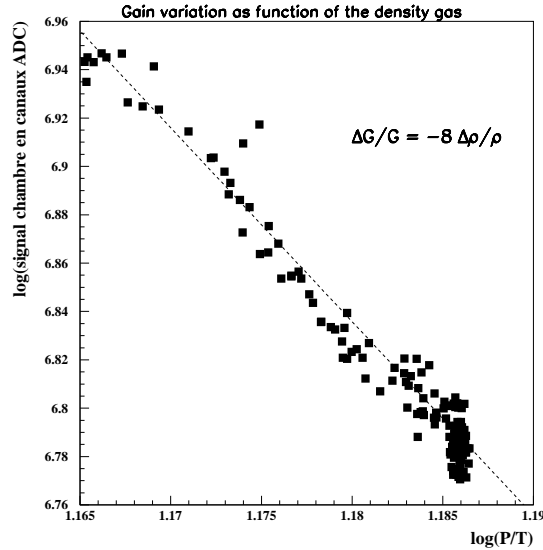


FIG. 1.14 – Signal "source" de la chambre en fonction des variations de la densité  $\rho$  du mélange d'Hélium-Isobutane.

a ensuite été réalisée en fonction de la tension  $V$ . Les résultats sont présentés sur la figure 1.15. De ces mesures ont été extraits les deux coefficients de Diethorn  $\Delta V \sim 22.7 \text{ V}$  et  $E_{min} \sim 22 \text{ kV/cm}$  pour le mélange Hélium-Isobutane.

L'influence d'une modification de la proportion d'Isobutane sur la valeur du gain a été un autre point intéressant à étudier. La figure 1.16 montre l'évolution du signal "source" de la chambre

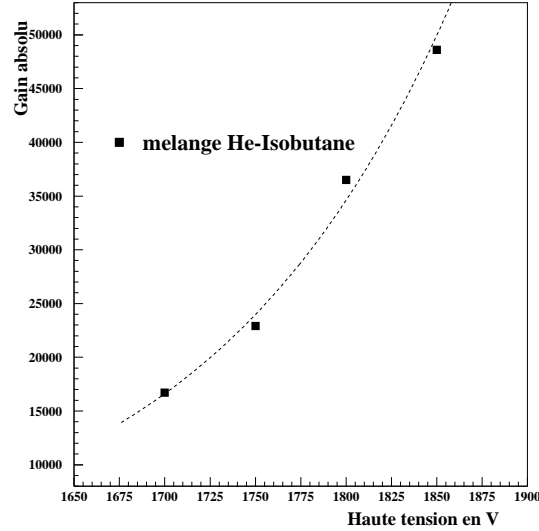


FIG. 1.15 – Etude des variations du gain en fonction de la haute tension appliquée au fil sensible.

au cours du temps lors d’une brusque variation de la proportion d’Isobutane dans le mélange : une variation de l’ordre de 2% de la proportion d’Isobutane, entraîne une variation de 18.5% du gain de la chambre.

L’ensemble des mesures réalisées sur le gain de la chambre a fait l’objet d’une note interne Babar [23].

### Etude simulée du gain absolu :

Parallèlement à ces mesures, j’ai réalisé la simulation du prototype à l’aide du programme Garfield [24] afin de comparer nos mesures aux prédictions. Le programme Garfield simule le comportement des chambres à dérive, il est combiné avec le programme Magboltz [26], programme de simulation des gaz. Une fois introduite la géométrie du prototype, je me suis intéressée plus particulièrement à la simulation du mélange gazeux Hélium-Isobutane. Magboltz permet la prédiction des coefficients de transport dans le mélange étudié (vitesse de dérive, coefficient de diffusion, coefficient de Townsend...). Cette prédiction est basée sur la résolution de l’équation de Boltzmann qui donne l’évolution de la fonction de distribution  $F(\vec{r}, \vec{v}, t)$  des vitesses des électrons soumis à l’action du champ électrique  $\vec{E}$  et interagissant avec les particules de gaz [28] :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r F + \vec{a} \cdot \vec{\nabla}_v F = NC(F)$$

où  $\vec{a}$  est l’accélération de l’électron dûe au champ électrique  $\vec{E}$ ,  $N$  est la densité du gaz et  $C$  est l’opérateur dit de collisions incluant les effets élastiques, inélastiques ou de pertes d’énergie se produisant au cours des collisions.

Cependant la résolution de l’équation de Boltzmann est mathématiquement très complexe et de nombreuses méthodes sont proposées dans le cadre de différentes approximations prenant en compte des contraintes expérimentales de détecteurs de plus en plus sophistiqués [27]. Dans

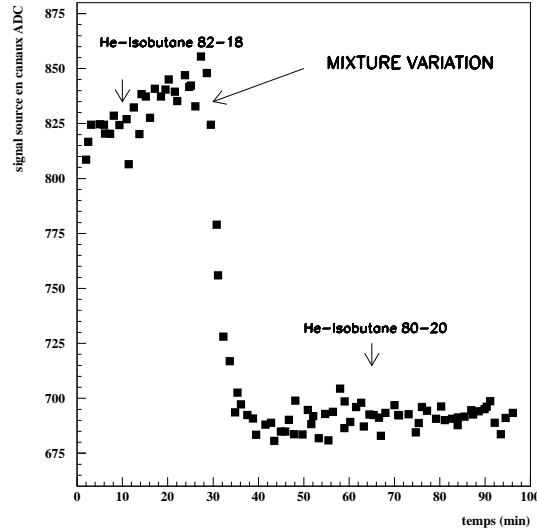


FIG. 1.16 – Evolution au cours du temps du signal "source" de la chambre après une brusque variation du pourcentage d'Isobutane dans le mélange gazeux.

le programme Magboltz, la solution utilisée initialement était établie dans l'approximation de Lorentz qui suppose que la fonction  $F$  soit isotropique donc que les sections efficaces inélastiques soient très faibles. Or ce n'est pas le cas pour les mélanges avec des molécules polyatomiques telles que l'isobutane pour lesquelles les états vibrationnels et rotationnels sont à très basse énergie. La version du programme Magboltz utilisée dans notre simulation prend en compte cet aspect. La résolution de l'équation de Boltzmann repose alors sur la théorie générale du développement de  $F$  en termes de puissance des gradients de la distribution de la densité d'électrons  $n(\vec{r}, t)$ , à l'ordre 1 [28] :

$$F(\vec{r}, \vec{v}, t) = f(\vec{v})n(\vec{r}, t) - \frac{g_r(\vec{v})}{N} \frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial r} - \frac{g_z(\vec{v})}{N} \frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial z}$$

où  $f(\vec{v})$ ,  $g_r(\vec{v})$ ,  $g_z(\vec{v})$  sont les distributions de vitesse et sont développées en polynômes de Legendre jusqu'à l'ordre trois. Les distributions  $g_z(\vec{v})$ ,  $g_r(\vec{v})$  sont respectivement associées au gradient de la densité d'électrons dans la direction de l'accélération de l'électron et dans la direction perpendiculaire à cette accélération.

La technique mathématique de résolution du système d'équations différentielles ainsi obtenu est dite par "backward prolongation" [29]. Cette technique repose sur l'hypothèse que seule la contribution des termes élastiques influe sur la fonction de distribution  $F$  lorsque l'énergie des électrons est suffisamment élevée. La fonction  $F$  obtenue à haute énergie est ensuite prolongée aux basses énergies en prenant en compte les deux contributions, élastiques et inélastiques. La résolution de l'équation de Boltzmann nécessite donc aussi, pour chaque gaz étudié, une connaissance précise des sections efficaces élastique et inélastiques qui dépendent de l'énergie acquise par les électrons dans le champ électrique. A basse énergie (0.1 à 10 eV) l'excitation rotationnelle puis vibrationnelle sont les principales causes de perte d'énergie des électrons. Les processus d'excitation électronique puis d'ionisation deviennent dominants à des énergies supérieures. La complexité des phénomènes rend les prédictions théoriques difficiles. Les sections efficaces sont



extraites pour la plupart des mesures des coefficients de transport. Elles sont ensuite ajustées afin que l'estimation de ces coefficients (obtenue à partir de la fonction de distribution F) reproduise au mieux les résultats expérimentaux. Pour l'Isobutane, peu de mesures étaient disponibles, les sections efficaces inélastiques ont alors été déduites de celles du méthane par application d'un facteur d'échelle [26]. La section efficace élastique, quant à elle, est ajustée à partir des mesures de Schultz [30] et Breskin [31]. Aucune mesure du coefficient de Townsend n'étant disponible, la section efficace d'ionisation a été déduite des résultats du N-Butane. Les sections efficaces associées à l'Hélium étaient connues avec précision. Dans le programme Magboltz, sont aussi pris en compte les phénomènes telle que la désexcitation rotationnelle qui entraînent une augmentation d'énergie pour les électrons.

Durant la prise en main des programmes de simulation, j'ai eu de nombreux échanges avec R. Veenhof (Garfield) et S. Biagi (Magboltz) Ces échanges se sont poursuivis lors de l'interprétation des résultats. Les prédictions obtenues sur la valeur du gain n'étaient pas en bon accord avec celles mesurées. Les valeurs prédites de G sont  $1.5 \times 10^4$  et  $3.4 \times 10^4$  pour une haute tension respectivement de 1750V et 1850 V. Ces valeurs sont à comparer aux valeurs mesurées de G respectivement  $2.3 \times 10^4$  et  $4.8 \times 10^4$ .

Plusieurs causes pouvaient être à l'origine de cet écart :

- La mauvaise précision sur la prédiction du coefficient de Townsend  $\alpha$  dans l'Isobutane qui n'était que de 15% en raison du manque de connaissance des sections efficaces, alors que celle sur les coefficients de dérive et de diffusion pour les gaz purs atteignait 5%
- La dégradation de l'accord entre mesures et prédiction pour un mélange de gaz par rapport aux résultats obtenus pour un gaz pur.
- L'effet Penning [13] : l'Hélium possède un état excité dont l'énergie (19.8 eV) est plus élevée que le potentiel d'ionisation de l'Isobutane (10.6 eV). Les atomes d'Hélium excités lors du passage d'une particule pourraient donc, lors d'une collision, transférer suffisamment d'énergie à une molécule d'Isobutane pour que celle-ci soit ionisée augmentant ainsi le nombre d'électrons primaires. Pour le mélange Hélium-Isobutane, l'étude quantifiée de l'effet Penning n'a pas été réalisée et il n'a donc pas été possible d'en évaluer la contribution.
- L'incertitude introduite par la méthode numérique utilisée pour la résolution de l'équation de Boltzmann, estimée à 2% pour les faibles valeurs de  $\alpha$  et à 10% pour les valeurs élevées.

### 1.3.4 Les tests en faisceau

Le prototype de chambre à dérive construit à Annecy, a aussi permis l'étude des algorithmes de reconstruction de traces ainsi que la mesure de la résolution sur le  $dE/dx$ . Trois périodes de tests en faisceau, d'une dizaine de jours chacune, ont été organisées : Août 1997 au PS du CERN, octobre 1997 au PSI à Zurich et septembre 1998 au PS au CERN.

Pour réaliser ces mesures, il a été nécessaire de compléter et modifier la chaîne électronique de lecture du prototype. De l'expérience L3, nous avons récupéré, une série de Flash-ADCs [32] échantillonnant le signal avec une fréquence de 100 MHz.

J'ai été aussi fortement impliquée dans l'organisation des tests en faisceau par mes contributions dans :

- la logistique du transport du prototype, de la cage de Faraday et du système de gaz sur les lieux du tests.
- l'installation du matériel qui devaient ensuite être validée par le service sécurité du PS ou du PSI, car l'utilisation du mélange explosif Hélium-Isobutane imposait de fortes

contraintes de sécurité. J'ai été responsable du groupe en matière de sécurité lors du dernier test qui s'est déroulé au CERN en septembre 1998.

Durant les trois périodes de tests, j'ai participé activement aux prises de données. Elles se sont succédées en faisant varier la valeur de l'impulsion des particules incidentes pions ou protons, puis la valeur de leur angle d'incidence, puis le pourcentage d'Isobutane dans le mélange gazeux. Chaque test en faisceau fut une étape qui permit d'une part d'ajuster les réglages de la chaîne de lecture, d'autre part d'affiner l'algorithme de reconstruction des traces et d'améliorer la compréhension des résultats expérimentaux nécessaires à la mesure de la résolution sur la perte d'énergie par ionisation. L'ensemble de ce travail, dans lequel s'est investi le groupe BaBar du LAPP, a abouti à l'écriture d'une note BaBar "Study of dE/dx resolution in He-Isobutane mixtures using the Annecy test chamber" [33].

### La reconstruction des traces :

Seules ont été reconstruites les traces traversant les sept cellules centrales de la chambre (le signal lu devant être pour chacune d'elle, de 3 sigma au moins supérieur à la valeur du piédestal) L'étude a été réalisée en l'absence de champ magnétique, avec, en un premier temps, un mélange standard Hélium-Isobutane et un faisceau de particules arrivant perpendiculairement aux fils sensibles :

- **La mesure de la résolution sur le temps de dérive :**

La détermination du temps de dérive pour une cellule donnée a été réalisée par extrapolation des signaux échantillonnés à 100 MHz délivrés par les FLASH ADCs. La figure 1.17 présente, pour la cellule 1, la distribution obtenue. La mesure du temps de dérive  $t_d$  a été ensuite corrigée en prenant en compte l'existence de l'offset  $t_0$  dont la valeur a été estimée par ajustement d'une gaussienne sur la dérivée de la distribution précédente.

La résolution alors obtenue sur la mesure du temps de dérive est de l'ordre de 20 ns, elle était ici limitée par l'utilisation d'une électronique de lecture ne possédant pas d'amplificateurs munis de sortie rapide.

- **la mesure de la distance de dérive :**

La détermination de la distance de dérive consiste à exclure une cellule de la reconstruction de la trace. La projection dans cette cellule, de la trace ainsi reconstruite est alors prise comme la distance de dérive  $d$ , à laquelle est associée le temps de dérive mesuré  $t_d$ . La représentation de la distance  $d$  en fonction du temps  $t_d$  est alors ajustée par une fonction polynôme d'ordre 2,  $d(t_d) = a \times t_d + b \times t_d^2$ . De cet ajustement, a pu être extraite la valeur de la vitesse de dérive  $a = 31.4 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ .

Dans le cadre de l'analyse des données prises en test, j'ai poursuivi l'étude simulée du prototype à l'aide du programme Garfield, afin de mieux comprendre la réponse de la chambre. Ce travail a bénéficié des échanges que j'ai continué à avoir avec R. Veenhof notamment au sujet des différentes options possibles qu'offrait le programme. Ce travail a donné lieu à :

- la simulation des lignes de dérive et des isochrones
- l'étude du temps d'arrivée des électrons en comparant les prédictions obtenues avec les différentes options, avec ou sans la prise en compte du phénomène de diffusion et de la formation de nuages d'électrons primaires et secondaires lors du processus d'ionisation.
- la comparaison des résultats obtenus entre une cellule du pourtour de la chambre et une cellule entièrement entourée d'autres cellules.

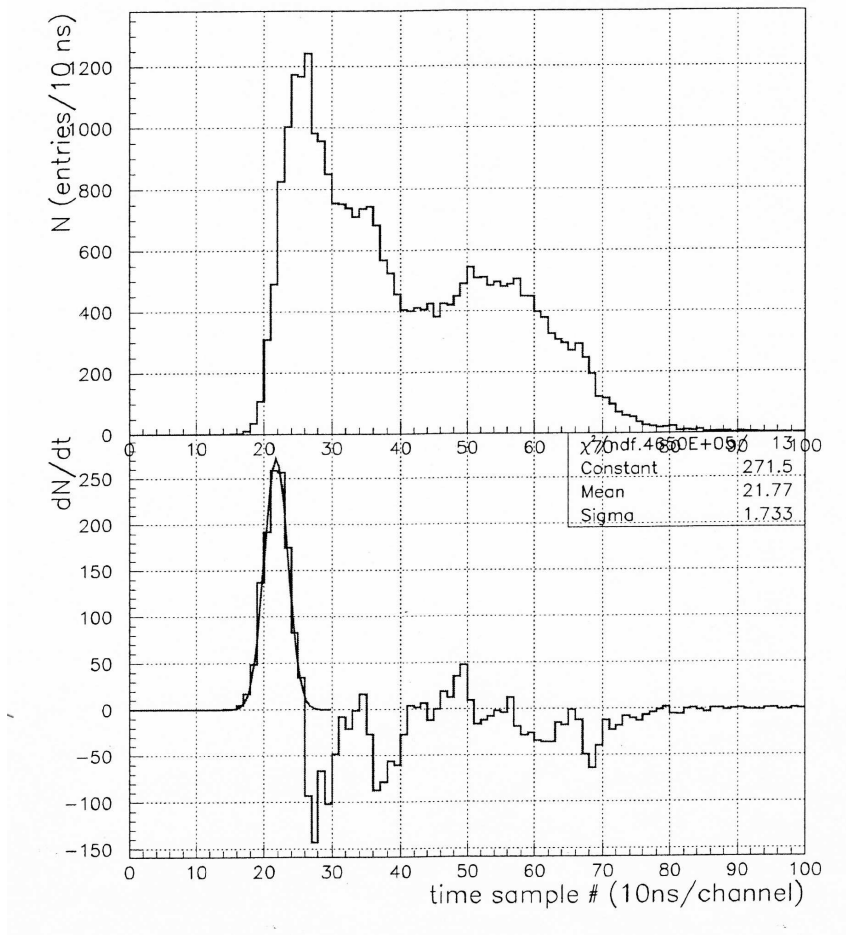


FIG. 1.17 – a) Distribution du temps de dérive mesuré sur la cellule 1 par extrapolation des signaux délivrés par les FLASH ADCs. b) Détermination du  $t_0$  par ajustement de la dérivée de la distribution présentée en a).

Ces études ont fourni la relation temps-distance utilisée pour initier la procédure itérative permettant l'ajustement de la relation temps-distance sur les données du test en faisceau.

### La mesure du $dE/dx$ :

La mesure de l'énergie déposée par ionisation dans une cellule nécessite la détermination, d'une part de la charge collectée, d'autre part de l'élément de longueur de la trace reconstruite contenu dans la cellule. La charge collectée a été mesurée à partir du signal délivré par l'ADC "peak-sensing" auquel a été appliquée une correction prenant en compte les variations du gain en fonction de la densité du mélange gazeux. Cette calibration a été réalisée à l'aide du signal source de  $^{55}Fe$  détecté dans une cellule de référence toutes les 30 minutes durant la prise de données.

#### – L'étude de la résolution sur le $dE/dx$ :

Avec le prototype testé, seules 7 mesures du  $dE/dx$  peuvent être associées à chaque trace sélectionnée. C'est pourquoi plusieurs événements "faisceau" ont été combinés afin de déterminer la résolution sur le  $dE/dx$  atteinte pour 40 dépôts d'énergie, nombre attendu pour une trace typique traversant la chambre à dérive Babar. En effet, comme la distribution de l'énergie perdue par ionisation suit une distribution de Landau caractérisée par une longue queue correspondant à des énergies de transfert élevée produites au cours de collisions dures ou de l'émission d'électrons delta, un nombre important de mesures de dépôts d'énergie par trace est nécessaire afin de déterminer la valeur moyenne de l'énergie perdue  $\langle dE/dx \rangle$  avec une précision suffisante.

Plusieurs méthodes [36] permettent d'extraire la valeur moyenne  $\langle dE/dx \rangle$ , la méthode de la moyenne tronquée [37] a été utilisée pour cette analyse. Suite à l'étude que nous avons réalisée en faisant varier la fraction du nombre de dépôts d'énergie pris en compte, il a été montré que ne retenir que 70% des dépôts les plus faibles permettait d'obtenir la meilleure résolution sur le  $dE/dx$ . La résolution atteinte fut de  $7.1 \pm 0.3\%$ . Cette valeur était légèrement supérieure à celle obtenue avec le prototype Proto-II de la chambre à dérive BaBar [35]. Cette différence provenait de l'utilisation d'une électronique moins performante que celle conçue pour la chambre à dérive BaBar.

Au cours du faisceau test, la résolution sur le  $dE/dx$  a été étudiée en fonction du pourcentage d'Isobutane dans le mélange gazeux. L'utilisation d'un mélange composé de 30% d'Isobutane a conduit à une amélioration de l'ordre de 0.5% de la résolution.

L'étude de la résolution n'a pas montré de dépendance en fonction de la direction des particules incidentes par rapport au fil sensible. Nous n'avons pas non plus observé de phénomène de saturation pour une direction des particules incidentes perpendiculaire au fil (la haute tension appliquée au fil sensible étant limitée à 1750V par l'électronique que nous utilisons).

#### – La mesure de la courbe de Bethe-Bloch :

Pour construire les estimateurs permettant une identification des particules la plus précise possible, il est nécessaire de connaître les variations de l'énergie perdue moyenne en fonction du produit  $\beta\gamma$  avec  $\beta$  la vitesse de la particule et  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .

La décroissance en  $1/\beta^2$  de la courbe de Bethe et Bloch a été étudiée à l'aide de faisceaux de protons d'impulsion variant de 0,8 à 2 GeV/c, la remontée relativiste a été déterminée à l'aide d'un faisceau de pions d'impulsion égale à 2 GeV/c. La figure 1.18 présente les résultats obtenus pour un mélange gazeux composé de 20% d'Isobutane et 80% d'Hélium, normalisés de telle sorte que  $dE/dx/(dE/dx)_{\min} = 1$ .

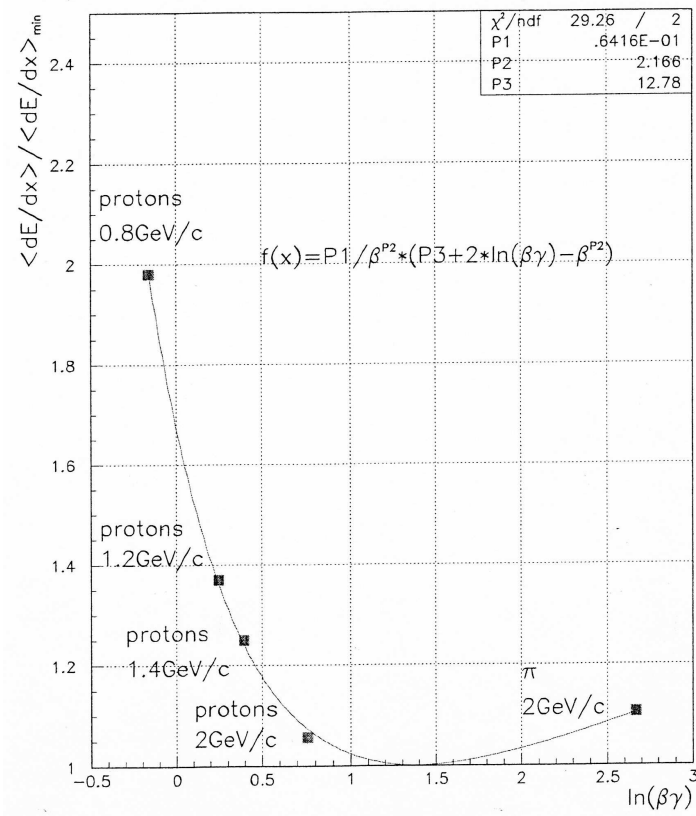


FIG. 1.18 – La courbe de Bethe et Bloch mesurée pour mélange gazeux 20% Isobutane - 80% Hélium

### 1.3.5 La chambre de contrôle intégrée au système de gaz de la chambre à dérive BaBar

De l'étude approfondie du gain et de ses variations, il est apparu important d'intégrer au système de gaz une chambre de contrôle permettant le suivi en ligne du gain de la chambre à dérive de BaBar. La valeur du gain dépendant fortement de la composition du mélange gazeux, cette chambre a été utilisée également pour le contrôle de la qualité du mélange circulant dans la chambre BaBar. J'ai été responsable du suivi de la conception et de la réalisation de cette chambre de contrôle, j'ai assuré avec l'aide de B. Camberlin, électronicien au LAPP, l'ensemble des tests préliminaires sur la fiabilité de son fonctionnement puis j'ai participé activement à son installation à SLAC ainsi qu'à l'analyse des premiers résultats.

#### La conception et la réalisation

Plusieurs questions et problèmes se sont posés :

– **Quelles caractéristiques choisir pour la chambre de contrôle ?**

Nous avons décidé d'utiliser un modèle de carte "Haute Tension" identique à celui alimentant les cellules de la "superlayer 2" de la chambre BaBar, car disposer de la réplique d'une portion de la chambre BaBar permettait une mesure indépendante du gain ainsi que la possibilité de comparer cette mesure avec celle obtenue à l'aide des traces d'électrons. Les différents types de fils et leur sertissage furent donc aussi choisis identiques à ceux de la chambre BaBar.

– **Où introduire la chambre de contrôle dans la boucle de circulation du gaz ?**

La solution retenue fut un branchement en sortie de la chambre BaBar, après le compresseur afin d'éviter de perturber la stabilité de la régulation.

Pour réduire au maximum le bruit électronique, la chambre de contrôle fut placée dans une cage de Faraday hermétique dans laquelle circule pour des raisons de sécurité un gaz neutre tel que le  $CO_2$ .

– **Quelle électronique de lecture utiliser ?**

Nous avons décidé de réaliser une nouvelle carte permettant la lecture de deux voies (avec possibilité du choix de la cellule lue). B. Camberlin fut chargé de ce travail utilisant un pré-amplificateur qui avait été conçu pour l'expérience L3 et dont nous disposions. J'ai participé à l'élaboration du planning qui s'étalait sur une période de trois mois. Les plans de la chambre et de la cage de Faraday devant être finalisés pour mi-octobre 1998 et les tests en laboratoire terminés pour fin décembre avant emballage et transport à SLAC mi-février 1999. L'usinage de la chambre a été sous-traité, le nettoyage s'est déroulé au CERN et le tissage a été réalisé au LAPP. En parallèle ont été effectuées l'étude et la fabrication du circuit et du panneau de gaz ainsi que la fabrication de la cage de Faraday.

J'ai assuré la coordination de l'ensemble de ces tâches.

#### Les tests préliminaires et l'installation à SLAC

L'ensemble du système "chambre de calibration" comprenant la chambre, la cage de Faraday et le système de gaz a été monté puis testé au LAPP. J'ai assuré ces tests en collaboration avec B. Camberlin. Les premières mesures ont été celles du taux de fuite de la chambre, puis de la cage de Faraday, évalués respectivement à l'hélium et au  $CO_2$ . Ces taux ont été mesurés négligeables.

L'étude de la réponse de la chambre a ensuite été réalisée à l'aide de la source de  $^{55}\text{Fe}$ . Pour le mélange Hélium-Isobutane, le point de fonctionnement de la chambre correspondait à une valeur élevée de la haute tension (2000 V). Les premiers tests ont donc consisté à étudier la linéarité de la réponse du pré-amplificateur. La valeur de certains composants de la carte électronique de lecture a dû être ajustée de façon à assurer une réponse linéaire de la chambre jusqu'à une haute tension de 2050 V.

Des mesures de la variation du gain en fonction de la densité du mélange de gaz ont confirmé les résultats décrits dans les paragraphes précédents. De plus, il était important de vérifier la fiabilité de la réponse de la chambre. Nous avons donc suivi l'évolution du gain de la chambre sur des périodes longues de 12 à 24 heures mais aussi vérifié la réponse de la chambre de contrôle à la création "d'accidents" (variation brutale du pourcentage d'Isobutane dans le mélange, pollution du mélange par l'oxygène...).

La chambre a été installée mi-février 1999 à SLAC dans la baraque abritant la quasi totalité du système de gaz. Après son branchement dans la boucle de circulation de gaz et l'installation de l'ensemble de la chaîne d'acquisition (électronique NIM/CAMAC lue par un PC à l'aide du système d'acquisition en C++ déjà mentionné plus haut) le contrôle du gain a été lancé avec succès.

Le système d'acquisition provisoire a été remplacé par la suite par une acquisition intégrée dans le contrôle global de l'expérience directement lu par le logiciel EPICS [38].

La chambre de contrôle du gain a fonctionné durant toute la prise de données de l'expérience BaBar.

J'ai beaucoup apprécié le travail dans l'expérience BaBar, où j'ai pu participer à de nombreux aspects expérimentaux (simulations, étude de prototypes, conception et réalisation de détecteurs) et où j'ai eu l'occasion d'être responsable de bout en bout de la réalisation, de l'étude et de l'installation d'une chambre à fils.

## Chapitre 2

# Etude de la production de paires de leptons auprès du collisionneur LEP2 dans l'expérience ALEPH : Introduction générale

### 2.1 Introduction

En Juillet 1999, j'ai intégré l'équipe du LAPP impliquée dans ALEPH, expérience auprès du LEP, collisionneur  $e^+ e^-$  situé au CERN.

En 1995 le LEP est entré dans la phase LEP2. Dans les années qui suivirent, l'ajout progressif de cavités accélératrices supraconductrices a permis d'augmenter graduellement l'énergie délivrée par le collisionneur. En 1996, le seuil de production de paires de  $W^- W^+$  (161 GeV) était atteint, puis en 1997 ce fut celui de la production de paires  $Z^0 Z^0$  (183 GeV). De 1999 à 2000, les prises de données se succédèrent à différents paliers en énergie de 192 GeV à 206 GeV. Le groupe ALEPH du LAPP a toujours été très impliqué [39] dans la mesure des sections efficaces de production de paires de fermions et des asymétries avant-arrière leptoniques.

J'ai pris en charge la mesure des sections efficaces et des asymétries des canaux leptoniques dans la continuité du travail d'Elsa Merle qui venait de soutenir sa thèse au printemps 1999 sur les données de LEP2.

Après avoir rappelé l'intérêt de l'étude de la production de paires de fermions à LEP1 et à SLD puis à LEP2, je présenterai le cadre théorique de cette étude : le Modèle Standard électrofaible minimal.

Je détaillerai ensuite l'analyse des événements et la mesure des sections efficaces et des asymétries des canaux leptoniques dans l'expérience ALEPH. J'exposerai ensuite les limites atteintes pour différents types d'interprétation au-delà du Modèle Standard électrofaible, tels que les termes de contact, les extra-dimensions et les sneutrinos.

Je discuterai enfin la combinaison des résultats obtenus avec ceux des trois autres expériences LEP, DELPHI, L3 et OPAL.



## 2.2 Intérêt de l'étude de la production de paires de fermions

### 2.2.1 A LEP1 et SLD

l'étude de la production de paires de fermions permet de fournir grâce à la précision atteinte sur les mesures des sections efficaces, des asymétries avant/arrière et des asymétries de polarisation, les tests les plus contraignants du Modèle Standard minimal des interactions faibles :

- Le test de la structure de jauge  $SU(2)_L \times U(1)$  du Modèle Standard : l'universalité des leptons dans le courant neutre est établie avec la précision de 1 pour mille.
- Le test du Modèle Standard au niveau des corrections quantiques : les résultats obtenus montrent que les mesures sont cohérentes avec les prédictions lorsque ces corrections sont prises en compte dans le cadre du Modèle Standard minimal.

De plus, l'étude des effets virtuels, une fois la cohérence entre les mesures et les prédictions établie permet

- de prédire la masse du top : en Novembre 1994, une analyse globale des résultats réalisée par le groupe EWWG ( "Electroweak Working Group") fournissait comme valeur  $m_t = 178 \pm 11 \pm 18 \pm 19 GeV$  (la valeur centrale étant obtenue pour une masse du Higgs  $M_H = 300 GeV$ ) en bon accord avec la mesure directe  $m_t = 174.3 \pm 5.1 GeV$ .
- de contraindre la masse du Higgs : la limite obtenue en 1996 est  $M_H > 65 GeV$ .
- de chercher des déviations qui pourraient être le signe de nouvelle physique au delà du Modèle Standard : le succès du Modèle Standard impose alors de fortes limites sur les formes possibles de nouvelle physique. Les modèles préservant la structure du Modèle Standard, tel que la supersymétrie, sont favorisés contrairement aux modèles technicolor ou Higgs composite.

### 2.2.2 A LEP2

A LEP2, la production de paires de fermions reste un processus dominant. Mais plusieurs de ses caractéristiques sont modifiées :

- La section efficace de production chute très fortement
- l'échange d'un photon est prépondérant par rapport à celui d'un  $Z^0$
- La correction due à l'émission de photons dans l'état initial est très élevée, à 100 GeV elle représente le double de la section efficace de Born, et il est de plus nécessaire de prendre en compte l'émission de photons durs qui était inhibée à LEP1.

La précision des mesures et des prédictions théoriques obtenues sur les observables des processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  permettent de sonder l'évolution du Modèle Standard minimal en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction. Elles permettent, entre autres, de contraindre le terme d'interférence  $\gamma - Z^0$ . L'intérêt de l'étude de la production de di-fermions à LEP2 réside aussi dans la recherche de nouveaux effets virtuels observés dans l'état final. Elles permettent de contraindre alors les limites atteintes sur :

- l'échelle  $\Lambda$  à partir de laquelle les interactions de contact apparaissent
- la masse du boson lourd  $Z'$
- les masses des leptoquarks
- les constantes de couplage des sneutrinos
- l'échelle  $M_D$  à partir de laquelle les effets d'extra-dimensions éventuelles peuvent apparaître.

# Chapitre 3

## Aspects théoriques de l'étude de la production de paires de fermions auprès du collisionneur LEP2

### 3.1 Le Modèle Standard électrofaible minimal

#### 3.1.1 Le Lagrangien électrofaible du Modèle Standard

La théorie de l'interaction faible développée par S.L. Glashow, S. Weinberg et A. Salam unifie au sein du même groupe de symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , les interactions électromagnétique et faible [40].

Les champs de fermions  $\psi$  se décomposent en composantes de chiralité gauche  $\psi_L$ , doublets d'isospin faible, et en composantes de chiralité droite,  $\psi_R$ , isosinglet. Les générateurs des groupes de transformation de jauge  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  sont respectivement les opérateurs  $\vec{T} = \vec{\tau}/2$  et  $Y$ , les matrices  $\vec{\tau}$  étant les matrices de Pauli. L'opérateur de charge électrique, générateur du groupe  $U(1)_{em}$  est défini par la relation :

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$$

Le Modèle Standard électrofaible repose sur l'hypothèse principale de l'invariance du Lagrangien sous les transformations de jauge locale du groupe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Sont ainsi introduit la constante de couplage  $g'$  de  $SU(2)_L$ , les trois champs de jauge  $\vec{W}_\mu$  de ce groupe, la constante  $g$  de  $U(1)_Y$  et son champ de jauge  $B_\mu$ .

Le Lagrangien électrofaible  $\mathcal{L}_{MS}$  peut se décomposer en plusieurs termes :

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

Le terme  $\mathcal{L}_{jauge}$  contient les termes d'énergie cinétique des champs de jauge  $\vec{W}_\mu$  et  $B_\mu$ .

Le terme  $\mathcal{L}_{fermions}$  décrit les interactions entre les fermions et les bosons de jauge  $\vec{W}_\mu$  et  $B_\mu$ .

$$\mathcal{L}_{fermions} = \bar{\psi}_L \gamma^\mu (i\partial_\mu - g' \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu (i\partial_\mu - g \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_R$$

Le terme  $\mathcal{L}_{Higgs}$  est un terme supplémentaire introduit par le mécanisme de Higgs [41], il introduit un champ supplémentaire  $\phi$ , doublet d'isospin de deux champs scalaires complexes,

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

où  $D_\mu$  est la dérivée covariante,  $D_\mu = \partial_\mu - ig' \frac{\tau_\alpha}{2} W_{\alpha\mu} - i \frac{g}{2} Y B_\mu$  et  $V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2$ . La brisure spontanée de la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  est assurée par le choix  $\mu^2 > 0$  et  $\lambda > 0$  dans le potentiel  $V(\phi)$ . Le champ  $\phi$  acquiert alors une valeur moyenne dans le vide non nulle et notée  $v$ .

Le terme  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  contient les interactions entre le Higgs et les fermions, avec une constante de couplage proportionnelle à la masse des fermions.

La brisure spontanée de la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  induit des termes de masse pour certains champ de jauge.

En remplaçant  $\phi$  par  $\phi_{vide} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$  dans le terme  $(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi)$  du Lagrangien, on obtient l'expression :

$$\frac{v^2}{8} \{g'^2 (W_{1\mu} + iW_{2\mu})(W_{1\mu} - W_{2\mu}) + (-g'W_{3\mu} + gB_\mu)(-g'W_{3\mu} + gB_\mu)\} \quad (3.1)$$

Par identification du premier terme de l'expression 3.1 avec  $M_W^2 W_\mu^- W^{+\mu}$  où  $W^\pm$  représentent les champs de jauge "physiques" chargés de  $SU(2)_L$  définis comme  $W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{1\mu} \mp iW_{2\mu})$ , la masse des bosons W est donnée par

$$M_W = \frac{1}{2} g' v \quad (3.2)$$

le deuxième terme de l'expression 3.1 peut s'écrire sous forme d'une matrice des constantes de couplage  $g$  et  $g'$

$$\frac{v^2}{8} (W_{3\mu}, B_\mu) \begin{pmatrix} g'^2 & -gg' \\ -gg' & g^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{3\mu} \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

La diagonalisation de cette matrice, obtenue par une rotation, permet de définir les deux champs de jauge "physiques" neutres  $Z_\mu$  et  $A_\mu$  respectivement états propres de masse de l'interaction faible et de l'interaction électromagnétique, en fonction des champs  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$ , états propres du groupe  $SU(2)_L$ .

$$Z_\mu = \cos\theta_W W_{3\mu} - \sin\theta_W B_\mu \quad (3.3)$$

$$A_\mu = \sin\theta_W W_{3\mu} + \cos\theta_W B_\mu \quad (3.4)$$

Après substitution dans l'expression 3.1 et identification du terme  $\frac{v^2}{8} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu$  avec  $1/2 M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$ , la masse du boson neutre  $Z^0$  est définie par

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (3.5)$$

En identifiant le champ  $A_\mu$  au champ du photon de masse nulle afin que la symétrie  $U(1)_{em}$  ne soit pas brisée, on obtient la condition

$$g' \sin\theta_W = g \cos\theta_W \quad (3.6)$$

Des relations 3.2, 3.5, 3.6, découle la relation

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$$

Le Modèle minimal, outre la masse du boson de Higgs, les masses des fermions et les angles de mélange des quarks, comporte trois paramètres fondamentaux libres dans la mesure où le couplage du Higgs aux fermions est négligé :  $g'$  et  $g$  les constantes de couplage de  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  et  $v$  la valeur du champ de Higgs dans le vide.

Dans la pratique, cependant, on considère trois paramètres pouvant être déterminés expérimentalement sans ambiguïté au moyen d'un processus physique bien défini. Ces trois paramètres sont les suivants :

- La constante de structure fine  $\alpha$ , normalisée à  $q^2 \rightarrow 0$  par la section efficace de diffusion Thompson.
- La constante de Fermi  $G_F$ , déterminée à partir de la mesure du temps de vie du muon, dans la désintégration  $\mu \rightarrow e + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ , une fois les corrections QED prises en compte.
- La masse du boson  $Z^0$ ,  $M_Z$  fixée par la mesure des sections efficaces des processus  $e^+e^-$  au pic du  $Z^0$  à LEP1.

Les paramètres  $\alpha$  et  $M_Z$  sont reliés à  $g$ ,  $g'$  et  $v$  :

$$\sqrt{4\pi\alpha} = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$$

Le paramètre  $G_F$  est relié à  $v$  après identification des résultats obtenus pour le calcul de la largeur  $\Gamma_\mu$  de la désintégration leptonique  $\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$ , d'une part à l'ordre le plus bas dans le cadre de la théorie électrofaible, d'autre part dans le cadre de la théorie de Fermi.

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}$$

Une fois le choix de ces paramètres réalisé, toutes les observables physiques peuvent être calculées, en fonction de ces paramètres, à l'ordre le plus bas du développement perturbatif.

Cependant, dans le calcul des termes d'ordre supérieur, d'autres paramètres tels que les masses des fermions  $m_f$  et la masse du Higgs  $M_H$  apparaissent. Mais ces termes introduisent des divergences ultraviolettes qui doivent être soustraites de manière à respecter l'interprétation physique des phénomènes. Ceci implique que les paramètres originels du Lagrangien électrofaible, appelés paramètres "nus"  $P_o$ , contiennent eux-mêmes des contributions infinies annulant celles provenant des ordres supérieurs. Chaque paramètre  $P_o$  sera alors remplacé par un paramètre fini dit paramètre renormalisé  $P_r$  auquel vient s'ajouter un terme infini  $\delta P_r$  (contre-terme). C'est le processus dit de renormalisation du paramètre  $P_o$ . Le choix de  $P_r$  et donc de  $\delta P_r$  n'est pas unique. Ce choix définit le schéma de renormalisation.

La façon la plus simple de procéder est celle réalisée dans le schéma de renormalisation dit de soustraction minimale où les paramètres sont définis à une certaine échelle de masse de renormalisation  $\mu$ . Cependant, en QED et dans la théorie électrofaible, la diffusion classique de Thomson et les masses des particules constituent des échelles naturelles où les paramètres peuvent être définis. Le schéma proposé par Ross et Taylor [42], appelé schéma sur couche de masse, repose donc sur le choix des paramètres suivants : la constante de structure fine  $\alpha$ , les masses  $M_W$ ,  $M_Z$  des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ , la masse  $M_H$  du boson de Higgs et les masses  $m_f$  des fermions. L'erreur intrinsèque introduite par la masse du boson W dans les prédictions théoriques étant encore trop élevée, celle-ci est remplacée par la constante de Fermi  $G_F$ .

C'est dans le cadre de ce schéma que sont menées de nombreuses analyses et notamment celles décrites dans ce mémoire, car le schéma sur couche de masse présente de nombreux avantages :

- les paramètres ont une signification physique claire
- les paramètres peuvent être mesurés directement grâce à des expériences appropriées. Leur valeur est connue expérimentalement excepté pour la masse du Higgs <sup>1</sup>. Il est nécessaire cependant de souligner que les masses des quarks légers sont mal définies et que leurs valeurs restent peu précises [45]. Nous verrons dans le paragraphe 3.2.3 comment est traité ce problème.
- la section efficace de la diffusion Thompson à partir de laquelle est obtenue la constante  $\alpha$  est exacte à tous les ordres de la théorie des perturbations.
- les corrections à l'ordre d'une boucle pour le processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  peuvent être séparées en 2 catégories : les corrections dites QED (c'est-à-dire des corrections de type bremsstrahlung) et les corrections électrofaibles. Cette possible séparation joue un rôle important dans l'implémentation des contributions d'ordre supérieur dans les programmes Monte Carlo et les programmes analytiques.

## 3.2 L'étude du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

### 3.2.1 Les sections efficaces et asymétries avant-arrière à l'ordre le plus bas

La production de paires de fermions dans la voie s est décrite à l'ordre le plus bas par les diagrammes de Feynman avec l'échange d'un photon ou l'échange d'un  $Z^0$  (figure 3.1), le couplage du Higgs aux fermions étant négligé. Les amplitudes  $\mathcal{A}_\gamma$  et  $\mathcal{A}_Z$  correspondant respectivement à l'échange d'un photon et d'un  $Z^0$  s'écrivent :

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_\gamma &= Q_e Q_f \frac{e^2}{s} J_\gamma^e J_\gamma^f \\ \mathcal{A}_Z &= \sqrt{2}\rho G_F M_Z^2 \frac{1}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} J_Z^e J_Z^f\end{aligned}$$

où  $J_\gamma^f$  et  $J_Z^f$  sont les courants neutres définis par

$$\begin{aligned}J_\gamma^f &= \bar{f}\gamma_\mu f \\ J_Z^f &= \bar{f}\gamma_\mu (g_v^f - \gamma_5 g_a^f) f\end{aligned}$$

$g_v^f$  et  $g_a^f$  étant respectivement les couplages vectoriel et axiaux des fermions au  $Z^0$

La description du processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  comprend également l'échange d'un photon et d'un  $Z^0$  dans la voie t.

Selon la valeur de l'énergie disponible dans le centre de masse des deux fermions  $\sqrt{s}$ , les termes d'échange d'un photon, d'un  $Z^0$  et le terme d'interférence  $\gamma$ - $Z^0$  ont des contributions respectives différentes dans le calcul des sections efficaces et des asymétries avant-arrière.

Les sections efficaces mesurées à  $\sqrt{s} \ll M_Z$ , auprès des collisionneurs  $e^+e^-$  PETRA, PEP et TRISTAN [46], sont dominées par l'échange d'un photon.

Celles mesurées, à LEP1, au voisinage de la valeur  $\sqrt{s} = M_Z$  deviennent résonnantes et sont dominées alors par l'échange d'un  $Z^0$ . Le terme d'interférence  $\gamma - Z^0$  s'annule pour  $\sqrt{s} = M_Z$ . En dehors de cette valeur, ce terme qui reste faible, est fixé par le calcul dans le cadre du Modèle Standard.

Au voisinage du pôle du  $Z^0$ , les asymétries avant-arrière résultent de deux contributions res-

<sup>1</sup>En 2013, les expériences ATLAS et CMS auprès du collisionneur LHC, ont mis en évidence l'existence d'une nouvelle particule ayant une masse de l'ordre de 125 GeV/c<sup>2</sup> et susceptible d'être le boson de Higgs [43] [44].

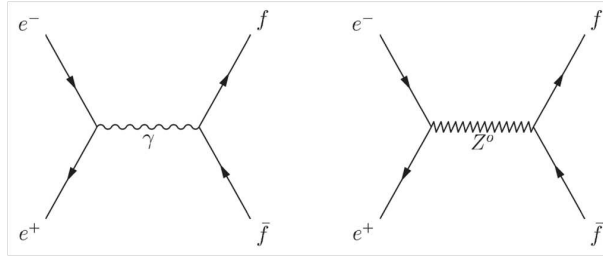


FIG. 3.1 – Diagrammes de Feynman du processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  dans la voie s à l'ordre le plus bas.

pectivement dûes à l'échange d'un  $Z^0$  et au terme d'interférence  $\gamma - Z^0$ , ce dernier s'annulant au pôle.

A LEP2, pour des valeurs de  $\sqrt{s}$  au-delà de 130 GeV, les sections efficaces sont à nouveau dominées par l'échange d'un photon dont la contribution est alors proportionnelle à  $\alpha^2(s)$ . Le terme d'inférence  $\gamma - Z^0$  devient aussi important. Les asymétries avant-arrière sont quant à elles, entièrement générées par le terme d'interférence  $\gamma - Z^0$ .

La figure 3.2 présente respectivement les contributions aux sections efficaces et aux asymétries avant-arrière en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

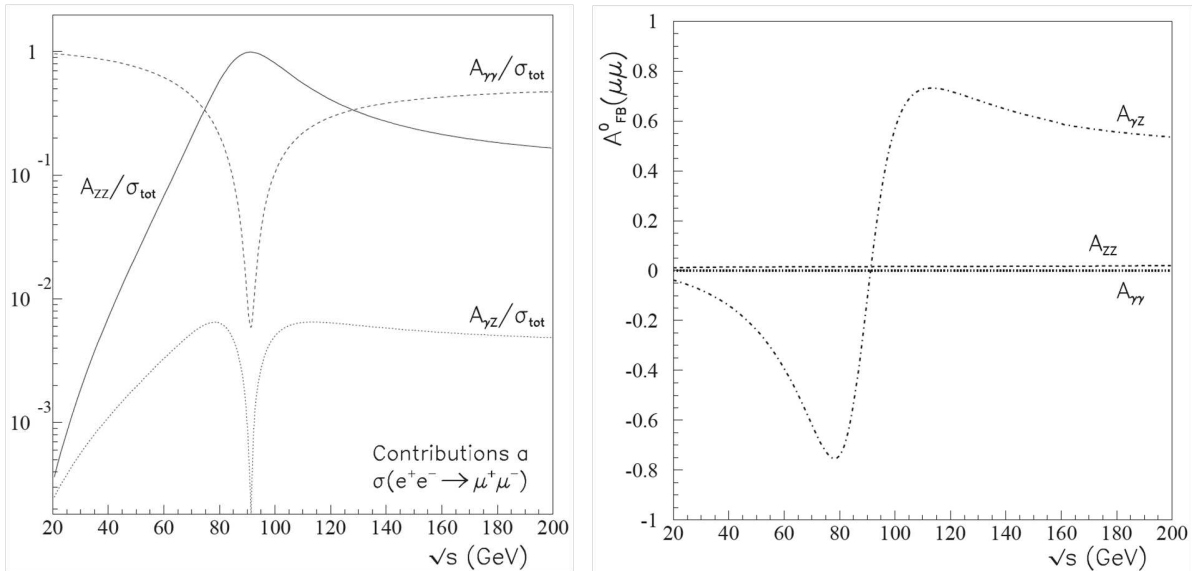


FIG. 3.2 – Prédiction des contributions respectives des termes d'échange d'un photon, d'un  $Z^0$  et du terme d'interférence  $\gamma - Z^0$ , à l'ordre le plus bas, en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse pour le processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  : à gauche : à la section efficace à droite : à l'asymétrie avant-arrière.

### 3.2.2 L'importance des corrections radiatives

Dans ce paragraphe, nous soulignons la contribution élevée des corrections photoniques associées à l'émission d'un photon dans l'état initial et nous mentionnons l'intérêt des contributions non photoniques ainsi que la contribution non négligeable des corrections associées aux diagrammes en boîte WW et ZZ qui deviennent résonnant à LEP2.

#### La contribution élevée des corrections dues à l'émission d'un photon dans l'état initial

À LEP1, le processus d'émission d'un photon dans l'état initial conduit à une réduction de la section efficace au pic du  $Z^0$  de 74%. Cette importante réduction est due essentiellement à l'émission de photons peu énergétiques dits mous.

À LEP2, la décroissance rapide de la section efficace lorsque l'on s'éloigne de la résonance du  $Z^0$ , favorise l'émission de photons très énergétiques, dits "durs", par un des électrons (ou les deux) dans l'état initial. Cette émission ramène  $\sqrt{s'}$  (énergie effective dans le centre de masse des deux fermions) à la masse du Z. C'est "le retour au Z". Le taux de production de tels événements, dits radiatifs, est largement prédominant aux énergies de LEP2. Du fait de la nécessité de redéfinir l'énergie dans le centre de masse après la radiation initiale, le traitement des corrections relatives à l'émission de photons durs est techniquement difficile.

Pour les échantillons d'événements  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  à haute énergie, c'est-à-dire pour lesquels  $\sqrt{s'}$  est de l'ordre de  $\sqrt{s}$ , les corrections dues à la radiation initiale restent importantes puisqu'elles augmentent les sections efficaces des di-fermions d'un facteur 5. La figure 3.3 présente, en fonction de  $\sqrt{s}$ , la contribution à la section efficace di-muons des corrections dues à la radiation dans l'état initial.

#### L'intérêt des corrections non photoniques ou électrofaibles

Bien que leur contribution soit bien inférieure à celles des corrections photoniques, la précision expérimentale atteinte à LEP, impose la prise en compte des corrections radiatives électrofaibles à l'ordre d'une boucle, voire pour certaines contributions à l'ordre de deux boucles. Ces corrections présentent un grand intérêt car elles sont sensibles à une possible nouvelle physique.

D'autre part, à LEP2, la contribution des diagrammes en boîte WW et ZZ ne devient plus négligeable ; elle atteint 1% pour les di-muons pour des énergies supérieures à 200 GeV [47].

L'excellente précision expérimentale atteinte à LEP impose une grande précision théorique sur les prédictions. Par exemple, la section efficace des di-muons doit être prédite avec une précision de l'ordre de 0.5% à haute énergie.

La connaissance et la prise en compte des corrections radiatives est donc un point très important.

Les paragraphes 3.2.3 et 3.2.5 présentent l'ensemble des corrections radiatives électrofaibles et photoniques. Les paragraphes 3.2.4 et 3.2.6 détaillent, dans le cadre du programme semi-analytique ZFITTER [48], les corrections radiatives électrofaibles et photoniques ainsi que l'ordre auquel elles doivent être calculées afin d'atteindre la précision nécessaire pour confronter la théorie aux résultats expérimentaux. Les prédictions de ce programme sont réalisées dans le schéma de renormalisation sur couche de masse (OS), dans la jauge unitaire.

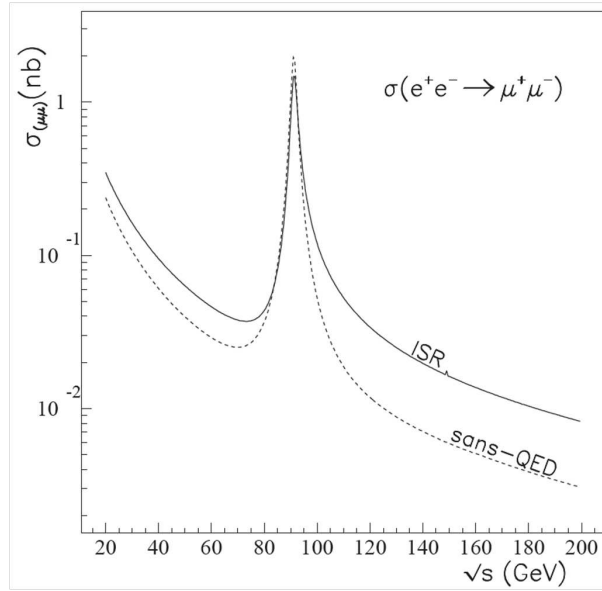


FIG. 3.3 – La section efficace  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  à l'ordre le plus bas (traits pointillés) et une fois prise en compte l'émission d'un photon dans l'état initial (trait plein).

### 3.2.3 Les corrections radiatives électrofaibles à l'ordre d'une boucle

Ces corrections, détaillées dans les paragraphes ci-dessous, sont de plusieurs types :

- les corrections associées aux diagrammes de polarisation du vide des bosons intermédiaires  $\gamma$ ,  $Z^0$  et  $W$ , ainsi que celles associées au diagramme de la transition  $\gamma - Z^0$
- les corrections aux vertex
- les corrections associées aux diagrammes en boîtes impliquant les bosons virtuels  $Z$  et  $W$

#### Les corrections associées aux diagrammes de polarisation du vide

Les corrections aux propagateurs du  $\gamma$ , du  $Z^0$  et à la transition  $\gamma Z^0$ , correspondant aux diagrammes de la figure 3.4 sont indépendantes de la saveur des fermions  $f\bar{f}$  de l'état final, elles sont, donc, en ce sens, universelles. Elles se séparent en deux types : les contributions fermioniques et les contributions bosoniques.

##### – Les contributions fermioniques

Ces corrections dépendent de la nature du fermion apparaissant dans la boucle donc de la masse de celui-ci.

##### – Les corrections fermioniques au propagateur du boson $\gamma$ :

Elles peuvent être intégralement absorbées dans la constante de couplage effectif complexe  $\bar{\alpha}(s)$  :

$$\bar{\alpha}(s) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha(s)}$$



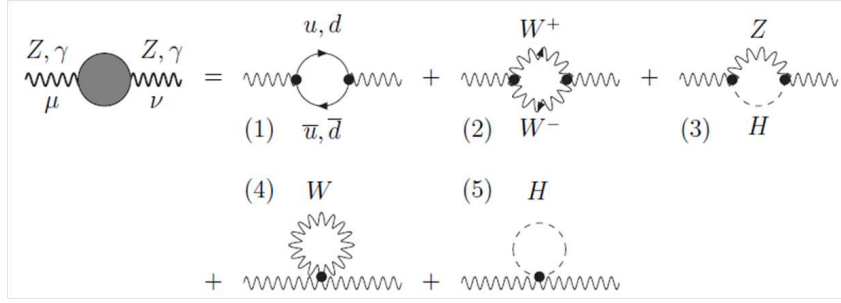


FIG. 3.4 – Diagrammes de polarisation du vide des propagateurs du  $\gamma$  et du  $Z^0$  et diagramme de la transition  $\gamma - Z^0$ .

les masses des fermions apparaissent alors dans la quantité  $\Delta\alpha(s)$  par l'intermédiaire des termes  $\ln(s/m_f^2)$  qui sont élevés pour les fermions légers.

Il est alors nécessaire de distinguer les différentes contributions. Les contributions leptoniques  $\Delta\alpha_l$  et la contribution du quark top  $\Delta\alpha_{top}$  sont évaluées théoriquement avec une incertitude négligeable. La contribution des quarks légers  $\Delta\alpha_{had}$ , est déterminée quant à elle à partir de l'analyse des données  $e^+e^-$  à basse énergie en utilisant une relation de dispersion, les masses des quarks légers n'étant pas bien définies [49].

L'incertitude sur la détermination de  $\alpha(s)$ , dominée par celle sur  $\Delta\alpha_{had}$ , reste encore actuellement une des principales sources d'incertitude sur la détermination des paramètres du Modèle Standard.

- *Les corrections fermioniques au propagateur du boson  $Z^0$  :*

Ces corrections dépendent de la différence quadratique  $(m_i^2 - m_f^2)/M_Z^2$  entre les masses  $m_i$  et  $m_f$  de fermions appartenant à un même doublet de  $SU(2)_L$ . Cette dépendance résulte de la propriété de non-découplage du Modèle Standard, [50]. En effet, les particules acquérant leur masse par le mécanisme de Higgs, masses et constantes de couplage sont reliées. Les corrections fermioniques au propagateur du boson  $Z^0$  sont de faible valeur excepté dans le cas du quark top. Il faut souligner que toute particule de masse très supérieure à l'échelle électrofaible induirait ce même type de dépendance. Ces corrections sont donc intéressantes par leur sensibilité à toute particule nouvelle de masse trop élevée pour être produite directement.

- *Les corrections fermioniques à la transition  $\gamma - Z^0$  :*

Les boucles de fermions lourds contribuent aussi fortement à ces corrections qui peuvent être absorbées dans un angle de mélange effectif  $\sin_{eff}^2\theta_W$ .

- **Les contributions bosoniques** peuvent être séparées en deux parties :

- les contributions qui dépendent de la masse du bosons de Higgs  $M_H$  sont dominées, pour  $M_H > M_{W,Z}$ , par les termes  $\ln \frac{M_H^2}{M_{W,Z}^2}$ . Elles sont invariantes de jauge. Elles sont de faible valeur excepté dans le cas d'une masse du Higgs élevée.
- les corrections dépendantes de la masse de  $M_W$  et  $M_Z$  associées aux boucles de bosons de jauge W et Z mais qui elles, ne sont pas invariantes de jauge. Il est alors nécessaire

de les combiner avec les corrections aux vertex et celles associées aux diagrammes en boîte du même ordre.

### Les corrections au vertex

Ces corrections relatives aux diagrammes de la figure 3.5, ne sont pas universelles, elles dépendent de la saveur des fermions  $f\bar{f}$  de l'état final.

Elles sont prises en compte par l'intermédiaire de facteurs de forme modifiant les couplages axial et vectoriel du courant neutre. Elles nécessitent, elles aussi, une attention particulière car la propriété de non-découplage renforce la contribution du quark top au vertex  $Z \rightarrow b\bar{b}$  par une dépendance proportionnelle à  $(\frac{m_t}{M_Z})^2$ .

Ces corrections sont aussi intéressantes par leur sensibilité potentielle à la nouvelle physique.

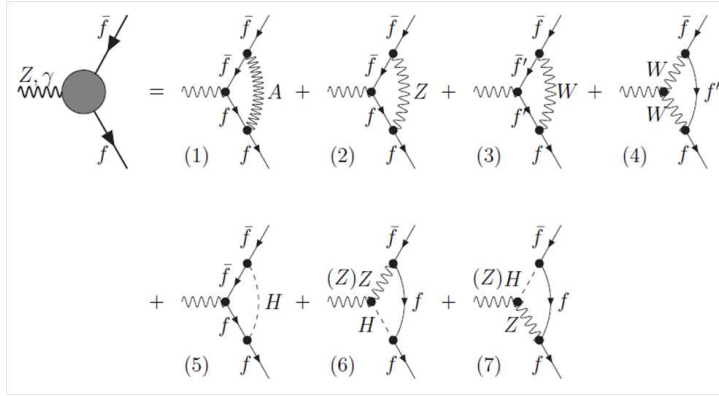


FIG. 3.5 – Diagrammes associés aux correction au vertex.

### Les corrections associées aux diagrammes en boîte avec échange de bosons ZZ et WW

Ces corrections apportées par les diagrammes de la figure (fig. 3.6), sont négligeables au pic du  $Z^0$  ( $< 0,02\%$ ). En revanche, à LEP2, elles deviennent importantes, de l'ordre de 1% au seuil de production de paires WW à 161 GeV, et peuvent atteindre 2% aux énergies supérieures à 190 GeV. La prise en compte de ces corrections est rendue plus délicate par la présence de la production de paires de bosons dans la voie t. Outre le fait que ces corrections ne sont pas invariantes de jauge, elle deviennent, par le biais de la variable de Mandelstam  $t = -s/2(1 - \cos\theta)$ , dépendantes de l'angle polaire  $\theta$  donc des conditions expérimentales.

#### 3.2.4 Les sections efficaces dans l'approximation de Born améliorée

L'estimation théorique des sections efficaces et des asymétries avant-arrière nécessite, en premier lieu, le calcul de l'amplitude de production de paires de fermions dans l'approximation dite de "Born améliorée" ( $\mathcal{BA}$ ). De cette amplitude  $\mathcal{A}^{\mathcal{BA}}$  découle directement la section efficace  $\sigma^{\mathcal{BA}}$ . Cette approximation prend en compte les corrections non photoniques à une boucle.

#### L'amplitude du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ à l'ordre d'une boucle

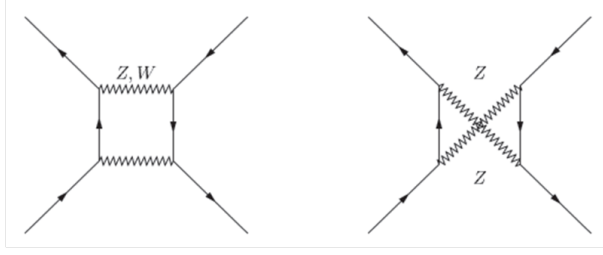


FIG. 3.6 – Diagrammes en boîte associés aux corrections électrofaibles.

L'amplitude de production de paires de fermions dans l'approximation de "Born améliorée"  $\mathcal{A}_{Z+\gamma}^{\mathcal{B}\mathcal{A}}$  à l'ordre d'une boucle est décrite par seulement  $\alpha(s)$  et quatre fonctions scalaires complexes, dans l'hypothèse où les masses des fermions  $f$  et  $\bar{f}$  sont considérées comme nulles. Elle résulte de la somme de deux contributions toutes deux invariantes de jauge :

- l'amplitude "habillée",  $\mathcal{A}_{\gamma}^{\mathcal{B}\mathcal{A}}$ , associée à l'échange d'un photon où seules les corrections fermioniques au propagateur du boson  $\gamma$  sont prises en compte et sont absorbées dans la constante de couplage effectif  $\alpha(s)$
- l'amplitude "habillée",  $\mathcal{A}_Z^{\mathcal{B}\mathcal{A}}$ , associée à l'échange d'un  $Z^0$  où les corrections au propagateur du boson  $Z^0$ , celles au vertex du  $Z^0$  et celles provenant des diagrammes en boîte ZZ et WW sont absorbées dans quatre couplages effectifs dépendants des deux invariants de Mandelstam  $s$  et  $t$  et de la saveur des fermions  $f$  et  $\bar{f}$  :  $\rho_{ef}(s, t)$ ,  $\kappa_e(s, t)$ ,  $\kappa_f(s, t)$ ,  $\kappa_{ef}(s, t)$ . La dépendance en  $t$  provient de la prise en compte des diagrammes en boîte.

Il est à noter que les corrections associées aux vertex QED, aux "self-energy" fermioniques et aux diagrammes en boîte  $Z\gamma$  et  $\gamma\gamma$  ne sont pas prises en compte à cette étape du calcul mais sont jointes aux corrections QED afin d'obtenir un ensemble invariant de jauge. On obtient :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_{Z+\gamma}^{\mathcal{B}\mathcal{A}} = & \sqrt{2}G_F I_3^e I_3^f M_Z^2 \frac{1}{s - M_Z^2 + i s \frac{\Gamma_Z}{M_Z}} \rho_{ef}(s, t) \{ \gamma_\mu \gamma_+ \otimes \gamma_\mu \gamma_+ \\
& - 4 |Q_e| s_W^2 \kappa_e(s, t) \gamma_\mu \otimes \gamma_\mu \gamma_+ - 4 |Q_f| s_W^2 \kappa_f(s, t) \gamma_\mu \gamma_+ \otimes \gamma_\mu \\
& + 16 |Q_e Q_f| s_W^4 \kappa_{ef}(s, t) \gamma_\mu \otimes \gamma_\mu \} \quad (3.7)
\end{aligned}$$

Dans le programme ZFITTER, sont aussi prises en compte les corrections à l'ordre de 2 boucles qui augmentent fortement avec la masse du quark top  $m_t$  et qui sont associées à deux sources : les diagrammes de polarisation du vide des propagateurs bosoniques, les corrections aux vertex du processus  $Z \rightarrow b\bar{b}$ . Sont pris en compte les termes dominants de l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha^2 m_t^4)$  et les sous-dominants  $\mathcal{O}(\alpha^2 m_t^2)$  [51].

Sont également prises en compte les corrections mixtes EW  $\otimes$  QCD (EW pour électrofaibles) à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$  qui proviennent de l'insertion de gluons dans la partie fermionique des propagateurs bosoniques.

### 3.2.5 Les corrections radiatives photoniques (corrections QED)

La renormalisation de la charge électrique permet de résoudre le problème des divergences ultraviolettes, mais il reste à traiter celui des divergences infrarouges qui apparaissent dans les corrections virtuelles. Par exemple, celles associées aux diagrammes 3.7.b et 3.7.c. Il est nécessaire alors de considérer les corrections radiatives réelles correspondant au processus radiatif  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}\gamma$

dans la limite des  $\gamma$  de très grande longueur d'onde dits  $\gamma$  mous.

Les corrections radiatives QED peuvent alors se séparer en trois groupes :

- les corrections de l'état initial (figure 3.7)
- les corrections de l'état final (figure 3.8)
- les corrections dues à l'interférence entre l'émission d'un photon dans l'état initial et celle d'un photon dans l'état final.

Les deux premiers types de corrections incluent l'émission de photons réels et les corrections aux vertex.

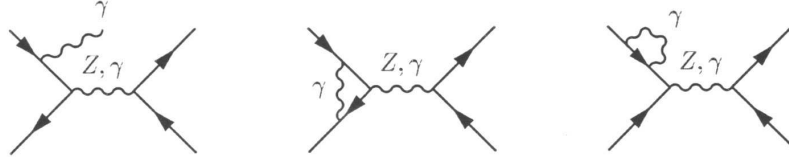


FIG. 3.7 – Diagrammes associés aux corrections radiatives QED dans l'état initial. Les 3 diagrammes représentent respectivement les corrections de Bremsstrahlung, aux vertex et aux branches externes.

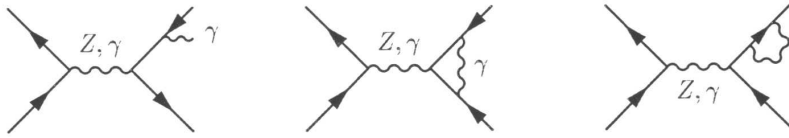


FIG. 3.8 – Diagrammes associés aux corrections radiatives QED dans l'état final. Les 3 diagrammes représentent respectivement les corrections de Bremsstrahlung, aux vertex et aux branches externes.

Les singularités infrarouges s'annulent globalement en combinant :

- les corrections au vertex à celles associées à l'émission des photons réels mous dans l'état initial et dans l'état final,
- les corrections dues à l'interférence entre l'émission d'un photon réel mou dans l'état initial et dans l'état final et les diagrammes en boîte  $\gamma\gamma$  et  $\gamma Z$  (figure 3.9).

La prise en compte de ces différentes contributions permet d'obtenir un résultat fini et invariant de jauge.

A haute énergie, dans le calcul des observables apparaissent aussi des divergences dites collinéaires. Elles surviennent dans le cas où un photon est émis dans la direction du fermion entrant ou sortant, le fermion étant léger. Ces divergences sont à l'origine des termes du type  $\frac{\alpha}{\pi} \ln(\frac{s}{m^2})$ , appelés "leading logarithms" (LL), qui prédominent, à haute énergie, dans les corrections radiatives.

Dans l'approximation dite des logarithmes dominants (LLA), tous les termes de la forme  $(\frac{\alpha}{\pi} L)^n$  avec  $L = \ln(\frac{s}{m^2})$  sont re-sommés jusqu'à l'ordre envisagé pour la prédiction.

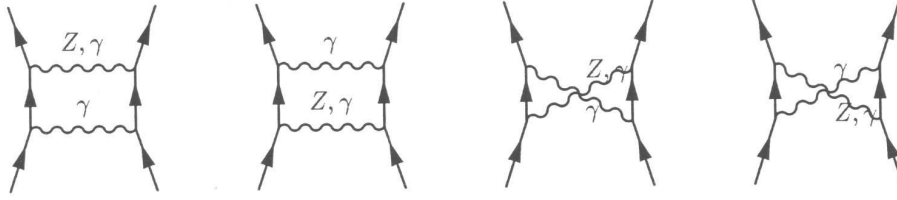


FIG. 3.9 – Diagrammes en boîte associées aux corrections radiatives QED.

A LEP1 et SLD, la contribution des corrections photoniques était conséquente mais essentiellement dûe à l'émission de photons mous dans l'état initial.

A LEP2, le traitement des corrections dues à la radiation dans l'état initial devient encore plus complexe à cause de l'émission possible d'un photon dur.

La prise en compte des corrections associées à l'interférence entre l'émission de photons dans l'état initial et l'émission de photons dans l'état final s'avère aussi indispensable dans l'étude des événements dits "à haute énergie" pour lesquels  $\sqrt{s'}$  est de l'ordre de  $\sqrt{s}$ . Par exemple, la contribution de ces corrections augmente de plus de 2% la section efficace des di-muons à haute énergie ( $\sqrt{s'/s} > 0.8$ ) [47]. Ces corrections dépendent, de plus, de  $\cos\theta$ , elles sont importantes dans la prédiction des asymétries.

La contribution des corrections dues à l'émission d'un photon dans l'état final est, quant à elle, beaucoup moins élevée que celle de l'état initial, elle ne représente qu'environ 0.2% de la section efficace.

A LEP2, l'étude de la production de paires de fermions secondaires est un autre point important. Deux exemples de diagrammes associés à la production de paires réelles sont représentés sur la figure 3.10, correspondant respectivement au mécanisme de production dit "non-singlet" 3.10.a, et "singlet" 3.10.b (dans ce cas, seule la production de la paire  $e^+e^-$  est possible). La figure 3.11 présente, quant à elle, les diagrammes de production de paires secondaires virtuelles.

Les corrections de paires de fermions secondaires sont minimales par rapport à celles dues à

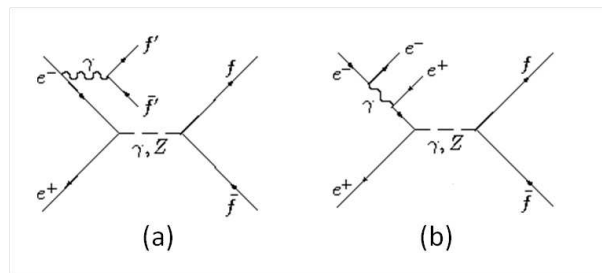


FIG. 3.10 – Diagrammes de production de paires de fermions secondaires réelles.

l'émission de photon, puisqu'elles ne contribuent qu'à partir de l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ . Mais compte tenu de la précision expérimentale atteinte, elles doivent être prises en compte. Cette prise en compte est délicate car la notion de paires secondaires est ambiguë quand on observe quatre fermions dans l'état final. Cependant, la grande majorité des paires secondaires sont soit non détectées

du fait de leur faible énergie soit virtuelles.

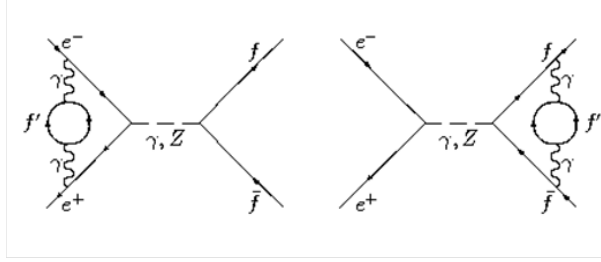


FIG. 3.11 – Diagrammes de production de paires de fermions secondaires virtuelles.

### 3.2.6 La définition des observables $\sigma_f$ et $A_{FB}^f$

Les sections efficaces  $\sigma_f$  et les asymétries avant-arrière  $A_{FB}^f$  directement comparables aux sections efficaces et asymétries mesurées, sont obtenues par la convolution de  $\sigma^{BA}$  avec une fonction de radiation qui prend en compte les corrections photoniques.

La section efficace  $\sigma_f$  est calculée en sommant trois contributions,  $\sigma^{ini}$ ,  $\sigma^{fin}$  et  $\sigma^{int}$  prenant en compte respectivement les corrections photoniques associés à l'état initial, à l'état final, et à l'interférence entre état initial et final.

**la contribution  $\sigma^{ini}$  :**

La prise en compte des corrections photoniques dans l'état initial est réalisée au moyen de la fonction de radiation  $G(x = s'/s)$  convoluée avec la section efficace  $\sigma^{BA}(s')$  dans laquelle les corrections électrofaibles ont déjà été prises en compte.

$$\sigma^{ini}(s) = \int_{4m_f^2/s}^1 dx \sigma^{BA}(s') G(x)$$

Une des paramétrisations typique de la fonction  $G$ , après re-sommation (appelée exponentiation) des photons mous est la suivante [53] :

$$G(x) = \beta(1-x)^{\beta-1} \delta_{S+V} + \delta_H \quad \text{avec} \quad \beta = 2 \frac{\alpha}{L-1} \quad \text{et} \quad L = \ln \frac{s}{m_e^2}$$

$\delta_{S+V}$  englobe les corrections virtuelles et réelles dues à l'émission d'un photon mou et  $\delta_H$  celles dues à l'émission d'un photon dur dans l'état initial.

Dans la version du programme ZFITTER utilisée, la fonction  $G(x)$  inclut dans leur intégralité les corrections photoniques dans l'état initial à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  [53] nécessaire à LEP2.

A cet ordre, il est nécessaire de prendre en compte la production de paires de fermions dans l'état initial qui ne sont pas observées dans le détecteur.

De plus, le calcul à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  n'est pas suffisant pour obtenir la précision nécessaire, l'interaction dans l'état initial entre l'émission de paires et l'émission d'un photon étant très importante. Dans la version de ZFITTER utilisée, la convolution de la fonction radiateur de la production

de paires estimée à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  avec la fonction radiateur photonique à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha)$  permet de prendre en compte la majeure partie des logarithmes dominants à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha L)^3$  ainsi que les termes sous-dominants [52].

**la contribution  $\sigma^{fin}$  :**

Dans le cas où les fermions  $f\bar{f}$  sont des leptons, une exponentiation commune des photons mous dans l'état initial et dans l'état final est effectuée dans la version de ZFITTER utilisée.

**la contribution  $\sigma^{int}$  :**

Ce terme prend en compte l'interférence entre l'émission de photon dans l'état initial et dans l'état final ainsi que l'interférence entre les diagrammes en boîte  $\gamma\gamma$ ,  $\gamma Z$  et celui correspondant à l'approximation de Born.

A LEP2, les termes d'interférence n'étant plus négligeables, il est nécessaire d'inclure dans les prédictions théoriques, les termes dominants de l'interférence état initial - état final apparaissant dans les ordres supérieurs.

Pour cela, dans la version utilisée de ZFITTER, est réalisé une exponentiation des corrections photoniques dues à l'interférence entre état initial et état final. Les termes d'ordre supérieur apparaissant dans cette exponentiation sont combinés avec les corrections à une boucle dues à l'interférence [54]. Ils apportent une correction non négligeable aux distributions angulaires donc aux asymétries avant-arrière.

### 3.3 La simulation des événements $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

#### 3.3.1 Le générateur $\mathcal{KK}$

Le générateur  $\mathcal{KK}$  [55] permet la production des événements  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f} + n\gamma$  ( $n \leq 3$  et  $f = \mu, \tau, u, d, s, c, b$ ) pour des énergies dans le centre de masse depuis le seuil de production du lepton  $\tau$  jusqu'au TeV.

Ce générateur traite, à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ , l'émission de photon dans l'état initial et l'état final incluant tous les effets d'interférence, en appliquant la méthode dite "Coherent Exclusive Exponentiation" (CEEX) [56] basée elle-même sur la méthode dite "Yennie-Fraustchi-Suura (YSF) exponentiation" [57]. La méthode CEEX traite les processus d'émission de photon au niveau des amplitudes de spin et non au niveau des sections efficaces différentielles moyennées sur le spin. Un des intérêts de CEEX est que le terme d'interférence ISR/FSR apparait naturellement dans le calcul lorsque les éléments de matrice sont élevés au carré. De plus, la sommation des contributions infrarouges réelles et virtuelles est réalisée avant toute intégration sur l'espace de phase du photon.

Les calculs, réalisés dans l'approximation LLA, prennent aussi en compte les termes sous dominants "Next to Leading Logarithms". En effet, la contribution d'ordre  $(\alpha^2 L)$  s'avère plus importante que celle d'ordre  $\alpha^3 L^3$ .

le générateur  $\mathcal{KK}$  utilise la même librairie que le programme ZFITTER pour le calcul des facteurs de forme électrofaibles.

### 3.3.2 Le générateur BHWIDE

Le générateur BHWIDE [58] permet la génération d'événements Bhabha  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Il inclut les contributions dues à l'échange de  $\gamma$  et de  $Z$  dans la voie t et dans la voie s mais aussi celles dues à l'interférence entre les voies t et s qui ne sont plus négligeables à LEP2. Les corrections électrofaibles sont traitées à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha)$ . Le générateur BHWIDE simule l'émission de photons dans l'état initial et dans l'état final suivant la méthode d'exponentiation YSF [57], mais il ne prend pas en compte le phénomène d'interférence entre la radiation dans l'état initial et la radiation dans l'état final.

L'utilisation de ces générateurs et la prise en compte de corrections radiatives nécessaire à LEP2 sont les étapes essentielles pour établir des comparaisons avec les résultats expérimentaux et contraindre les diverses extensions au-delà du Modèle Standard. Dans mon travail d'analyse, j'ai utilisé ces générateurs et me suis peu à peu familiarisée avec certains éléments théoriques du Modèle Standard électrofaible.



## Chapitre 4

# la mesure des sections efficaces et des asymétries avant-arrière des canaux leptoniques dans l'expérience ALEPH auprès du collisionneur LEP2

### 4.1 Le collisionneur LEP et la mesure de l'énergie du faisceau

Le collisionneur LEP (Large Electron Positron collider) est un anneau souterrain de 27 km de circonférence, situé au CERN. Il est composé de huit arcs de cercle alternés avec huit sections droites où circulent en sens inverse, deux faisceaux de particules constitués respectivement de paquets d'électrons et de paquets de positons. Les deux faisceaux entrent en collision toutes les  $23 \mu s$  aux quatre points d'interaction où sont situés les expériences ALEPH, Delphi, L3, Opal. La méthode de mesure de l'énergie disponible dans le centre de masse à LEP2, ainsi que les différents paramètres dont celle-ci dépend, sont détaillés dans la référence [59].

### 4.2 Le détecteur ALEPH

Le détecteur ALEPH (Apparatus for LEp PHysics) est situé au point d'interaction 4 du LEP à 143 m sous terre. Il mesure 11 m de long et 12 m de diamètre et est composé d'une partie centrale, le tonneau, fermée aux extrémités par deux bouchons permettant d'obtenir une hermité maximale. Le détecteur ALEPH schématisé sur la figure 4.1, est constitué de sous-détecteurs répartis en couches concentriques autour du tube à vide et remplissant des fonctions spécifiques et complémentaires.

- Le détecteur de vertex (VDET), la chambre interne à traces (ITC) et la chambre à projection temporelle (TPC) permettent la reconstruction des traces des particules chargées. La présence du champ magnétique  $B = 1.5T$  créé par une bobine supraconductrice permet la mesure de l'impulsion et de la charge des particules.

La table 4.1 résume les performances de reconstruction des traces estimées, à partir des

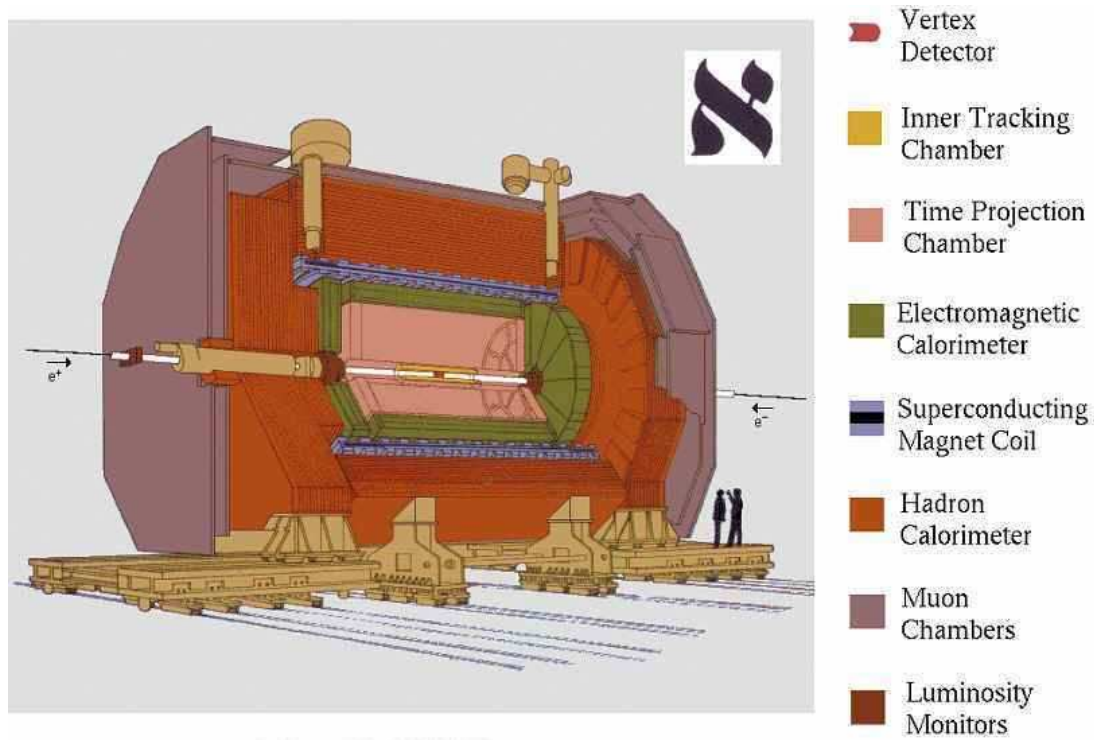


FIG. 4.1 – Vue générale du détecteur ALEPH.

Détecteur	impulsion transverse $\sigma(1/P_T)(GeV/c)^{-1}$	paramètre d'impact	
		$r\phi(\mu m)$	$rz(\mu m)$
TPC	$1.2 \times 10^{-3}$	310	808
TPC+ITC	$0.8 \times 10^{-3}$	107	808
TPC+ITC+VDET	$0.6 \times 10^{-3}$	23	28

TAB. 4.1 – Résolution obtenue sur l'impulsion transverse et sur le paramètre d'impact. Chaque ligne correspondant à la prise en compte d'un détecteur de traces supplémentaire.

événements  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  au pic du Z pour des muons de grande impulsion, la résolution sur le paramètre d'impact étant déterminée par la mesure, au point d'interaction, de la distance séparant les traces des deux muons.

La TPC fournit aussi, pour une même trace, jusqu'à 344 mesures du  $dE/dx$ , pouvoir ionisant de la particule. Ces mesures associées à celle de l'impulsion permettent d'établir un bon critère de séparation entre deux particules de masses différentes.

- Le calorimètre électromagnétique (ECAL) permet d'identifier électrons et photons à partir de l'étude du profil des gerbes électromagnétiques et d'obtenir une mesure de leur énergie. Pour des électrons et des photons isolés, la résolution en énergie atteinte est  $\sigma(E)/E = 0.18/\sqrt{E(\text{GeV})}$ .  
Le calorimètre hadronique (HCAL) permet de mesurer le dépôt d'énergie d'une particule hadronique statistiquement avec la résolution  $\sigma(E)/E = 0.85/\sqrt{E(\text{GeV})}$ . Le HCAL est complété par la présence des chambres à muons nommées ainsi car la quasi totalité des particules chargées les atteignant sont des muons d'énergie supérieur à 3 GeV.
- Les calorimètres (Sical, Lcal et Bcal) situés à petits angles donc près de l'anneau du LEP, permettent une mesure précise de la luminosité. Ils permettent aussi, associés au détecteur Samba, un contrôle du bruit de fond dû au LEP.

L'ensemble du détecteur ALEPH ainsi que ses performances sont détaillés dans les références [60] et [61].

### 4.3 Mesure de la luminosité

La luminosité est mesurée au sein de chaque expérience afin de prendre en compte les conditions de prises de données propres à chacun des quatre détecteurs du LEP.

La diffusion Bhabha  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  est utilisée pour la mesure de la luminosité intégrée car sa section efficace est très élevée et dominée, à petits angles polaires, par le terme d'échange d'un photon dans la voie t, processus bien connu.

$E_{cm}$ (GeV)	Luminosité ( $pb^{-1}$ ) $\pm(stat) \pm(th) \pm(syst)$
188.628	$174.209 \pm 0.202 \pm 0.213 \pm 0.706$
191.584	$28.931 \pm 0.083 \pm 0.035 \pm 0.113$
195.519	$79.857 \pm 0.141 \pm 0.097 \pm 0.312$
199.516	$86.277 \pm 0.150 \pm 0.105 \pm 0.337$
201.625	$41.893 \pm 0.106 \pm 0.051 \pm 0.164$
204.86	$81.644 \pm 0.149 \pm 0.100 \pm 0.337$
206.53	$133.654 \pm 0.193 \pm 0.163 \pm 0.552$

TAB. 4.2 – Luminosité intégrée correspondante aux différentes énergies dans le centre de masse  $E_{cm}$  pour les prises de données des années 1998 à 2000 Les erreurs statistique, théorique et systématique sont détaillées.

La luminosité intégrée est alors estimée à partir de la relation :

$$L = \frac{N_{bhabha} - N_{fond}}{\epsilon_{bhabha} \sigma_{bhabha}^{th}}$$

où  $N_{bhabha}$  est le nombre d'événements Bhabha,  $N_{fond}$  le nombre d'événements de bruit de fond,  $\epsilon_{bhabha}$ , l'efficacité de sélection et  $\sigma_{bhabha}$  la section efficace théorique du processus Bhabha.

Dans ALEPH, la luminosité intégrée est mesurée à l'aide du LCAL (Luminosity CALorimeter) dont la méthode de mesure est détaillée dans la référence [62]. La table 4.2 résume, pour les prises de données à haute énergie durant la période écoulée de 1998 à 2000, les énergies dans le centre de masse atteintes et la luminosité intégrée correspondante. L'incertitude théorique est estimée à l'aide du générateur Monte Carlo BHLUMI [63] et est de l'ordre de 0,25% [64].

## 4.4 Les outils d'analyse

Je décris ici succinctement les principaux outils d'analyse qui ont été utilisés pour identifier les événements di-fermions sur lesquels j'ai travaillé. Ces différents outils d'analyse sont décrits en détail dans la référence [61].

### La procédure de reconstruction des traces chargées :

Cette procédure présente plusieurs étapes : la détermination des coordonnées de l'ensemble des points de mesure obtenus dans la TPC, l'ITC et le VDET, suivie de la recherche d'une trajectoire hélicoïdale compatible en un premier temps avec les points de mesure de la TPC, puis avec ceux de l'ITC et enfin ceux du VDET.

De plus, une fois l'alignement final du détecteur réalisé, des distorsions résiduelles persistent (inhomogénéité du champ magnétique, accumulation de charge d'espace) qui entraînent un biais sur la détermination de l'impulsion. Ce biais, proportionnel à la valeur de l'impulsion, dépend du signe de la particule (électron ou positon). Il dépend, aussi, de l'angle polaire  $\theta$ , de façon importante pour les particules émises à petits angles  $|\cos\theta| > 0.9$ , et de l'angle azimutal.

Dans l'analyse des événements di-leptoniques présentée dans ce mémoire, ce biais est corrigé. Une incertitude systématique est alors prise en compte en comparant les sections efficaces avec et sans la prise en compte de cette correction.

### L'algorithme de flux d'énergie

Cet algorithme permet une amélioration notable de la résolution obtenue sur l'énergie totale visible d'un événement. Il ne se contente pas de sommer les différents dépôts d'énergie associés à un événement, il utilise les procédés d'identification des particules et traite en les regroupant l'ensemble des informations relatives à une particule.

La résolution obtenue est de  $\sigma(E)/E = 0.60/\sqrt{E(GeV)}$  pour un état final à multiplicité élevée. L'algorithme de flux d'énergie fournit aussi un ensemble d'objets "Energy flow" auxquels sont attribués des quadrivecteurs impulsion bien définis utilisés dans l'analyse présentée.

### L'identification des électrons

Elle s'appuie sur la construction de trois estimateurs. D'une part, l'estimateur d'ionisation,  $R_I$ , basé sur la mesure de la perte d'énergie par ionisation de la particule dans la TPC, d'autre part, les deux estimateurs,  $R_T$  et  $R_L$ , transversal et longitudinal, caractérisant le profil de la gerbe électromagnétique déposée dans le ECAL.

**L'identification des photons** Elle repose sur l'absence de trace dans les détecteurs de particules chargées (VDET, ITC, TPC) ainsi que sur le profil spécifique de la gerbe électromagnétique déposée dans le ECAL.

La résolution spatiale obtenue est  $\sigma_{\theta\phi} = (0.25/\sqrt{(E/GeV + 0.25)})$  mrad.

La résolution en énergie est  $\sigma_E/E = 0.25/\sqrt{(E)}$ .

### La reconstruction des $\pi^0$

Cette reconstruction repose sur le calcul de la masse invariante des deux particules identifiées comme deux photons, qui doit être compatible avec celle d'un  $\pi^0$ .

La résolution obtenue sur la masse du  $\pi^0$  est de l'ordre de 6.5%

### Algorithme de reconstruction de jets

Dans l'analyse des événements di-taus, les jets produits lors de la désintégration des taus, sont reconstruits à partir des objets "Energy flow" en utilisant l'algorithme de reconstruction DURHAM en schéma "E" développé par l'expérience JADE [65].

## 4.5 Définition et méthodes de mesure des sections efficaces et des asymétries avant-arrière

### 4.5.1 Les deux analyses : inclusive et exclusive

Le type d'analyse dépend de la valeur de la coupure établie sur le rapport  $\sqrt{s'}/s$ , où  $\sqrt{s'}$  représente l'énergie effective disponible dans le centre de masse, une fois les photons émis dans l'état initial (ISR). Pour les processus  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ ,  $\sqrt{s'}$  est définie comme la masse invariante de la paire de leptons produits dans l'état final. Les photons émis dans l'état final (FSR) ne sont donc pas pris en compte dans cette définition.

**L'analyse inclusive** englobe tous les événements vérifiant la coupure  $\sqrt{s'}/s > 0.1$ , incluant donc aussi les événements de retour au Z.

**L'analyse exclusive** sélectionne, quant à elle, uniquement les événements à haute énergie dans le centre de masse en imposant la coupure  $\sqrt{s'}/s > 0.85$ .

A haute énergie, le phénomène d'interférence entre les photons émis dans les états initial et final n'est plus négligeable et son influence sur les sections efficaces et les asymétries devient importante lorsque les 2 leptons  $l^+l^-$  sont produits à petits angles. C'est pourquoi, afin de réduire les incertitudes liées à ce phénomène la coupure  $|\cos\theta| < 0.95$  est appliquée sur chacun des deux leptons  $l^+l^-$ . C'est dans le cadre de cette analyse que nous établissons des limites sur certains modèles de physique au-delà du Modèle Standard.

### 4.5.2 Détermination expérimentale de l'énergie effective $\sqrt{s'}$

Dans l'approche la plus simple, l'énergie effective  $\sqrt{s'}$  serait calculée à partir de la masse invariante des deux leptons détectés dans l'état final, les photons émis dans l'état final étant négligés. Cependant, la résolution obtenue dans cette approche n'est pas optimale.

Dans l'analyse présentée ici, le calcul de  $\sqrt{s'}$  s'appuie sur la mesure précise des directions des leptons produits dans l'état final.

En effet, l'émission d'un photon ISR, supposée dans l'axe du faisceau, induit un "boost"  $\beta$  du repère du centre de masse. En appliquant la transformation de Lorentz entre le repère du

laboratoire et celui du centre de masse, on obtient la relation :

$$\sqrt{s'} = \frac{1 - |\beta|}{1 + |\beta|} \times \sqrt{s}$$

Si l'émission de photons dans l'état final est négligée, les deux leptons créés ont des directions opposées dans le repère du centre de masse. En utilisant cette contrainte et l'invariance du produit scalaire dans une transformation de Lorentz, le "boost"  $\beta$  s'exprime alors en fonction des angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  des deux leptons sortants, mesurés par rapport à la direction du lepton entrant ou par rapport à celle du photon le plus énergétique reconstruit dans l'appareillage et compatible avec l'hypothèse d'un photon ISR.

$$|\beta| = \frac{|\sin(\theta_1 + \theta_2)|}{\sin\theta_1 + \sin\theta_2}$$

S'en déduit la relation permettant la détermination expérimentale de  $\sqrt{s'}$ , notée  $\sqrt{s'_m}$  :

$$\sqrt{s'_m} = \frac{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 - |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 + |\sin(\theta_1 + \theta_2)|} \times \sqrt{s} \quad (4.1)$$

#### 4.5.3 Méthode de mesure de la section efficace totale $\sigma_l$ :

Pour chaque valeur de l'énergie du LEP, la section efficace totale de chaque processus  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  est obtenue par le nombre d'événements sélectionnés,  $N_{sel}$ , auquel est soustrait le nombre d'événements attendus, dits "de fond",  $N_f$ . Cette différence est ensuite normalisée par l'efficacité de sélection  $\epsilon_{sel}$  et la luminosité intégrée  $L$  correspondante :

$$\sigma_l = \frac{N_{sel} - N_f}{\epsilon_{sel}L}$$

Le nombre d'événements de fonds ainsi que les efficacités de sélection sont déterminés à partir d'événements générés par Monte Carlo, reconstruits, après simulation de la réponse du détecteur, avec le même programme que celui utilisé pour les données expérimentales.

#### 4.5.4 Méthode de mesure de l'asymétrie avant-arrière $A_{FB}^l$ :

Les asymétries sont mesurées dans l'analyse exclusive, c'est à dire avec les événements à haute énergie. Elles sont obtenues par une méthode de comptage à partir des distributions en  $\cos\theta^*$  où  $\theta^*$  est l'angle entre l'électron entrant  $e^-$  et le lepton sortant  $l^-$  dans le repère du centre de masse du système  $l^+l^-$ . Les asymétries  $A_{FB}^l$  sont alors définies par la relation :

$$A_{FB}^l = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$$

où  $N_F$  est le nombre d'événements pour lesquels le lepton  $l^-$  est produit à l'avant ( $\cos\theta^* < 0$ ) et  $N_B$  le nombre d'événements pour lesquels le lepton  $l^-$  est produit à l'arrière ( $\cos\theta^* > 0$ ).

### 4.5.5 Détermination des sections efficaces différentielles

Les sections efficaces différentielles  $d\sigma/d\cos\theta$  sont estimées pour chacun des processus  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ , dans le cadre de l'analyse exclusive. L'intervalle  $-0.95 < \cos\theta < 0.95$  est subdivisé en dix intervalles. Pour chacun des intervalles, la valeur  $\sigma_i$  de la section efficace est calculée à partir du nombre d'événements sélectionnés dans cet intervalle  $N_{sel}^i$ , de l'efficacité de sélection  $\epsilon_{sel}^i$  et du nombre d'événements de bruit de fond  $N_f^i$ , en utilisant la relation

$$\sigma_i = (N_{sel}^i - N_f^i)/\epsilon_{sel}^i L$$

### 4.6 Les principaux processus de fond aux processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$

La figure 4.2 présente les sections efficaces des processus standards en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Plusieurs de ces processus sont des bruits de fond potentiels aux processus  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  qui nous intéressent.

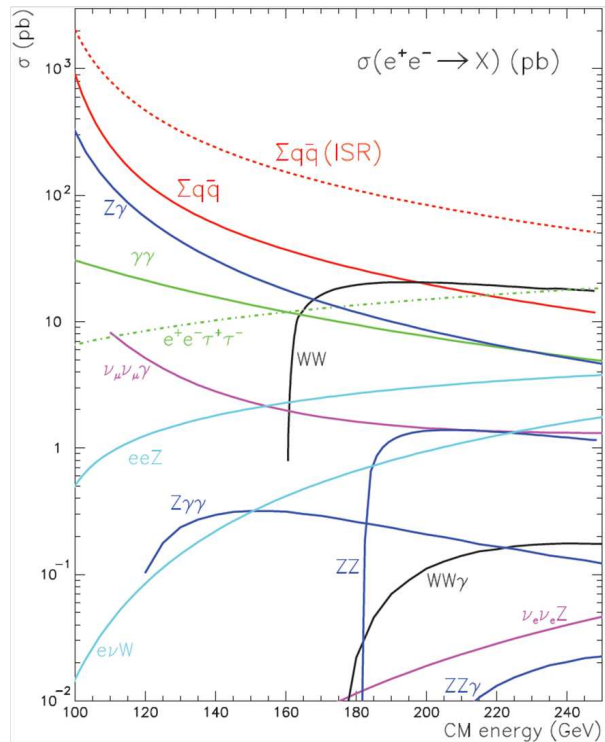


FIG. 4.2 – Les sections efficaces des principaux processus du Modèle Standard à LEP2 en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse [75].

#### Les processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$ avec échange de deux $\gamma$

Les processus dits  $\gamma\gamma$ , représentés par les diagrammes multipériphériques 4.3, sont caractérisés par un échange de deux photons dans la voie t avec production dans l'état final d'une paire  $e^+e^-$

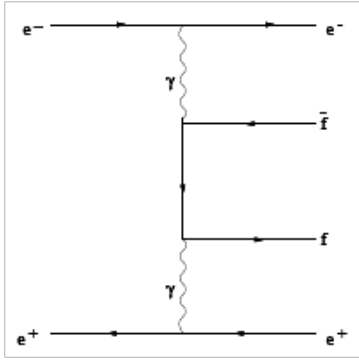


FIG. 4.3 – Le diagramme de production du processus  $\gamma\gamma$ .

vers l'avant et d'une paire  $f\bar{f}$  supplémentaire. La paire  $e^+e^-$  est produite le plus souvent dans le tube du faisceau et n'est donc pas détectée. La section efficace du processus  $\gamma\gamma$  est élevée. Ce type d'événements constitue le fond prédominant dans les analyses inclusives des processus  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ .

Les processus  $\gamma\gamma$  sont simulés par le générateur PHOTO2 [79].

### La production de paires de bosons W

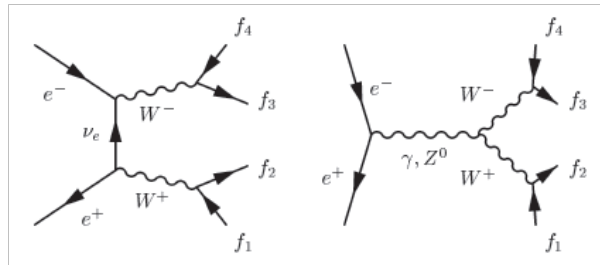


FIG. 4.4 – Les diagrammes de production de paire de W dans les voies t et s.

Les diagrammes de production de paires de  $W^+W^-$  sont représentés sur la figure 4.4. Au seuil de production de paires  $W^+W^-$ , le diagramme de la voie t est dominant et les bosons W sont produits isotropiquement. Au-dessus du seuil, la production de paires  $W^+W^-$  dans la voie s devient prédominante et les bosons W sont produits majoritairement vers l'avant.

Les bosons W produits se désintègrent en paire  $ff$  d'un même doublet de SU(2). Dans 45,6% des cas, la paire de bosons W se désintègre en paires de quarks  $qq$ , dans 43,8% en  $q\bar{q}l\nu$  et dans 10,6% en  $l\nu l\nu$ . La section efficace de production de paires de WW est de l'ordre de 18 pb aux énergies de LEP2. Pour l'analyse présentée ici, les processus de création de paires  $W^+W^-$  sont simulés par le générateur KORALW, version 1.51 [77].

### Les processus $e^+e^- \rightarrow Z^0e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$

Les diagrammes des processus  $e^+e^- \rightarrow Z^0e^+e^-$  et  $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$  sont présentés sur la figure 4.5. Le générateur PYTHIA, version 6.1 [76] est utilisé pour la simulation de tels événements.



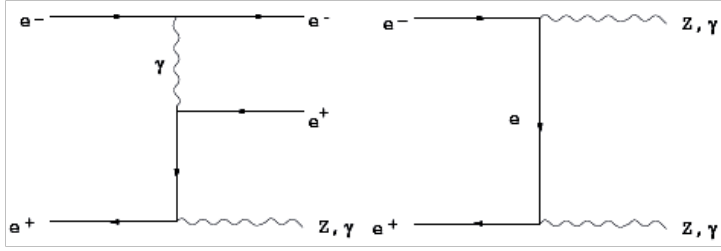


FIG. 4.5 – Les diagrammes de production de  $e^+e^- \rightarrow Z^0e^+e^-$  et  $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$ .

Le processus  $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$  met en jeu l'échange d'un électron dans la voie t. Les couplages à trois bosons n'existant pas dans le cadre du Modèle Standard, aucun diagramme d'échange dans la voie s ne contribue à la production de paires  $Z^0Z^0$ . Les sections efficaces des processus  $Z^0ee$  et  $Z^0Z^0$  varient peu sur le domaine en énergie de LEP2, elles sont respectivement de l'ordre de 8.2 pb et de 2.3 pb.

### Les événements di-leptons doublement radiatifs

Ce sont les événements pour lesquels l'électron et le positon ont émis chacun un photon dans l'état initial. Ils ont alors la même topologie que les événements à haute énergie : les leptons  $l^+l^-$  partent dans des directions opposées. La valeur de  $\sqrt{s'_m}$  calculée à partir de la relation (4.1) est par conséquent égale à  $\sqrt{s}$  mais la masse invariante des di-leptons produits est faible. Ce type d'événements dits doublement radiatifs constitue le fond principal des analyses exclusives des processus  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ .

## 4.7 Mesure des sections efficaces totales et différentielles et des asymétries avant-arrière des processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$

Les mesures sont présentées pour chacune des trois saveurs de leptons, en insistant sur les spécificités propres à chacune d'elles. Les analyses et les résultats décrits dans ce paragraphe, sont détaillés dans la note [66] jointe à ce manuscrit et sont intégrés à la publication [67] parue en 2007 "Fermion pairs production in  $e^+e^-$  collisions at 189 - 209 GeV and constraints on physics beyond the standard model".

Les sections efficaces totales des processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  sont déterminées dans l'analyse inclusive ( $\sqrt{s'_m/s} > 0,1$ ) après soustraction du bruit de fond total et correction globale de l'efficacité.

Les sections efficaces exclusives ( $\sqrt{s'_m/s} > 0,85$ ) sont déterminées, quant à elles, en calculant l'intégrale des sections différentielles  $d\sigma_l/d\cos\theta$  sur l'intervalle  $\cos\theta \in [-0,95; 0,95]$ .

Les événements di-muons et di-taus sont simulés en utilisant le générateur KK version 4.14 [55] présenté au chapitre 3.

Les sections efficaces et les asymétries mesurées pour les processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  sont comparées aux prédictions obtenues avec le programme Zfitter version 6.36 [48] dont le choix des options est décrit au chapitre 3.

Pour le processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , en raison de la prédominance du phénomène de diffusion

élastique avec échange d'un Z ou d'un  $\gamma$  (voie t), seule l'analyse exclusive ( $\sqrt{s'_m/s} > 0,85$ ) est réalisée. Deux domaines angulaires sont considérés :  $-0,9 < \cos\theta^* < 0,9$  et  $-0,9 < \cos\theta^* < 0,7$  où  $\theta^*$  est l'angle entre l'électron entrant  $e^-$  et l'électron sortant  $e^-$  dans le repère du centre de masse du système  $e^+e^-$ .

Les événements di-électrons sont simulés en utilisant le générateur BHWIDE [58] présenté au chapitre 3. Les sections efficaces mesurées sont comparées aux prédictions fournies par BHWIDE.

#### 4.7.1 Le processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

##### La signature et la sélection des événements di-muons

A LEP2, les muons produits au cours du processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  ont une impulsion élevée, ils traversent tout le détecteur au minimum d'ionisation, jusqu'aux chambres à muons et ne déposent dans les calorimètres qu'une faible partie de leur énergie. L'identification des muons s'effectue alors, par deux méthodes détaillées dans [68] :

- la méthode "digitale" basée sur les dépôts d'énergie dans le HCAL et les chambres à muons.
- la méthode "calorimétrique" reposant sur les dépôts d'énergie dans le ECAL et le HCAL.

Les rayons cosmiques comportent aussi des muons de grande énergie. Des critères de sélection [68], déduits du fait que ces muons ne sont pas cohérents avec le croisement des faisceaux, permettent de s'affranchir de ce bruit de fond.

Les principaux bruits de fond  $\gamma\gamma\mu^+\mu^-$  (analyse inclusive) et événements radiatifs (analyse exclusive) sont en grande partie supprimés grâce à une coupure sur la masse invariante des di-muons. Les contributions des différents bruits de fonds, en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse, sont données dans [66]

L'efficacité de sélection obtenue pour le processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  est de l'ordre de 74% (analyse inclusive) et 96% (analyse exclusive).

##### Résultats

Pour les di-muons, les sections efficaces totales, inclusives et exclusives, mesurées aux différentes énergies dans le centre de masse, sont présentées respectivement sur les figures 4.6 et 4.7. Les principales sources d'incertitude systématique proviennent de la statistique limitée des événements Monte Carlo  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , de l'incertitude sur la détermination de la luminosité intégrée, de l'efficacité d'identification des muons et de la contamination des bruits de fonds. Leurs valeurs moyennées sur les différentes énergies dans le centre de masse sont listées dans la table 4.3 et sont détaillées dans la note [66]. Les asymétries sont présentées sur la figure 4.8. Les sections efficaces différentielles des di-muons déterminées pour  $\sqrt{s'_m/s} > 0.85$  sont présentées sur la figure 4.9. Les résultats des mesures sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard. \*

#### 4.7.2 Le processus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Les trois modes de désintégration du tau étudiés sont :

- $\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$
- $\tau \rightarrow (\text{hadrons})\nu_\tau$
- $\tau \rightarrow (\text{hadrons})\nu_\tau + n \pi^0$

<i>source</i>	$\sqrt{s'_m/s} > 0.1$	$\sqrt{s'_m/s} > 0.85$
Statistique MonteCarlo	0.76	0.17
Identification Muons	0.20	0.20
Contamination fonds	0.20	0.53
Luminosité	0.45	0.45
Total	0.93	0.75

TAB. 4.3 – Sections efficaces di-muons : principales incertitudes systematiques en (%) moyennées sur l'ensemble des énergies dans le centre de masse.

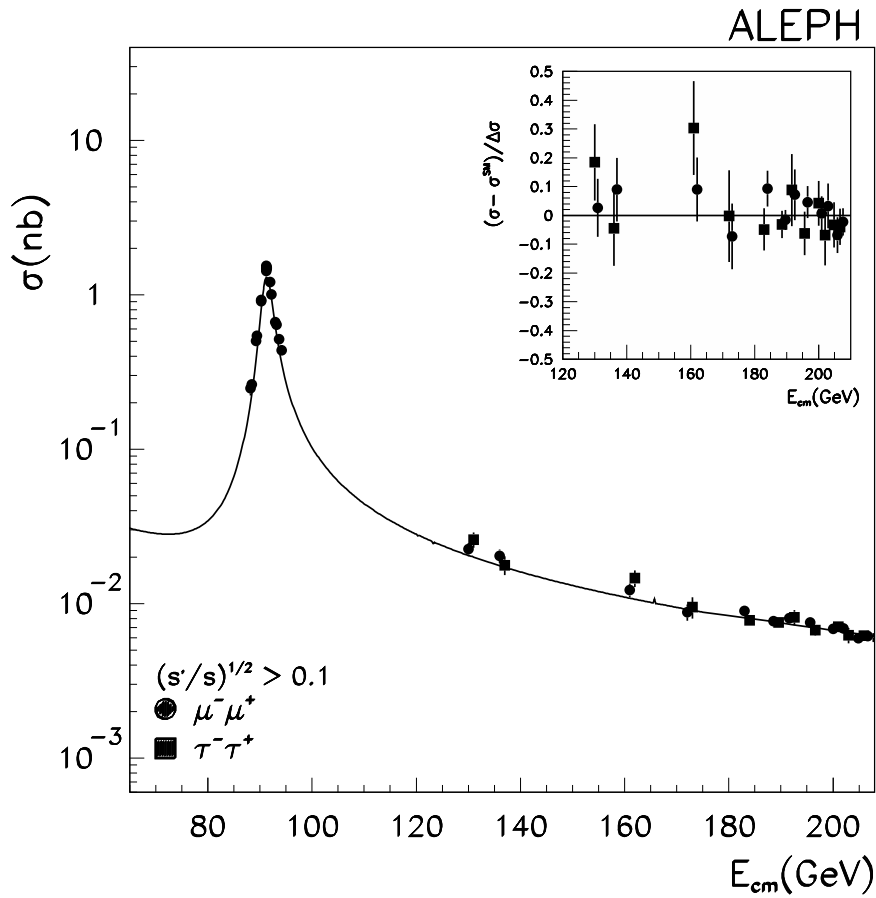


FIG. 4.6 – Sections efficaces inclusives pour les événements di-muons (points) et di-taus (carrés) en fonction de l'énergie dans le centre de masse [67]. Les courbes donnent les prédictions obtenues par ZFITTER [67]. L'encart présente la différence entre les mesures et les prédictions du Modèle Standard normalisées aux sections efficaces prédites. Pour les points en-dessous de 189 GeV, les résultats sont présentés dans la référence [69].

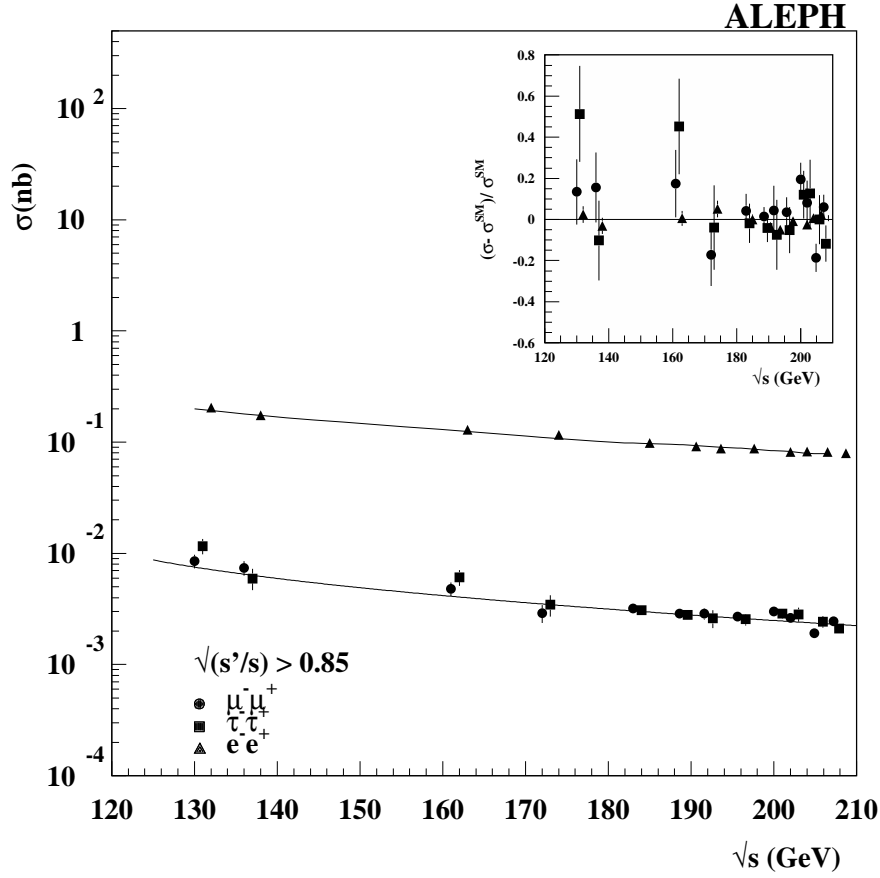


FIG. 4.7 – Sections efficaces exclusives pour les événements di-leptons en fonction de l'énergie dans le centre de masse, avec la condition  $|\cos\theta^*| < 0,9$  pour le canal  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Les courbes donnent les prédictions obtenues avec le programme BHWIDE pour le processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  et ZFITTER pour le processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . L'encart présente la différence entre les mesures et les prédictions du Modèle Standard normalisées aux sections efficaces prédites [67]. Pour les points en-dessous de 189 GeV, les résultats sont présentés dans la référence [69] et corrigés en prenant en compte la différence de définition de l'analyse dite exclusive qui dans la référence [69] correspondait à  $\sqrt{s'/s} > 0.9$ .

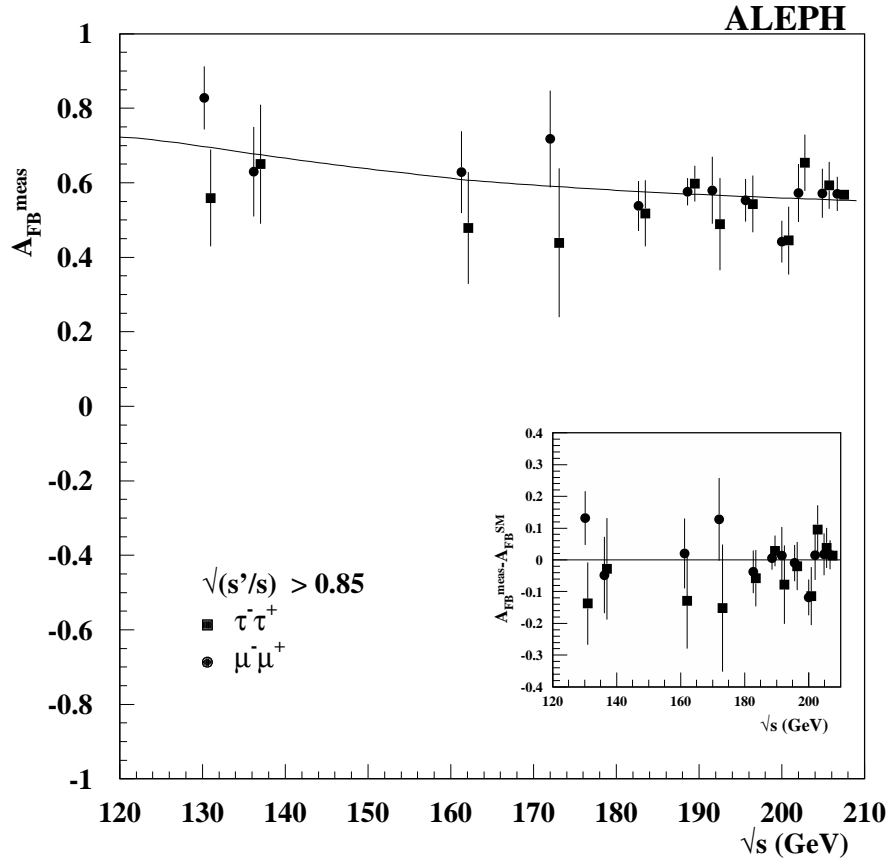


FIG. 4.8 – Asymétries avant-arrière pour les événements di-leptons en fonction de l'énergie dans le centre de masse, avec la condition  $|\cos\theta| < 0,95$ . Les courbes donnent les prédictions obtenues avec le programme ZFITTER. L'encart présente la différence entre les mesures et les prédictions du modèle standard. Pour les points en-dessous de 189 GeV, les résultats sont présentés dans la référence [69] et corrigés en prenant en compte la différence de définition de l'analyse dite exclusive qui dans la référence [69] correspondait à  $\sqrt{s'/s} > 0.9$ .

dont les rapports de branchement sont respectivement 17.35%, 22.31% et 42.05%.

### La signature et la sélection des événements di-taus

Les particules issues de la désintégration du tau forment dans le détecteur ALEPH, des jets très collimés dans la direction du tau d'origine et possédant une faible multiplicité en particules chargées.

Ces jets sont reconstruits à partir des objets "energy flow" en utilisant le programme de reconstruction des jets présenté au paragraphe 4.4. Un événement est sélectionné en tant qu'événement  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  si, dans l'un de ses hémisphères, les produits de désintégration sont compatibles avec la désintégration d'un tau dans un des modes ci-dessus.

Les critères de sélection des événements di-taus sont détaillés dans les références [68] et [70]. La sélection repose sur des critères spécifiques à chacun des trois modes de désintégration étudiés après application de coupures globales nécessaires à la réjection des bruits de fond tels que  $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$  et la production de paires de bosons  $W^+W^-$ .

Etant donnée la section efficace très élevée du processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , le bruit de fond  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  est un des fonds dominants du processus  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . La coupure supplémentaire  $|\cos\theta| < 0.92$  sur les deux candidats taus reconstruits améliore fortement la réjection de ce bruit de fond car elle permet de ne retenir que les traces dont l'estimateur d'ionisation  $R_I$  est bien déterminé et donc d'assurer une meilleure identification des électrons.

Les événements radiatifs constituent le bruit de fond prédominant dans l'analyse exclusive.

Les contributions des différents bruits de fonds sont détaillées en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse dans la note [66].

L'efficacité de sélection des événements di-taus est de l'ordre de 41% (analyse inclusive) et 63% (analyse exclusive).

### Résultats

Pour les di-taus, les sections efficaces totales, mesurées aux différentes énergies dans le centre de masse, sont présentées respectivement sur les figures 4.6 et 4.7. Les principales sources d'incertitude systématique proviennent de la statistique limitée des événements Monte Carlo  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , des incertitudes sur la détermination de la luminosité intégrée, de l'efficacité d'identification des taus et de la contamination des bruits de fonds. Leurs valeurs moyennées sur les différentes énergies dans le centre de masse sont listées dans la table 4.4 et sont détaillées dans la note [66]. Les asymétries sont, quant à elles présentées sur la figure 4.8. La mesure des asymétries nécessite un facteur de correction appliqué aux données avec la prise en compte de l'asymétrie des bruits de fond, notamment, celui dû au processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . La méthode de calcul de ce facteur est décrite dans la référence [71].

Les sections efficaces différentielles des di-taus déterminées pour  $\sqrt{s'_m/s} > 0.85$  sont montrées sur la figure 4.11 [67].

Les résultats des mesures sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard.

#### 4.7.3 Le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

### La signature et la sélection des événements di-électrons

Les événements di-électrons sont caractérisés par deux traces chargées, de signe opposé, d'impulsion élevée, auxquelles sont associés d'importants dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique.

<i>source</i>	$\sqrt{s'_m/s} > 0.1$	$\sqrt{s'_m/s} > 0.85$
Statistique MonteCarlo	0.65	0.79
Réponse du détecteur	1.37	1.61
Contamination fonds	0.36	0.29
Luminosité	0.45	0.45
Total	1.65	1.90

TAB. 4.4 – Sections efficaces di-taus : principales incertitudes systematiques en (%) moyennées sur l'ensemble des énergies dans le centre de masse.

La sélection des di-électrons repose donc sur deux critères appliqués aux deux traces les plus énergétiques de l'événement, l'un portant sur la somme des impulsions, l'autre sur la somme des énergies déposées dans le calorimètre électromagnétique. Ces critères permettent de rejeter efficacement les bruits de fond  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ .

Un critère supplémentaire permet de prendre en compte d'une part le phénomène de bremsstrahlung, d'autre part le passage d'un électron au niveau d'un "crak" (zone non instrumentée) du calorimètre électromagnétique. Il porte sur la somme des impulsions et des énergies associées aux deux traces (incluant les énergies dans le ECAL, le HCAL et celle du photon de bremsstrahlung). L'ensemble de ces critères est décrit dans la référence [68]. Une coupure sur la masse invariante permet de rejeter le bruit de fond radiatif qui reste cependant le fond prédominant. La contribution des différents fonds est détaillée dans la note [66]. L'efficacité de sélection des événements di-électrons est de l'ordre de 84% (analyse exclusive  $-0.9 < \cos\theta^* < 0.9$ ) et 93% (analyse exclusive  $-0.9 < \cos\theta^* < 0.7$ ).

## Résultats

Les sections efficaces exclusives des di-électrons sont déterminées pour les deux domaines angulaires  $-0.9 < \cos\theta^* < 0.9$  et  $-0.9 < \cos\theta^* < 0.7$  en sommant les sections efficaces différentielles  $d\sigma/d\cos\theta$  sur l'intervalle  $\cos\theta \in [0.95; 0.95]$ . Les valeurs obtenues sont données dans la référence [67]. Pour le domaine  $|\cos\theta^*| < 0.9$ , la section efficace est représentée sur la figure 4.7. Les principales sources d'incertitude systématique proviennent des incertitudes sur la détermination de la luminosité intégrée, de l'efficacité de sélection des di-électrons et de la contamination des bruits de fonds. Leurs valeurs moyennées sur les différentes énergies dans le centre de masse sont listées dans la table 4.5 et sont détaillées dans la note [66].

Les sections efficaces différentielles des di-électrons déterminées pour  $\sqrt{s'_m/s} > 0.85$  et  $-0.9 < \cos\theta^* < 0.9$  sont, quant à elles, montrées sur la figure 4.10 [67].

La comparaison des valeurs des sections efficaces mesurées avec celles prédites par le générateur BHWIDE montre un bon accord avec les prédictions du Modèle Standard.

## 4.8 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre mettent en évidence le bon accord entre les mesures des sections efficaces et des asymétries avant-arrière et leurs prédictions dans le cadre du Modèle

<i>source</i>	$-0.9 < \cos\theta^* < 0.9$	$-0.9 < \cos\theta^* < 0.7$
Statistique MonteCarlo	0.33	0.61
Réponse du détecteur	0.36	0.15
Contamination fonds	0.23	0.27
Luminosité	0.46	0.46
Total	0.71	0.82

TAB. 4.5 – Sections efficaces di-électrons : principales incertitudes systématiques en (%) moyennées sur l'ensemble des énergies dans le centre de masse.

Standard pour les processus  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ . Comparer les mesures des sections efficaces totales, les asymétries et les distributions angulaires di-leptoniques à leurs valeurs prédites par le Modèle Standard permet alors d'établir des limites sur différentes extensions du Modèle Standard telles que les interactions de contact, les extra-dimensions, les couplages des sneutrinos [67] présentés dans le cadre de l'expérience ALEPH dans le chapitre 5.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont combinés avec ceux obtenus par les trois autres expériences LEP, DELPHI [72], L3 [73] et OPAL [74]. Cette combinaison est détaillée dans la référence [98] et resumée dans le chapitre 6.



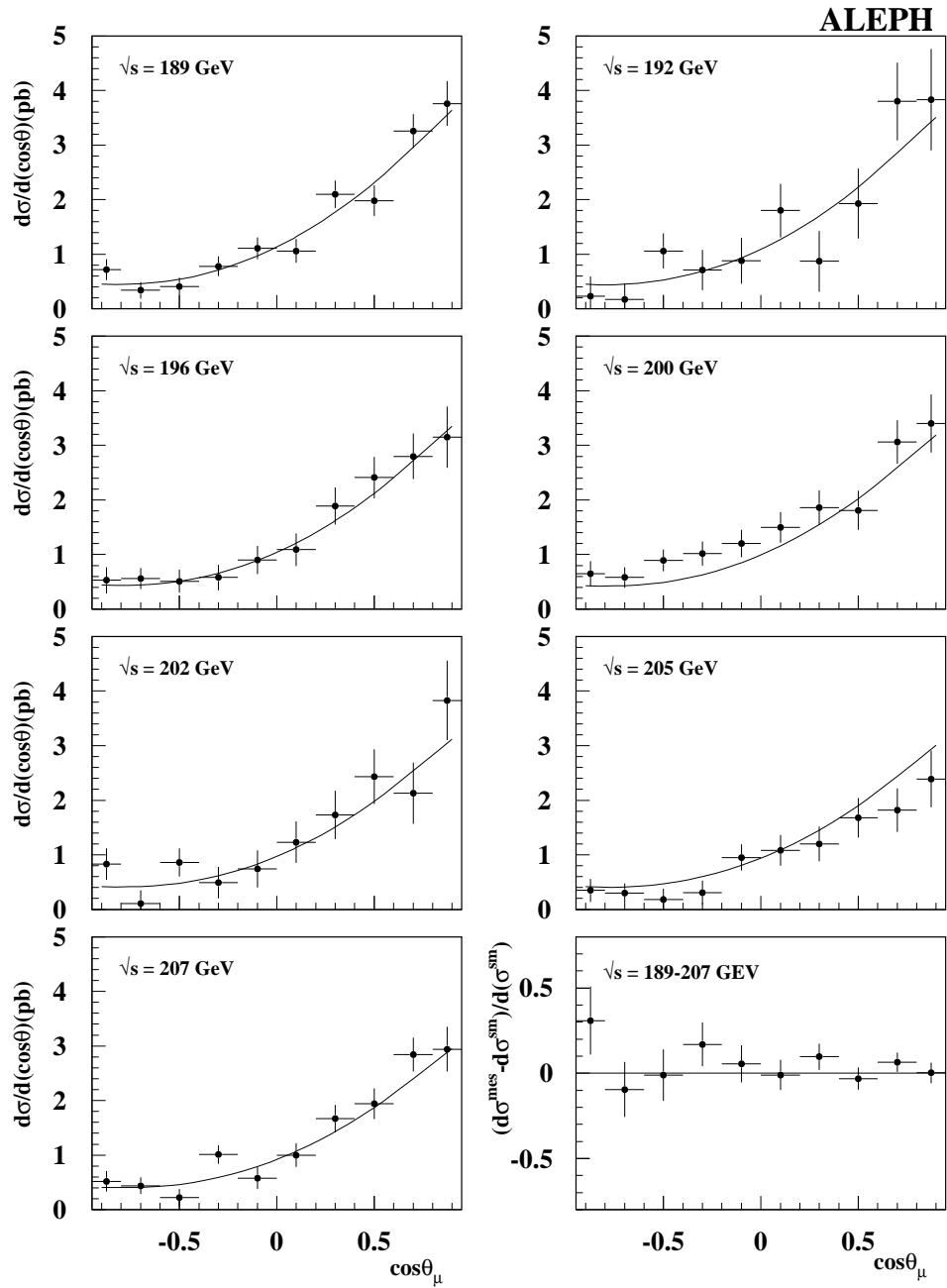


FIG. 4.9 – Sections efficaces différentielles du processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  en fonction de  $\cos\theta_\mu$  pour les différentes énergies dans le centre de masse. Les points représentent les mesures expérimentales, les courbes représentent les prédictions obtenues avec le programme ZFITTER. En bas à droite est présentée la différence entre les mesures et les prédictions du Modèle Standard [67].

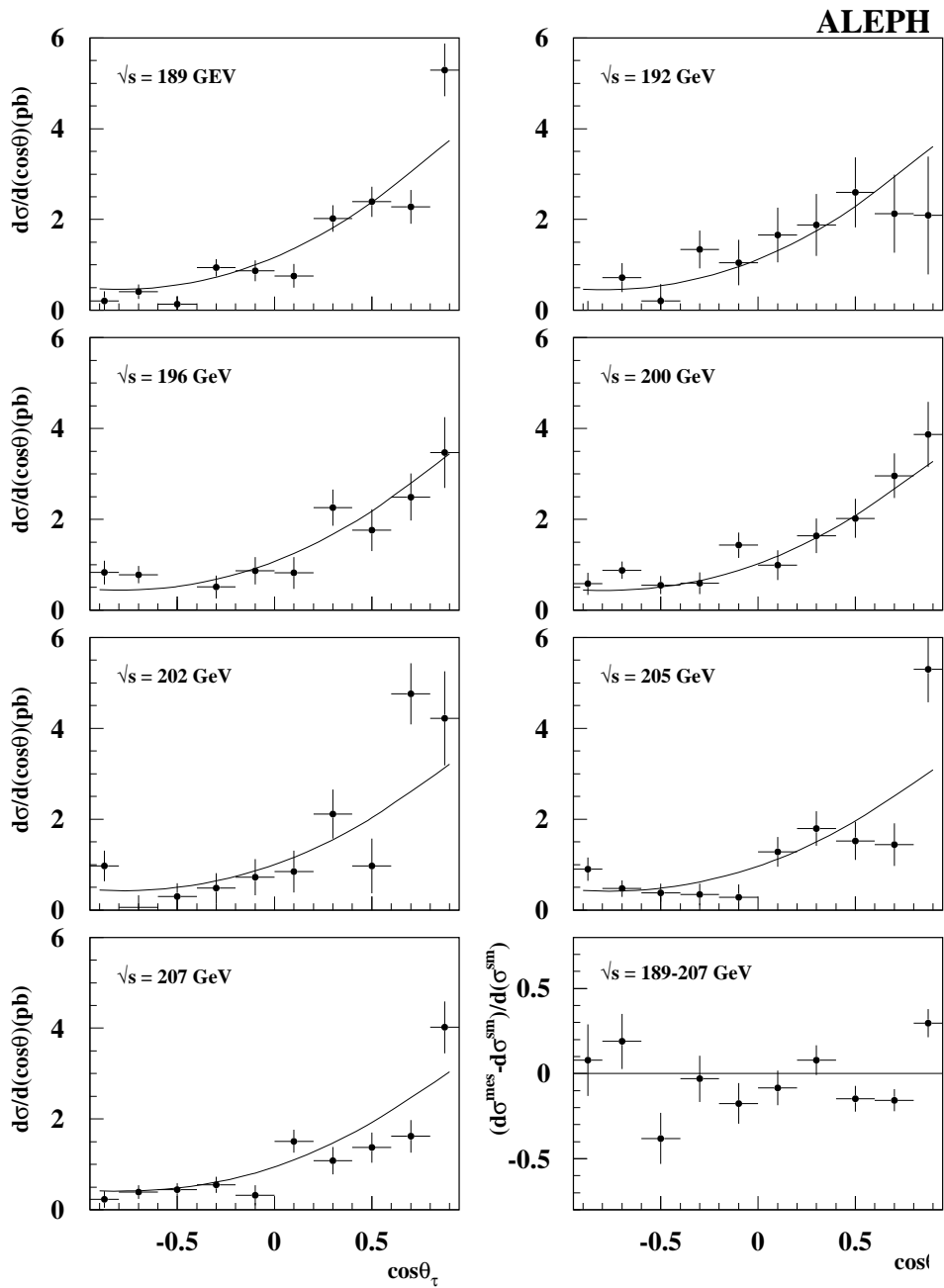


FIG. 4.10 – Sections efficaces différentielles du processus  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  en fonction de  $\cos\theta_\tau$  pour les différentes énergies dans le centre de masse. Les points représentent les mesures expérimentales, les courbes représentent les prédictions obtenues avec le programme ZFITTER. En bas à droite est présentée la différence entre les mesures et les prédictions du Modèle Standard [67].

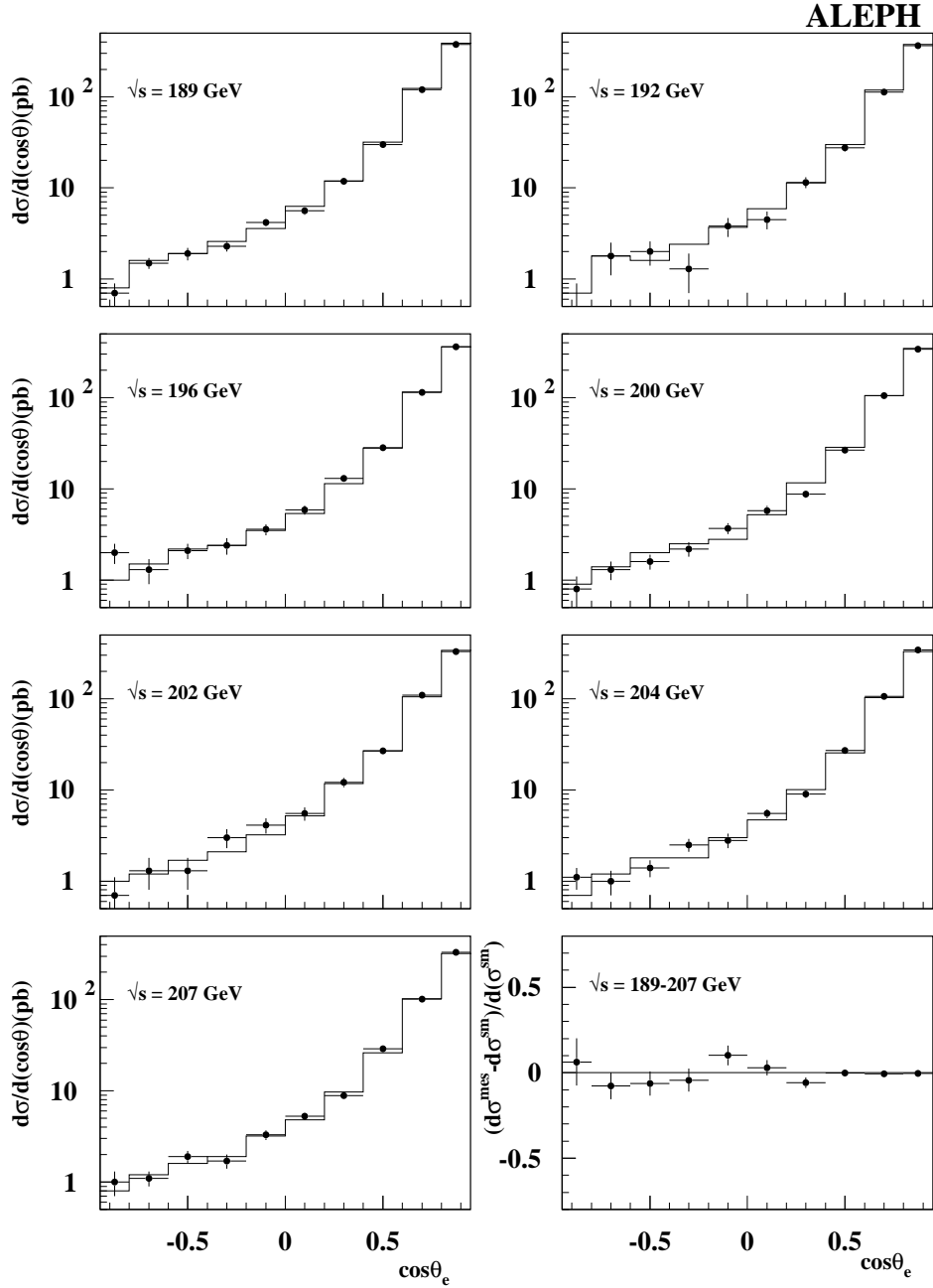


FIG. 4.11 – Sections efficaces différentielles du processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  en fonction de  $\cos\theta_e$  pour les différentes énergies dans le centre de masse. Les points représentent les mesures expérimentales, les courbes représentent les prédictions obtenues avec le générateur BHWIDE. En bas à droite est présentée la différence entre les mesures et les prédictions du Modèle Standard [67].

## Chapitre 5

# Les contraintes sur la physique au delà du Modèle Standard dans l'expérience ALEPH auprès du collisionneur LEP2

### 5.1 Introduction

Différentes extensions sont envisagées pour pallier aux insuffisances du Modèle Standard. Elles reposent cependant sur le principe que le Modèle Standard est une bonne approximation à basse énergie de ces extensions et qu'il existe une échelle d'énergie  $\Lambda$  comprise entre les masses des bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z^0$  et la masse de Planck, caractéristique d'une nouvelle physique.

Ces extensions du Modèle Standard, si elles existent, peuvent induire, à des énergies bien inférieures à l'échelle  $\Lambda$ , des déviations par rapport aux prédictions obtenues dans le cadre du Modèle Standard.

Dans ce chapitre, nous étudierons plusieurs scénarios de nouvelle physique susceptibles d'induire des déviations sur les sections efficaces et sur les asymétries des processus di-leptoniques mesurées à LEP2. Les résultats obtenus au chapitre 4 étant en bon accord avec le Modèle Standard, des limites fortes ont pu être établies sur différents scénarios de nouvelle physique tels que les interactions de contacts à quatre fermions, l'existence possible de dimensions supplémentaires et la production de sneutrinos avec violation de la R-parité.

Ces limites utilisent l'ensemble des résultats des di-leptons à LEP2 pour des énergies de 160 à 209 GeV et sont détaillées dans le papier final de la collaboration ALEPH [67].

### 5.2 Les interactions de contact à quatre fermions

De nombreuses théories stipulant la nature composite des leptons et des quarks ont été développées en vue d'apporter des solutions aux problèmes posés dans le cadre du Modèle Standard tels que, le spectre de masse des fermions, le nombre de famille et l'arrangement inexplicés des fermions dans des multiplets de  $SU(3)_C$  ou  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ...

Si les quarks et les leptons ont une sous-structure se révélant à l'échelle d'énergie  $\Lambda$ , alors les

forces qui lient leurs constituants induisent des interactions de contact qui sont sources d'effets significatifs à des énergies bien inférieures à  $\Lambda$ .

Dans l'hypothèse où la structure  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  de la théorie de jauge du Modèle Standard est correcte et où l'échelle  $\Lambda$  vérifie  $\Lambda \gtrsim \Lambda_{EW} = \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ , avec les conditions de conservation de la saveur et de la chiralité, l'annihilation de la paire  $e^+e^-$  en une paire de fermions  $f\bar{f}$  via les interactions de contact à quatre fermions peuvent être décrite par le Lagrangien [81] :

$$\mathcal{L}_{contact} = \frac{g^2 \text{sgn}(\eta)}{(1 + \delta_{ef})\Lambda^2} \sum_{i,j=L,R} \eta_{ij} [\bar{e}_i \gamma^\mu e_i] [\bar{f}_j \gamma_\mu f_j]$$

avec

$$\delta_{ef} = \begin{cases} 1 & \text{pour } f = e, \\ 0 & \text{pour } f \neq e \end{cases}$$

Les champs  $e_{L,R}$  et  $f_{L,R}$  sont les projections de chiralité gauche (L) ou droite (R) des spineurs associés aux électrons et aux fermions. Les électrons et les fermions, dans le cas où  $f \neq e$ , sont supposés avoir un ou plusieurs sous-constituants en commun.  $\Lambda$  est définie de telle sorte que la constante de couplage  $g$  vérifie la relation  $g^2/4\pi = 1$  et que  $|\eta_{ij}| = 1$ . Les coefficients  $\eta_{ij}$  définissent les contributions relatives des différentes combinaisons de chiralité étudiées. Celles-ci sont présentées dans la table 5.1 et caractérisent les modèles pour lesquels sont obtenues les contraintes sur l'échelle en énergie  $\Lambda$ . L'interférence entre la contribution des interactions de contact et celle du Modèle Standard peut être soit constructive  $\text{sgn}(\eta) > 0$  soit destructive  $\text{sgn}(\eta) < 0$ .

Modèle	$\eta_{LL}$	$\eta_{RR}$	$\eta_{LR}$	$\eta_{RL}$
LL	1	0	0	0
RR	0	1	0	0
LR	0	0	1	0
RL	0	0	0	1
AA	1	1	-1	-1
VV	1	1	1	1
LL+RR	1	1	0	0
LR+RL	0	0	1	1

TAB. 5.1 – Les différents modèles d'interaction de contact à quatre fermions étudiés

En présence d'interaction de contact, la section efficace différentielle du processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  en fonction de l'angle polaire  $\theta$  du fermion  $f$  par rapport à la direction de l'électron du faisceau peut se décomposer en trois parties :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = MS(s,t) + \epsilon C_{int}(s,t) + \epsilon^2 C_{CI}(s,t)$$

où

$$\epsilon = \frac{g^2 \text{sgn}(\eta)}{4\pi \Lambda^2} \quad \text{et } s, t \text{ sont les variables de Mandelstam}$$

Le terme  $MS(s,t)$  correspond à la contribution du Modèle Standard le terme  $C_{int}(s,t)$  résulte de l'interférence entre les contributions du Modèle Standard et celles de l'interaction de contact

et le terme  $C_{CI}(s, t)$  provient de l'amplitude de l'interaction de contact pure.

Dans la pratique, les termes  $C_{int}(s, t)$  et  $C_{CI}(s, t)$  sont calculés dans l'approximation de Born améliorée [82], corrigés ensuite des effets dus à l'émission d'un photon dans l'état initial [83]. Dans la pratique, afin de s'affranchir partiellement des effets des ordres supérieurs, la section efficace différentielle est exprimée de la façon suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = MS(s, t) \left( 1 + \epsilon \frac{C_{int}^{Born}(s, t)}{MS^{Born}(s, t)} + \epsilon^2 \frac{C_{CI}^{Born}(s, t)}{MS^{Born}(s, t)} \right) \quad (5.1)$$

où la section efficace  $MS(s, t)$  correspond à celle déterminée (voir chapitre 3) à l'aide des programmes ZFITTER pour les di-muons et les di-taux et BHWIDE pour les di-électrons et où la section efficace  $MS^{Born}$  est la section efficace prédite par le Modèle Standard calculée dans l'approximation de Born améliorée.

Les mesures des sections efficaces di-leptoniques  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  présentées au chapitre 4 sont comparées aux prédictions obtenues par la relation 5.1 au moyen d'une méthode de maximum de vraisemblance. Pour les di-leptons, la fonction de vraisemblance utilisée est la suivante :

$$L = G(\alpha^{corr}; 1) \prod_i G(\alpha_i^{(ncorr)}; 1) \prod_k \mathcal{P}[(N_{ik}^{mes}, N_{ik}^{pred}(\epsilon') + \alpha^{corr} \Delta n_{ik}^{corr} + \alpha_i^{ncorr} \Delta n_{ik}^{ncorr})]$$

l'indice  $i$  parcourt les différentes valeurs de l'énergie disponible dans le centre de masse à LEP2 et l'indice  $k$  parcourt les dix intervalles en  $\cos\theta$ . La fonction  $\mathcal{P}$  donne la probabilité de Poisson d'observer  $N_{ik}^{mes}$  événements dans les données pour  $N_{ik}^{pred}$  attendus.

Les erreurs systématiques sur le nombre d'événements attendus sont séparées en deux catégories celles corrélées entre les points en énergies  $\Delta n^{corr}$  et celles qui ne le sont pas  $\Delta n^{ncorr}$ . Ces incertitudes sont prises en compte en recourant aux paramètres  $\alpha^{corr}$  et  $\alpha_i^{ncorr}$  décrivant des distributions gaussiennes  $G$  de valeur centrale nulle et de largeur égale à une déviation standard. Les paramètres  $\epsilon$ ,  $\alpha^{corr}$  et  $\alpha_i^{ncorr}$  sont ajustés simultanément afin d'obtenir le maximum de la fonction  $L$ .

Les limites à 95% de niveau de confiance obtenues sur  $\epsilon$ , notées  $\epsilon_{95}^{\pm}$ , sont déterminées de la façon suivante :

$$\int_0^{\epsilon_{95}^+} L(\epsilon') d\epsilon' = 0.95 \int_0^{\infty} L(\epsilon') d\epsilon'$$

$$\int_{\epsilon_{95}^-}^0 L(\epsilon') d\epsilon' = 0.95 \int_{-\infty}^0 L(\epsilon') d\epsilon'$$

d'où sont déduites les limites supérieures  $\Lambda^{\pm}$  à 95% de niveau de confiance :

$$\Lambda^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{|\epsilon_{95}^{\pm}|}}$$

Sur la figure 5.1 sont présentées les limites obtenues sur  $\Lambda$  pour des interactions de contact couplées à des leptons dans l'état final [67].

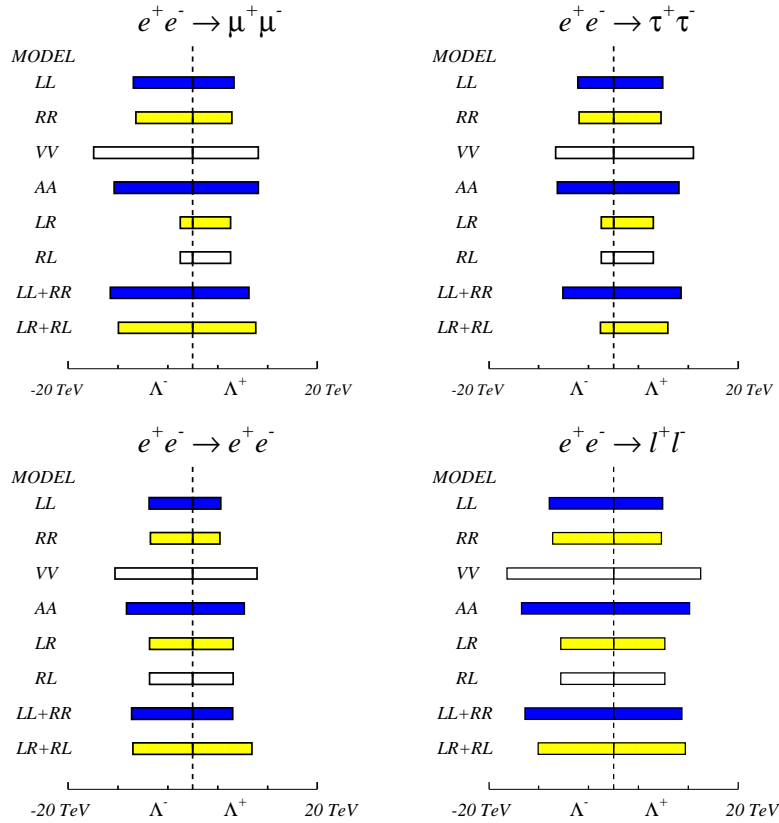


FIG. 5.1 – Interactions de contact se couplant à des leptons dans l'état final dans le cadre des modèles LL, RR, LR, RL, VV, AA, LL+RR et LR+RL. Les limites sur  $\Lambda^+$  (cas de l'interférence positive entre la contribution des interactions de contact et celles du Modèle Standard) et sur  $\Lambda^-$  (cas de l'interférence négative) sont obtenues à 95% de niveau de confiance. Les limites présentées pour l'état final  $l^+l^-$  supposent l'universalité des leptons [67].

### 5.3 La gravité dans les modèles des dimensions supplémentaires à l'échelle du TeV

La masse de Planck,  $M_{Pl}$ , est définie à partir de la constante de Newton  $G_N$  qui caractérise la force de l'interaction gravitationnelle :  $M_{Pl} \equiv \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} \approx 10^{19} GeV$ .

En considérant que la force d'interaction gravitationnelle reste inchangée jusqu'à des distances de l'ordre de la longueur de Planck  $\sim 10^{-33} cm$ , la masse de Planck,  $M_{Pl}$ , peut être vue comme étant une échelle d'énergie fondamentale au-delà de laquelle l'interaction gravitationnelle et les interactions de jauge deviennent d'intensité comparable.

Cependant le nombre considérable d'ordre de grandeur séparant l'échelle de brisure de symétrie électrofaible et la masse de Planck pose le problème de la hiérarchie du Modèle Standard (voir 5.4.1).

Une alternative proposée par N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos et G. Dvali [89] pose comme principe que l'échelle de brisure de symétrie électrofaible,  $M_{EW}$ , est dans la nature, la seule échelle fondamentale à courte distance. L'échelle à partir de laquelle la force de l'interaction gravitationnelle est comparable à celles des autres interactions devient alors du même ordre que  $M_{EW}$ , elle est notée  $M_D$ .

Cette contrainte peut être réalisée en introduisant  $n$  dimensions spatiales supplémentaires compactifiées avec un rayon  $r$ , la présence de ces extra-dimensions étant à l'origine de la faiblesse de l'interaction gravitationnelle à longue distance dans l'espace-temps usuel à 4 dimensions.

Il est alors possible de déduire, grâce à la loi de Gauss, la relation entre l'échelle effective  $M_{Pl}$  dans l'espace à 4 dimensions et l'échelle fondamentale  $M_D$  dans l'espace à  $4+n$  dimensions appelé "le bulk" :

$$M_{Pl}^2 \approx r^n M_D^{2+n}$$

La contrainte  $M_D \approx M_{EW}$  implique alors une dépendance de  $r$  en fonction de  $n$ . La valeur  $n = 1$  impliquerait  $r \approx 10^{13} cm$  et donc l'apparition de déviations à la loi de la gravitation Newtonienne à l'échelle du système solaire. Ceci n'est pas observé et impose donc  $n \geq 2$ . Le cas  $n = 2$  impliquerait  $r \approx 1 mm$ , ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la limite atteinte actuellement par les expériences testant la loi de Newton.

Dans ce modèle, seul le graviton peut se propager dans le "bulk" car les contraintes expérimentales imposent aux particules du Modèle Standard de rester localisées dans l'espace-temps usuel (la "3-brane" [90]). Comme les dimensions supplémentaires sont compactifiées donc finies, les composantes de la quantité de mouvement du graviton dans ces dimensions sont quantifiées, le graviton de masse nulle dans l'espace à  $4+n$  dimensions est alors perçu dans l'espace à 4 dimensions comme un ensemble infini d'états  $G_m$  massifs appelé tour de gravitons de Kaluza-Klein de spins 0, 1 et 2.

Seuls les gravitons de Kaluza-Klein de spin 2 se couplent au tenseur énergie-impulsion des champs du Modèle Standard [92], l'échange potentiel de gravitons virtuels de spin 2 peut modifier de façon significative les sections efficaces différentielles di-fermioniques prédites dans le cadre du Modèle Standard.

Les calculs prenant en compte l'ensemble des modes de la tour de Kaluza-Klein, sont réalisés dans le cadre d'une théorie effective introduisant un cutoff  $\Lambda_T$  [91] qui permet de régulariser les divergences ultraviolettes. En l'absence de théorie complète de la gravité quantique, le cutoff



$\Lambda_T$  ne peut être calculé précisément en fonction de l'échelle  $M_D$ , mais le rapport  $\Lambda_T/M_D$  est attendu comme devant être de l'ordre de l'unité.

Dans la pratique, la section efficace différentielle est exprimée en fonction du paramètre  $\epsilon = \frac{\lambda}{\Lambda_T^4}$  ( $\lambda = +1$  interférence constructive  $\lambda = -1$  interférence destructive) en utilisant la même approche que celle décrite dans le paragraphe 5.2 :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = MS(s, t) \left( 1 + \epsilon \frac{F_{int}^{Born}(s, t)}{MS^{Born}(s, t)} + \epsilon^2 \frac{F_G^{Born}(s, t)}{MS^{Born}(s, t)} \right)$$

L'expression de la section efficace différentielle du processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  est détaillée dans la référence [92]. Le terme  $F_{int}^{Born}(s, t)$  correspond à l'interférence entre les contributions du Modèle Standard et celle du graviton et le terme  $F_G^{Born}(s, t)$  résulte de l'échange de graviton pur. Ces deux termes sont calculés dans l'approximation de Born améliorée. Les mesures des sections efficaces différentielles sont comparées aux prédictions au moyen d'une méthode de maximum de vraisemblance selon la même procédure que celle utilisée au paragraphe 5.2.

Le processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  possède la plus grande sensibilité (voies t et s) et permet d'obtenir les limites à 95% de niveau de confiance sur  $\Lambda_T^+$  (interférence constructive) et  $\Lambda_T^-$  (interférence destructive) [67] :

$$\Lambda_T^+ = 1.11 \text{ TeV}$$

$$\Lambda_T^- = 1.09 \text{ TeV}$$

## 5.4 La production de sneutrinos avec violation de la R-parité

### 5.4.1 Le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) :

Le Modèle Supersymétrique Minimal offre une solution [84] [85] au problème connu sous le nom de problème de la hiérarchie du Modèle Standard lié à la présence de divergences quadratiques dans les corrections de boucles à la masse du Higgs.

Il repose sur l'introduction d'une symétrie dont les générateurs transforment un état bosonique B en un état fermionique F et vice versa. La paire fermion-boson ainsi obtenue appartient à un même supermultiplet (F,B).

Le Modèle Supersymétrique minimal est une extension du Modèle Standard fondée sur le même groupe de jauge,  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Ce qui implique d'introduire :

- les superchamps chiraux composés d'un champ fermionique de Weyl de spin 1/2 (quark q ou lepton l) et d'un champ scalaire complexe de spin 0 (squark  $\tilde{q}$  ou sleptons  $\tilde{l}$  superpartenaire du quark q ou du lepton l), d'un champ scalaire complexe, dit auxiliaire, introduit pour obtenir des nombres de degrés fermionique et bosonique identiques et n'ayant pas de sens physique.
- les superchamps vectoriels composés d'un champ vectoriel de spin 1 associé à un des bosons de jauge du Modèle Standard (B ou  $W_i$   $i=1,2,3$  ou un gluon  $G_a$   $a=1,2,\dots,8$ ), d'un champ

fermionique de spin 1/2 (les jauginos  $\tilde{B}$ ,  $\tilde{W}_i$  ou les gluinos  $\tilde{G}_a$  respectivement superpartenaires des  $B$ ,  $W_i$  et  $G_a$ ) et d'un champ scalaire auxiliaire.

- deux doublets de Higgs  $H1 = (\phi_1^+, \phi_1^0)$  et  $H2 = (\phi_2^+, \phi_2^0)$ , champs scalaires de spin 0, nécessaires pour générer les masses par couplage de Yukawa. Ils sont décrits par des superchamps chiraux, leurs superpartenaires étant les higgsinos de spin 1/2  $\tilde{H}_1$  et  $\tilde{H}_2$ .

fermions		bosons	
Quarks	$(u, d)_L ; u_r ; d_R$	Squarks	$(\tilde{u}, \tilde{d})_L ; \tilde{u}_R ; \tilde{d}_R$
Leptons	$(\nu, e)_L ; e_R$	Sleptons	$(\tilde{\nu}, \tilde{e})_L ; \tilde{e}_R$
Higgsinos	$\tilde{H}_1 ; \tilde{H}_2$	Higgs	$H_1 ; H_2$
<hr/>		<hr/>	
Gluinos	$\tilde{G}^a$	Gluons	$G^a$
Jauginos	$\tilde{B}, \tilde{W}^\alpha$	Bosons de jauge	$B, W^\alpha$

TAB. 5.2 – Modèle Supersymétrique Minimal : supermultiplets chiraux et supermultiplets vecteurs .

Ceci est résumé dans le tableau 5.2. Le Modèle Supersymétrique Minimal prévoit ainsi l'existence d'une particule superpartenaire associée à chaque particule du Modèle Standard et de masse identique (Ceci, n'ayant pas été observé expérimentalement, il est nécessaire que la supersymétrie soit brisée [85]).

### La R-parité

Dans le superlagrangien, le superpotentiel qui décrit les interactions des supermultiplets chiraux entre eux, et dans lequel apparaissent les interactions de Yukawa entre un scalaire et deux fermions, peut contenir, dans son expression la plus générale, des termes brisant la conservation des nombres baryoniques et leptoniques. Or la violation simultanée des nombres leptonique et baryonique conduirait à une désintégration spontanée du proton ce qui n'est pas observé. Ce problème peut être résolu en introduisant une symétrie discrète : la R-parité [86]. La conservation de cette symétrie peut s'exprimer à l'aide du nombre  $R_p$  associé à chaque particule :

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

où  $B$ ,  $L$  et  $s$  sont respectivement le nombre baryonique, le nombre leptonique et le spin de la particule. Pour les particules du Modèle Standard  $R_p = 1$ . Pour les particules supersymétriques  $R_p = -1$ . Ce nombre doit être conservé de manière multiplicative lors d'une interaction.

De la conservation de la R-parité découle une conséquence importante : les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paire.

Cependant la conservation des nombres leptonique et baryonique n'est pas nécessaire à l'invariance de jauge, et dans le cas où seul le nombre leptonique est violé, la prise en compte dans le superpotentiel des deux termes supplémentaires ci-dessous n'est pas exclue par la non-

observation de la désintégration spontanée du proton.

$$\lambda_{ijk} L_L^i L_L^j \bar{E}_R^k \quad \text{et} \quad \lambda'_{ijk} L_L^i Q_L^j \bar{D}_R^k$$

où  $i, j, k$  sont les indices qui désignent les générations de particules.  $L_L, Q_L, \bar{E}_R$  et  $\bar{D}_R$  correspondent aux superchamps chiraux contenant respectivement les doublets de lepton et de quark gauche et les singlets de lepton chargé droit et de quark d droit.

Les constantes de couplage  $\lambda_{ijk}$  sont non nulles seulement si  $i < j$  pour qu'au moins deux générations différentes soient couplées au niveau des vertex purement leptoniques.

Le Modèle Supersymétrique Minimal avec  $\Delta L \neq 0$  est décrit dans son intégralité dans la référence [87]. La phénoménologie qui en découle est extrêmement riche, il est donc nécessaire de réduire les possibilités en faisant des hypothèses sur les différents arrangements de saveur possibles.

Dans le secteur leptonique pur ( $\lambda'_{ijk} = 0$ ), deux cas sont envisagés :

- un des couplages trilineaires entre deux leptons et un slepton scalaire possède une valeur élevée par rapport aux autres couplages qui peuvent donc être négligés.
- deux des couplages ont une valeur plus élevée que les autres, ces deux couplages violent la même saveur leptonique.

L'échange potentiel d'un sneutrino avec violation de la R-parité peut induire des déviations par rapport aux prédictions du Modèle Standard sur les sections efficaces di-leptoniques mesurées à LEP2.

Trois cas sont étudiés dans lesquels les couplages  $\lambda_{ijk}$  sont susceptibles d'être élevés :

**1-** L'échange potentiel d'un sneutrino  $\tilde{\nu}_\tau$  dans les voies s et t avec le couplage  $\lambda_{131} \neq 0$  ou l'échange potentiel d'un sneutrino  $\tilde{\nu}_\mu$  dans les voies s et t avec le couplage  $\lambda_{121} \neq 0$ , dans le processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  comme représenté sur la figure 5.2.

**2-** L'échange potentiel d'un sneutrino  $\tilde{\nu}_\tau$  dans la voie s avec deux couplages  $\lambda_{131}$  et  $\lambda_{232}$  dans les processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  comme représenté sur la figure 5.3.

**3-** L'échange potentiel d'un sneutrino  $\tilde{\nu}_\mu$  dans la voies s avec deux couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{233}$  dans les processus  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ .

La table 5.3 donne pour chacun des processus di-leptoniques, les différents cas étudiés.

A une échelle en énergie beaucoup plus faible que l'échelle électrofaible, les interactions violant la R-parité introduisent des interactions de contact effectives du type llll et llqq. Cependant, aux énergies atteintes à LEP2, l'échange du sneutrino dans la voie s peut induire un état résonant du sneutrino. Si le sneutrino est supposé se désintégrer dans des modes conservant la R-parité, la largeur de la résonance est de l'ordre de  $1 \text{ GeV}/c^2$ . La section efficace de production de sneutrinos se désintégrant en état final spécifique est détaillée dans la référence [88].

Les limites sur les couplages trilineaires  $\lambda$  sont obtenues en comparant les sections efficaces différentielles  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  di-leptoniques (cf chapitre 4) aux sections efficaces théoriques calculées avec la prise en compte des termes d'échange  $\gamma, Z$  et des termes d'échange des sneutrinos  $\tilde{\nu}, \bar{\tilde{\nu}}$  détaillés dans la référence [88].

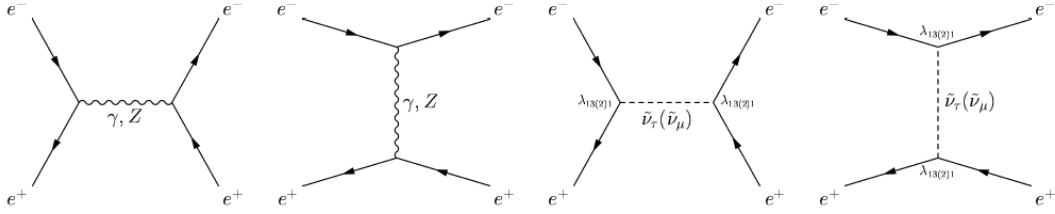


FIG. 5.2 – Les diagrammes associés au processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  avec la possibilité d'un échange d'un sneutrino  $\tilde{\nu}_\tau$  dans les voies s et t ( $\lambda_{131} \neq 0$ ) ou d'un sneutrino  $\tilde{\nu}_\mu$  dans les voies s et t ( $\lambda_{121} \neq 0$ )

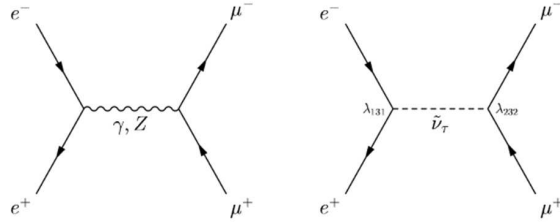


FIG. 5.3 – Les diagrammes associés au processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  avec la possibilité d'un échange d'un sneutrino  $\tilde{\nu}_\tau$  dans la voie s ( $\lambda_{131}$  et  $\lambda_{232}$ ).

$\lambda^2$	$e^+e^-$	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$
$\lambda_{121}^2$	$\tilde{\nu}_\mu(s, t)$		
$\lambda_{131}^2$	$\tilde{\nu}_\tau(s, t)$		
$\lambda_{121}\lambda_{233}$			$\tilde{\nu}_\mu(s)$
$\lambda_{131}\lambda_{232}$		$\tilde{\nu}_\tau(s)$	

TAB. 5.3 – Les différents modèles de violation de la R-parité étudiés. Pour chaque processus di-leptonique est indiqué le couplage impliqué et le type de sneutrino échangé dans la voie s ou t.

Les mesures des sections efficaces différentielles sont comparées aux prédictions au moyen d'une méthode de maximum de vraisemblance selon la même procédure que celle utilisée au paragraphe 5.2.

Les figures 5.4, 5.6, 5.5 présentent les limites des couplages étudiés en fonction de la masse du sneutrino échangé dans les trois processus leptoniques  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  [67].

## 5.5 Conclusion

Au sein de l'expérience ALEPH, des limites fortes ont pu être établies sur différents scénarios de nouvelle physique tels que les interactions de contacts à quatre fermions, l'existence possible de dimensions supplémentaires et la production de sneutrinos avec violation de la R-parité.

Pour les interactions de contact, dans l'hypothèse de l'universalité des leptons, les limites  $\Lambda_{ll}^-$  et  $\Lambda_{ll}^+$  varient respectivement de 8.5 TeV à 17.1 TeV et de 7.9 TeV à 14.0 TeV suivant le modèle d'interaction considéré.

Pour le modèle des dimensions supplémentaires testé, la limite sur l'échelle  $\Lambda_T$  est de l'ordre de 1 TeV.

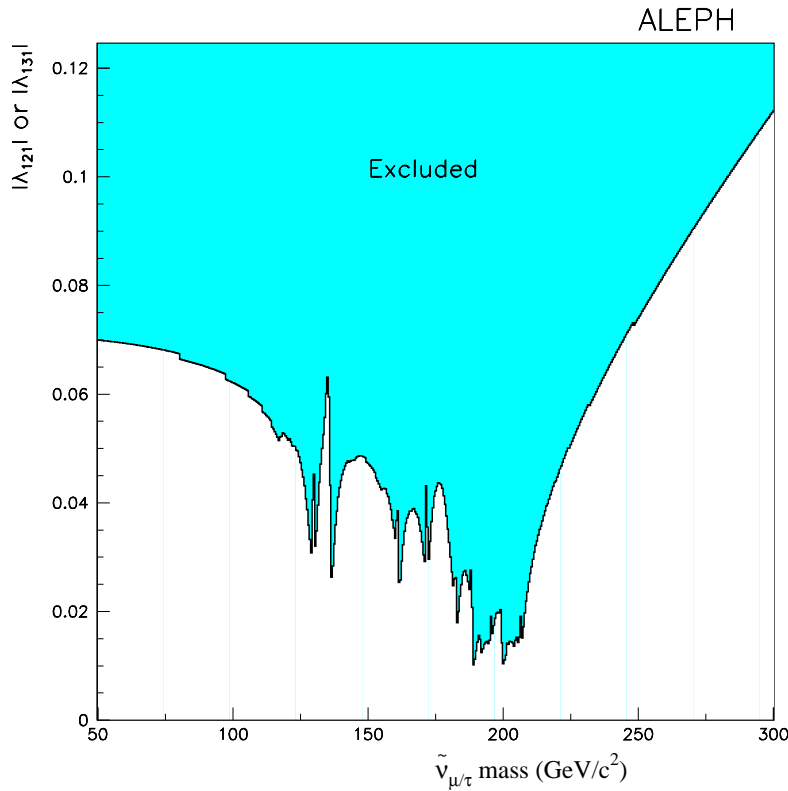


FIG. 5.4 – Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur le couplage  $|\lambda_{121}|$  en fonction de la masse du  $\tilde{\nu}_\mu$  et sur  $|\lambda_{131}|$  en fonction de la masse du  $\tilde{\nu}_\tau$  obtenues à partir de la mesure des sections efficaces du processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . La largeur du  $\tilde{\nu}_\mu$  et du  $\tilde{\nu}_\tau$  est supposée égale à  $1 \text{ GeV}/c^2$

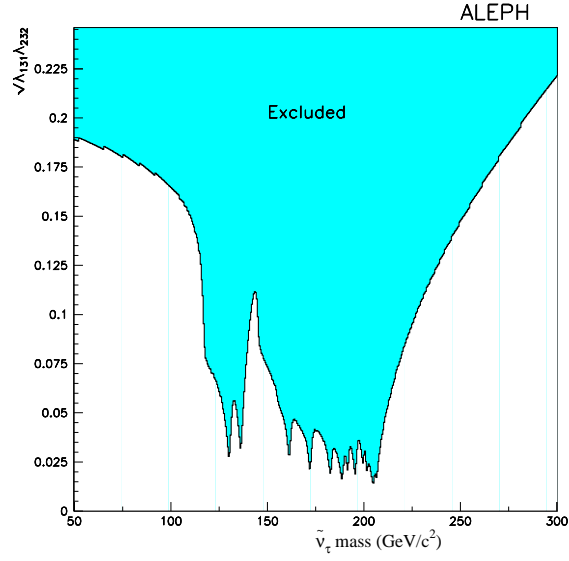


FIG. 5.5 – Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur  $\sqrt{|\lambda_{131}\lambda_{232}|}$  en fonction de la masse du  $\tilde{\nu}_\tau$  obtenues à partir de la mesure des sections efficaces du processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . La largeur du  $\tilde{\nu}_\tau$  est supposée égale à  $1 \text{ GeV}/c^2$

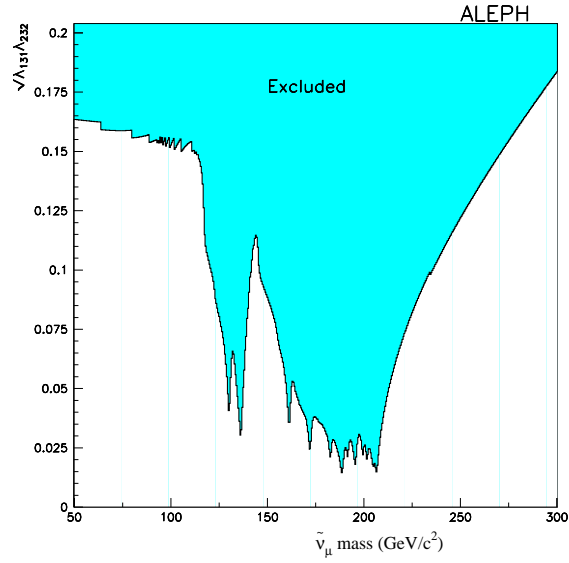


FIG. 5.6 – Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur  $\sqrt{|\lambda_{121}\lambda_{233}|}$  en fonction de la masse du  $\tilde{\nu}_\mu$  obtenues à partir de la mesure des sections efficaces du processus  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . La largeur du  $\tilde{\nu}_\mu$  est supposée égale à  $1 \text{ GeV}/c^2$

## Chapitre 6

# Les processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ : la combinaison des résultats des quatre expériences LEP

### 6.1 Introduction

Les quatre expériences LEP ont analysé les processus di-fermioniques [93] [94] [95] [96] à chaque palier en énergie de 130 GeV à 209 GeV délivré par le LEP.

Pour chaque énergie et chaque canal di-fermionique, les mesures des sections efficaces puis celles des asymétries avant-arrière et enfin celles des sections efficaces différentielles évaluées par les quatre expériences ont été ensuite combinées. Afin de pouvoir définir correctement la matrice de corrélation, chaque expérience a dû fournir les erreurs systématiques associées aux mesures classées par type de corrélation. J'ai réalisé ce travail pour les canaux di-leptoniques pour l'expérience ALEPH voir chapitre 4.

Après combinaison, les résultats obtenus sont interprétés en terme de différents scénarios de nouvelle physique.

En 2002, à Amsterdam, lors de la 31<sup>ème</sup> Conférence Internationale de Physique des Hautes Energies (ICHEP), j'ai présenté, au nom des 4 expériences LEP, les résultats combinés préliminaires relatifs à la production de paires de di-fermions [97].

L'ensemble des résultats est détaillé dans le papier des quatre expériences LEP "Electroweak measurements in electron-positron collisions at W-boson-pair energies at LEP" [98] soumis à publication.

Ce chapitre présente un résumé des principales étapes de la méthode de combinaison ainsi que les limites obtenues sur les interactions de contact à quatre leptons et les modèles à dimensions supplémentaires susceptibles de décrire la gravité à l'échelle du TeV, scénarios introduits au chapitre 5.

## 6.2 La combinaison des mesures des sections efficaces et des asymétries avant-arrière

Les mesures des sections efficaces ont été combinées pour les processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Celles des asymétries avant-arrière l'ont été pour les processus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ .

Une des difficultés de la combinaison des résultats réside dans la définition même du signal  $f\bar{f}$  puisqu'elle diffère selon les expériences. Le sous-groupe di-fermions du groupe LEPEWWG a établi, pour le signal  $f\bar{f}$  avec  $f \neq e$ , la définition commune suivante :

- l'énergie effective  $\sqrt{s'}$  est définie comme la masse du propagateur dans la voie s
- le signal  $f\bar{f}$  est défini par la coupure  $\sqrt{s'/s} > 0.85$ . Seules sont donc combinées les mesures à haute énergie.
- les contributions de l'interférence entre les radiations dans l'état initial et celles dans l'état final sont calculées puis soustraites pour chaque expérience afin d'éliminer les ambiguïtés introduites dans l'estimation de la masse du propagateur
- les processus incluant des diagrammes d'ordre supérieur tels que la production de paire de leptons additionnelle dans le tube à vide sont estimés comme faisant partie intégrante du signal  $f\bar{f}$
- les résultats sont donnés pour une acceptation angulaire de  $4\pi$

Une correction multiplicative est appliquée lorsque les sections efficaces et les asymétries ont été déterminées avec une acceptation angulaire restreinte ou avec une coupure sur  $\sqrt{s'/s}$  différente de la valeur 0.85. Ces corrections sont calculées avec le programme analytique ZFITTER pour chaque valeur de l'énergie dans le centre de masse.

Une correction additive est ensuite appliquée qui correspond à la différence entre la valeur prédite par le Modèle Standard calculée en utilisant la définition commune du signal et celle prédite avec la définition du signal propre à l'expérience.

Un autre point délicat réside dans le traitement correct des corrélations entre les différentes incertitudes sur les mesures. Ces incertitudes ont été séparées en six catégories :

- les erreurs statistiques
- les erreurs systématiques corrélées entre les différents points en énergie pour un canal déterminé d'une même expérience
- les erreurs systématiques corrélées entre les différents canaux étudiés pour un point en énergie défini d'une même expérience.
- les erreurs systématiques d'un canal donné corrélées entre les différents points en énergie et les différentes expériences
- les erreurs systématiques corrélées entre expérience et points en énergie pour tous les canaux
- les erreurs systématiques non corrélées

La matrice de corrélation ainsi définie est utilisée pour la combinaison des résultats.

La combinaison est réalisée en utilisant la technique "BLUE : best linear unbiased estimator" détaillée dans la référence [99] qui équivaut à une méthode de minimisation par  $\chi^2$ .

Elle prend en compte en même temps l'ensemble des mesures des sections efficaces  $\sigma_{q\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\mu\mu}$ ,  $\sigma_{\tau\tau}$  et des asymétries avant-arrière  $A_{FB}^{\mu\mu}$ ,  $A_{FB}^{\tau\tau}$  des 4 expériences à tous les points en énergie . Les



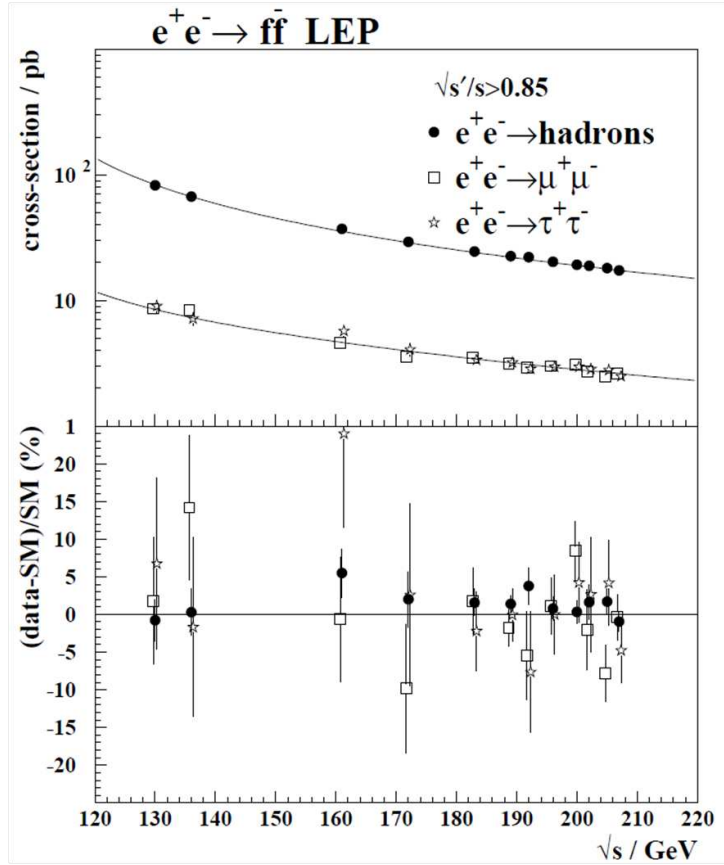


FIG. 6.1 – Résultats de la combinaison des sections efficaces  $\sigma_{q\bar{q}}$ ,  $\sigma_{\mu\mu}$ ,  $\sigma_{\tau\tau}$  en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse [98]. Les courbes correspondent aux prédictions du Modèle Standard calculées avec le programme ZFITTER. La partie inférieure de la figure présente la différence relative entre les prédictions et les mesures.

figures 6.1 et 6.2 présentent les résultats de la combinaison en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Ces résultats sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard ainsi qu'avec les mesures obtenues par chaque expérience.

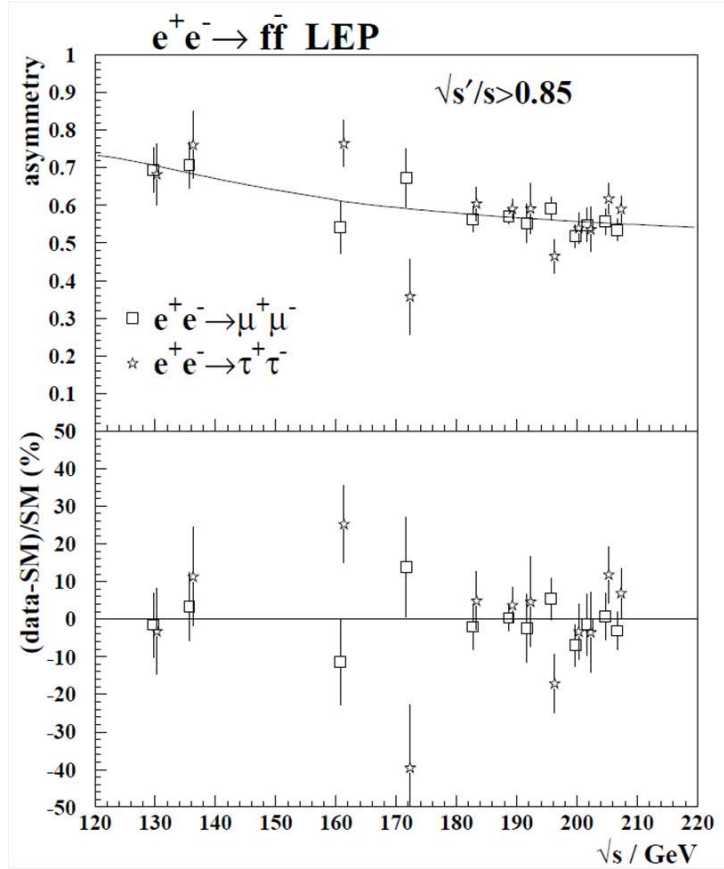


FIG. 6.2 – Résultats de la combinaison des asymétries avant-arrière  $A_{FB}^{\mu\mu}$ ,  $A_{FB}^{\tau\tau}$  en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse [98]. Les courbes correspondent aux prédictions du Modèle Standard calculées avec le programme ZFITTER. La partie inférieure de la figure présente la différence relative entre les prédictions et les mesures.

### 6.3 La combinaison des mesures des sections efficaces différentielles des processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$

Les quatre expériences LEP ont aussi mesuré, pour les processus  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  les sections efficaces différentielles  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  où  $\theta$  représente l'angle entre la direction du lepton  $l^-$  sortant et celle de l'électron entrant, dans le système de coordonnées du détecteur.

### 6.3.1 Les processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

La combinaison des sections efficaces différentielles  $\frac{d\sigma^{\mu\mu}}{d\cos\theta}$  et  $\frac{d\sigma^{\tau\tau}}{d\cos\theta}$  est effectuée en utilisant la définition du signal  $f\bar{f}$  détaillée au paragraphe 6.2 et en tenant compte uniquement des événements à haute énergie vérifiant  $\sqrt{s'}/s > 0.85$ .

Cette combinaison inclut les données de 183 à 209 GeV pour les expériences DELPHI et OPAL, celles à 189 GeV pour L3, et les données de 189 à 209 GeV pour ALEPH.

Elle est réalisée à l'aide de la méthode BLUE. Toutes les mesures des 4 expériences à toutes les énergies sont traitées en même temps. Pour certains intervalles en  $\cos\theta$ , le nombre d'événements obtenu est très petit, l'erreur statistique associée à chaque mesure est alors estimée, pour chaque expérience LEP à partir du nombre d'événements attendus dans les intervalles considérés. Les incertitudes systématiques corrélées entre expériences, canaux et points en énergie sont prises en compte dans la procédure.

Les distributions des sections efficaces différentielles obtenues pour les di-muons et les di-taus aux différents points en énergie [98] montrent un bon accord avec les prédictions du Modèle Standard.

### 6.3.2 Le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

La combinaison des sections efficaces différentielles  $\frac{d\sigma^{ee}}{d\cos\theta}$  inclut les données prises de 189 à 209 GeV par les expériences ALEPH, DELPHI et OPAL.

Comme pour les processus di-muons et di-taus, chaque expérience LEP possède sa propre définition du signal  $e^+e^-$ . Une définition commune a été établie :

La coupure sur l'énergie effective  $\sqrt{s'}$  est remplacée par la coupure sur l'acolinéarité  $\theta_{acol} < 10^\circ$ . L'acceptance angulaire est restreinte à l'intervalle  $-0.9 < \cos\theta < 0.9$ .

Les mesures expérimentales sont alors corrigées en utilisant la même méthode que celle décrite dans le paragraphe 6.2. Pour ce processus, les prédictions théoriques sont déterminées à l'aide du générateur BHWIDE. Les incertitudes systématiques corrélées entre expériences, canaux et points en énergie sont prises en compte dans la procédure.

Les distributions des sections efficaces différentielles obtenues pour les di-électrons aux différents points en énergie [98] montrent un bon accord avec les prédictions du Modèle Standard.

## 6.4 Contraintes sur la physique au-delà du Modèle Standard

Les résultats combinés sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard ce qui a permis d'établir des limites contraignantes sur différents modèles de physique au-delà du Modèle Standard détaillés dans la référence [98]. Je ne mentionnerai ici que les modèles directement en relation avec ceux que j'ai étudiés dans le cadre de l'expérience ALEPH (chap. 5).

### 6.4.1 Les interactions de contact à quatre leptons

Comme mentionné dans le paragraphe 5.2 il existe différents modèles d'interaction de contact caractérisés par les états de chiralité qui interviennent dans l'interaction. L'interférence entre la contribution des interactions de contact et celle du Modèle Standard peut être soit constructive (+) soit destructive (-) et l'échelle en énergie des interactions de contact est notée  $\Lambda_+$  ou  $\Lambda_-$ .

Les sections efficaces, les asymétries avant-arrière des processus di-muons et di-taus et les sections efficaces différentielles du processus di-électrons obtenues après combinaison des quatre

expériences sont utilisées pour la recherche d'interaction de contact entre leptons. Les données sont ajustées aux prédictions en introduisant le paramètre  $\epsilon_{\pm} = 1/\Lambda_{\pm}^2$  ( $\epsilon = 0$  en l'absence d'interaction de contact). Pour tous les modèles considérés, les valeurs de  $\epsilon$  obtenues sont compatibles au plus à deux sigmas avec la prédiction du Modèle Standard  $\epsilon = 0$ . Les limites à 95% de niveau de confiance sur  $\Lambda_{\pm}$  sont déduites des valeurs de  $\epsilon$ . Elles sont présentées sur la figure 6.3, elles varient de 4 TeV à 24 TeV suivant le modèle étudié.

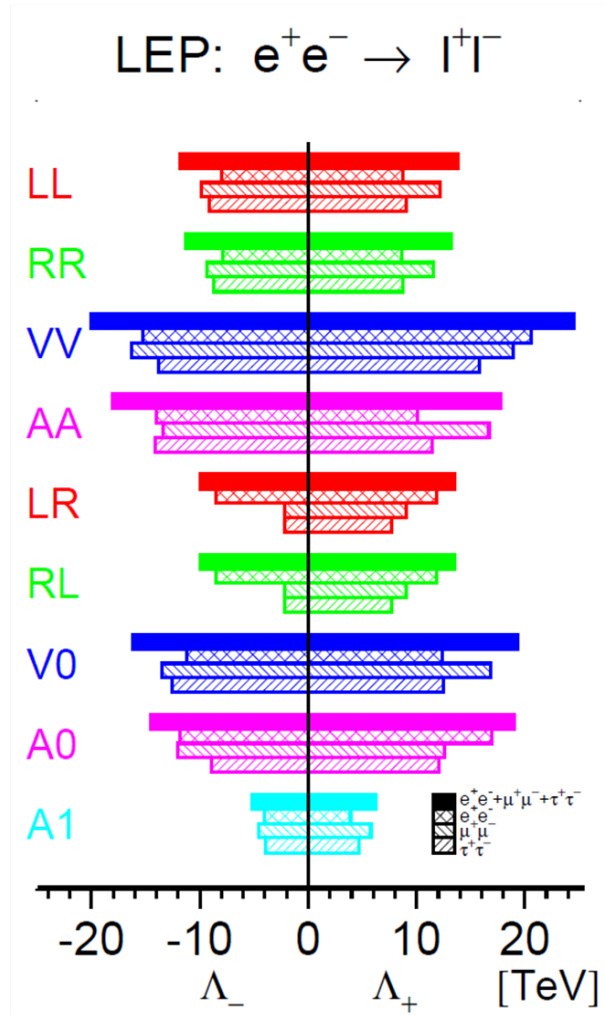


FIG. 6.3 – Les limites à 95% de niveau de confiance sur  $\Lambda_{\pm}$  pour différents modèles d'interaction de contact LL, RR, VV ... pour les interférences constructives (+) et destructives (-) entre la contribution du Modèle Standard et celle des interactions de contact pour  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  (dans ce dernier cas, on suppose l'universalité des leptons) [98].

### 6.4.2 La gravité dans les modèles des dimensions supplémentaires à l'échelle du TeV

Comme présenté dans le paragraphe 5.3, ces modèles peuvent se manifester dans les processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  par des effets dûs à l'échange de gravitons. Ces modèles introduisent une échelle effective  $M_S$  (notée  $\Lambda_T$  dans l'analyse du paragraphe 5.3) du même ordre de grandeur que l'échelle fondamentale de la gravité dans un espace à  $4 + n$  dimensions.

L'échange potentiel de gravitons virtuels de spin 2 peut modifier de façon significative les sections efficaces de production de paire de fermions. Le processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  présente la plus grande sensibilité en raison de l'interférence de l'échange du graviton virtuel à la fois avec la voie t et la voie s.

Les données sont ajustées aux prédictions en introduisant le paramètre  $\epsilon = \frac{\lambda}{M_S^4}$ , avec  $\lambda = +1$  (interférence constructive) et  $\lambda = -1$  (interférence négative).

Les valeurs obtenues pour  $\epsilon$  sont en bon accord avec la prédiction attendue dans le cadre du Modèle Standard  $\epsilon = 0$ . De ces valeurs sont déduites les limites inférieures à 95% de niveau de confiance sur  $M_S$  :

$$M_S > 1.09 \text{ TeV pour } \lambda = +1$$

$$M_S > 1.25 \text{ TeV pour } \lambda = -1$$

## 6.5 Conclusion

Les résultats combinés des processus di-fermioniques des quatre expériences LEP en accord avec les valeurs prédites dans le cadre du Modèle Standard, ont permis d'établir des limites inférieures sur l'échelle en énergie des interactions de contact ou des modèles avec dimensions supplémentaires. Ils ont aussi permis d'établir des limites sur d'autres scénarios de physique que ceux mentionnés dans ce chapitre :

- des limites inférieures sur l'échelle des interactions de contact entre leptons et quarks, de 4 TeV à 11 TeV suivant le modèle étudié
- des limites inférieures sur les masses des leptoquarks, de 186 GeV à 897 GeV suivant le type de modèle considéré.
- Des limites inférieures sur la masse d'éventuels bosons  $Z'$ , de 500 GeV à 1760 GeV suivant le modèle envisagé.

L'ensemble de ces résultats est détaillé dans la référence [98]. Aux échelles d'énergie testées par LEP2, les résultats confirment la théorie du Modèle Standard. Les contraintes fortes obtenues à LEP2 sur les processus de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard sont de plus, tout à fait compatibles avec les observations récentes d'un boson de Higgs par les expériences ATLAS et CMS [101] au LHC. D'autres contraintes ont été obtenues ces dernières années par les expériences H1, ZEUS, D0, CDF et aujourd'hui ATLAS et CMS (voir chapitre 7). Plusieurs des contraintes obtenues à LEP2 restent cependant d'actualité.

## Chapitre 7

# Des années LEP aux années LHC, un exemple : les interactions de contact

Ce chapitre est consacré à une courte revue de l'évolution des limites inférieures obtenues sur l'échelle des modèles composites au cours des dix dernières années, auprès des collisionneurs électrons-protons HERA (expériences H1, ZEUS), protons-antiprotons Tevatron (CDF, D0), protons-protons LHC (ATLAS, CMS).

Ces modèles sont investigués dans le cadre plus général du formalisme des interactions de contact à quatre fermions (voir chapitre 5).

Dans les paragraphes qui suivent, pour faciliter la comparaison entre les résultats des différentes expériences, nous adoptons la convention utilisée par les expériences LEP et nous notons  $\Lambda^+$  l'échelle d'énergie de la "compositeness"<sup>1</sup> dans le cas d'une interférence positive entre la contribution du Modèle Standard et le terme du à l'interaction de contact. Cette notation est opposée à celle employée par les expériences D0, ATLAS et CMS, qui, elles, désignent par  $\Lambda^-$  cette même quantité.

### 7.1 Résultats à HERA

A HERA, l'étude de la diffusion profondément inélastique dans les courants neutres  $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$  à très grandes impulsions de transfert  $Q^2$  permet d'étudier les interactions e-q à très courtes distances et plus particulièrement les interactions e-u et e-d qui sont largement dominantes compte-tenu de la distribution des partons à l'intérieur des protons. Rappelons que ce type d'interaction nécessite que les quarks et les leptons aient des sous-constituants communs. L'existence d'une sous-structure des quarks et des leptons (se révélant à une échelle d'énergie  $\Lambda \gg \sqrt{s}$ ,  $\sqrt{s}$  étant l'énergie disponible dans le centre de masse) peut se manifester par une déviation de la section efficace différentielle de courant neutre  $d\sigma^{NC}/dQ^2$  par rapport à la prédiction du Modèle Standard.

L'analyse réalisée par l'expérience H1, repose sur les données prises de 1994 à 2000 puis de 2003 à 2007, aux énergies  $\sqrt{s} = 301$  GeV et  $\sqrt{s} = 319$  GeV, pour une luminosité intégrée de  $446 \text{ pb}^{-1}$ . La mesure de la section efficace différentielle  $d\sigma^{NC}/dQ^2$  étant en bon accord avec celle prédite

---

<sup>1</sup>terme désignant la possible nature composite des quarks et des leptons

par le Modèle Standard, des limites sur l'échelle  $\Lambda$ , dépendantes du modèle considéré, ont pu être établies. Les limites publiées en 2011 [102] s'étendent de 3.6 GeV à 5.6 GeV pour  $\Lambda^+$  et de 3.6 à 7.2 GeV pour  $\Lambda^-$  suivant le modèle considéré (voir figure 7.1. La prise en compte des données prises durant la période 2003-2007 a amélioré les résultats publiés en 2003 par H1 [103] et en 2004 par Zeus [104].

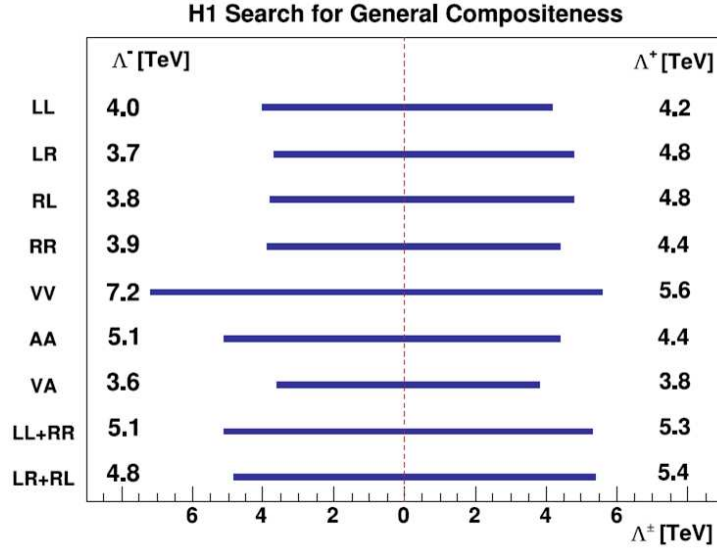


FIG. 7.1 – Limites à 95% de niveau de confiance sur  $\Lambda^\pm$  obtenues dans l'expérience H1 pour différents modèles d'interaction de contact e-q.

## 7.2 Résultats à LEP2

Les quatre expériences LEP ont cumulé des données sur un domaine d'énergie dans le centre de masse variant de 130 GeV à 209 GeV pour une luminosité totale proche de  $2.8 \text{ fb}^{-1}$ . Les observables électrofaibles obtenues après combinaison des mesures de chacune des 4 expériences, sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard. Cette absence de déviation a permis d'établir des limites sur l'échelle  $\Lambda$  dans le cadre des interactions de contact à quatre fermions de type  $eell$  (avec  $l = \mu, \tau$ ),  $eeqq$ ,  $eebb$ .

Ces limites ont pu être fixées :

- dans les canaux  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$  à partir des sections efficaces différentielles et des asymétries leptoniques. Les limites sur  $\Lambda^+$  et  $\Lambda^-$  sont détaillées dans le chapitre 6. Dans l'hypothèse de l'universalité des leptons, les limites sur  $\Lambda_{ll}^-$  et  $\Lambda_{ll}^+$  varient respectivement de 5.2 TeV à 20.0 TeV et de 6.3 TeV à 24.6 TeV suivant le modèle d'interaction considéré. Ces résultats sont particulièrement intéressants car ils sont inaccessibles auprès des collisionneurs  $p\bar{p}$ ,  $pp$  et  $ep$ .
- dans le canal  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  à partir des sections efficaces différentielles hadroniques mesurées [98]. la figure 7.2 présente les limites sur  $\Lambda^+$  et  $\Lambda^-$  qui en découlent pour les différents modèles d'interaction de contact en considérant soit toutes les saveurs de quark avec un

couplage identique (voir tableau 7.1) soit les saveurs de quark de type u ou de type d prises séparément.

- dans les canaux  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  ou  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  à partir des observables  $R_b$  et  $R_c$  et des asymétries  $A_{FB}^b$  et  $A_{FB}^c$  [105] d'où sont déduites les limites sur  $\Lambda^+$  et  $\Lambda^-$  présentées sur la figure 7.3 et détaillées dans la tableau 7.1 pour les différents modèles d'interaction de contact.

Ces résultats sont particulièrement intéressants car ils sont inaccessibles auprès des collisionneurs  $p\bar{p}$ , pp et ep.

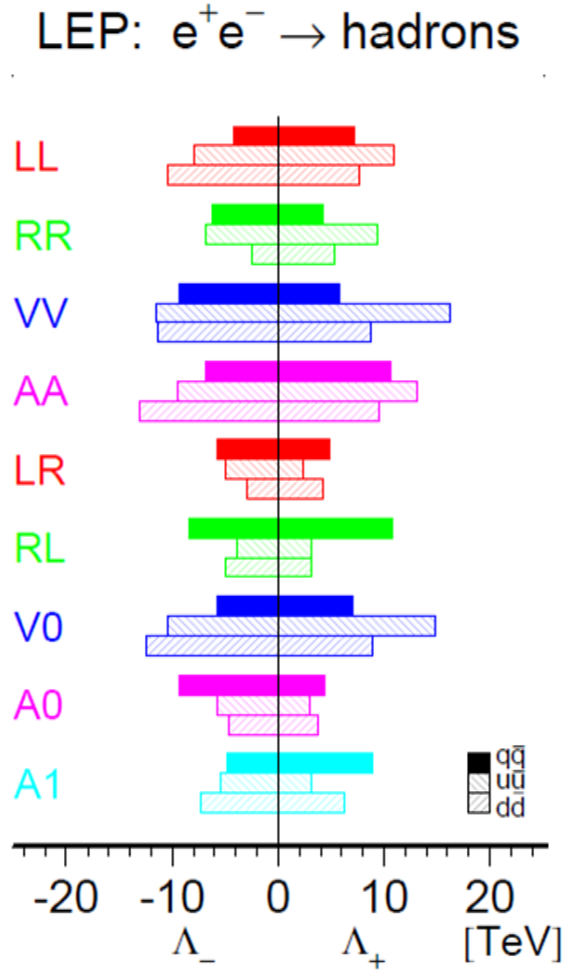


FIG. 7.2 – Limites à 95% de niveau de confiance sur  $\Lambda^\pm$  obtenues à LEP2 pour différents modèles d'interaction de contact pour le canal  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  en considérant toutes les saveurs de quark avec un couplage identique.

### 7.3 Résultats au Tevatron

Au Tevatron, la production de di-jets, pour des impulsions de transfert élevée, possède la section efficace la plus élevée de tous les processus et peut-être utilisée, d'une part, pour tester le Modèle



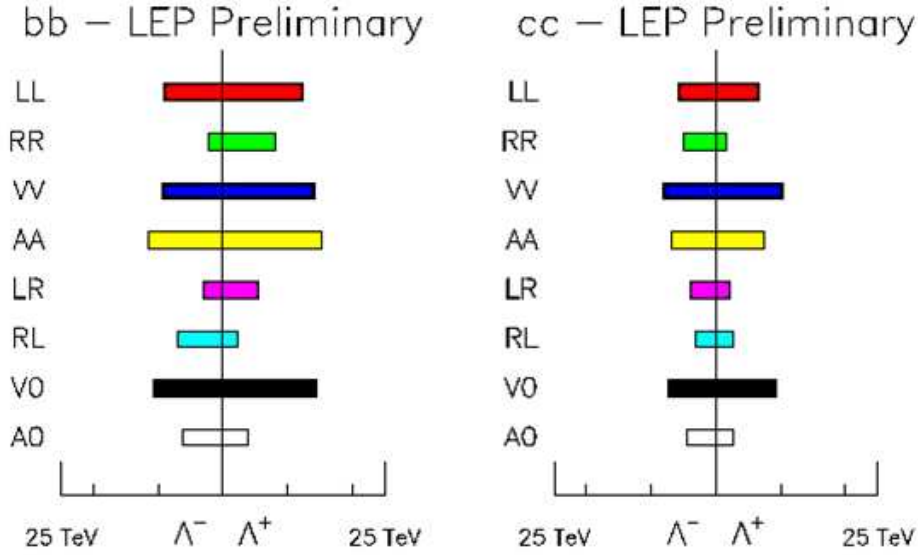


FIG. 7.3 – Limites à 95% de niveau de confiance sur  $\Lambda^\pm$  obtenues à LEP2 pour différents modèles d'interaction de contact pour les canaux  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  et  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ .

Standard à des échelles de distance encore inexplorées, d'autre part pour étudier les scénarios de nouvelle physique.

L'existence d'une potentielle sous-structure des quarks se caractériserait par l'apparition d'un excès d'événements dans les distributions angulaires des di-jets pour les grandes valeurs de l'angle de diffusion estimé dans le centre de masse. Cet effet est d'autant plus important que la masse des di-jets produits est élevée. Les distributions angulaires des dijets présentent l'intérêt d'être très peu dépendantes de la fonction de distribution des partons.

Les données collectées par les expériences CDF et D0, durant le Run I à  $\sqrt{s} > 1.8 \text{ TeV}$  pour une luminosité intégrée respective de  $106 \text{ pb}^{-1}$  (D0) et  $93 \text{ pb}^{-1}$  (CDF) sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard et permettent d'établir des limites inférieures obtenues sur les interactions de contact à quatre quarks, à 95% de niveau de confiance [106] [107] :

- pour le modèle LL d'interaction de contact dans l'hypothèse où seuls les quarks u et d ont une sous-structure  
 $\Lambda_{ud}^- > 2.0 \text{ TeV}$  (D0) ,  $\Lambda_{ud}^+ > 1.6 \text{ TeV}$  et  $\Lambda_{ud}^- > 1.4 \text{ TeV}$  (CDF)
- pour le modèle LL d'interaction de contact dans l'hypothèse où tous les quarks ont une sous-structure :  
 $\Lambda^+ > 2.2 \text{ TeV}$ ,  $\Lambda^- > 2.1 \text{ TeV}$  (D0),  $\Lambda^- > 1.8 \text{ TeV}$ ,  $\Lambda^+ > 1.6 \text{ TeV}$  (CDF)

Une étude ultérieure réalisée en 2009, par l'expérience D0 sur les données prises durant le run II pour une luminosité de  $0.7 \text{ fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} > 1.96 \text{ TeV}$  repousse la limite sur  $\Lambda^+$  ou  $\Lambda^-$  à 3 TeV [108].

L'existence d'interactions de contact à quatre quarks peut aussi induire la présence d'un excès d'événements, par rapport aux prédictions attendues du Modèle Standard, dans le spectre de masse des dijets à haute masse.

Pour le run I, l'expérience D0 a obtenu les limites  $\Lambda^+ > 2.4$  TeV et  $\Lambda^- > 2.7$  TeV, à 95% de niveau de confiance pour le modèle LL où tous les quarks sont supposé avoir une sous structure [109], Ces limites sont plus contraignantes que celles obtenues par l'expérience CDF [110].

Dans les collisions  $p\bar{p}$  une paire  $e^+e^-$  ou  $\mu^+\mu^-$  peut être produite par le processus de Drell-Yan [111] sur une échelle étendue de masse invariante des deux leptons. Ce processus a lieu, au premier ordre, via l'annihilation d'une paire de quarks  $q\bar{q}$  soit en un photon virtuel soit en un boson Z, virtuel ou réel.

La prise en compte des termes dûs à l'interaction de contact de type  $q\bar{q}l^+l^-$  (avec  $q = u, d$ ) modifie la section efficace de production du  $\gamma/Z$  avec d'importants effets attendus lorsque  $M_{l^+l^-}$  est élevée. Concernant les interactions de contact  $q\bar{q}e^+e^-$ , l'étude, à basse énergie, de la violation de la parité en physique atomique [112] fournit des limites très contraignantes dans le cadre des modèles violant la parité tels que LL, RR, LR et RL. L'étude des collisions hadroniques permet, quant à elle, d'établir des limites contraignantes pour les modèles AA et VV. Pour l'expérience D0, les résultats préliminaires présentés en 2004 et obtenus durant le run II pour une luminosité intégrée de  $217$   $pb^{-1}$  sont les suivants [113] :

Pour le modèle VV :  $\Lambda^+ > 9.1$  TeV et  $\Lambda^- > 4.9$  TeV.

Pour le modèle AA :  $\Lambda^+ > 7.8$  TeV et  $\Lambda^- > 5.7$  TeV.

Ces résultats améliorent de façon notable les limites présentées dans les références [114] et [115]. L'expérience D0 a étendu son analyse au canal di-muons. Les limites préliminaires obtenues en 2005 dans ce canal, dans le cadre de différents modèles d'interaction de contact (LL, RR, ... VV, AA), varient de de 5.1 TeV à 9.8 TeV pour  $\Lambda^+$  et de 4.2 TeV à 6.9 TeV pour  $\Lambda^-$  [116].<sup>2</sup>

## 7.4 Résultats au LHC

Les investigations d'une possible sous-structure des quarks et des leptons dans le cadre des interactions de contact à quatre fermions se poursuivent au LHC dans les collisions protons-protons à  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

La mesure des distributions angulaires des événements di-jets par intervalle de masse des di-jets produits, fournit un test des interactions de contact du type  $q\bar{q}q'\bar{q}'$ .

Pour une luminosité intégrée de  $2.2$   $pb^{-1}$ , l'expérience CMS a publié en 2012, en l'absence de déviation par rapport aux prédictions de QCD perturbative, les limites inférieures d'exclusion<sup>3</sup> d'une potentielle sous-structure des quarks, à 95% de niveau de confiance [117] :

–  $\Lambda^+ > 7.5$  TeV (modèles LL et RR) à  $\Lambda^+ > 10.4$  TeV (modèles VV et AA)

–  $\Lambda^- > 10.5$  TeV (modèles LL et RR) à  $\Lambda^- > 14.5$  TeV (modèles VV et AA)

Une particularité intéressante : les limites  $\Lambda_{LL}$  et  $\Lambda_{RR}$  sont estimées en prenant en compte le calcul exact des corrections "next to leading order" de QCD induites par les interactions de contact [118].

Pour une luminosité intégrée de  $4.8$   $fb^{-1}$ , l'expérience ATLAS a établi, quant à elle, la limite  $\Lambda^+ > 7.6$  TeV dans le cadre du modèle d'interaction de contact LL [119].

<sup>2</sup>Rappel : la convention de signe de  $\Lambda^+$  et  $\Lambda^-$  est ici inversée par rapport à celle utilisée par D0.

<sup>3</sup>Rappel : la convention de signe de  $\Lambda^+$  et  $\Lambda^-$  est ici inversée par rapport à celle utilisée par ATLAS et CMS.

L'étude de la production de paires  $e^+e^-$  ou  $\mu^+\mu^-$  par le processus de Drell-Yan permet au LHC de tester les interactions de contact du type  $llqq$ , sur une échelle étendue de masse invariante des deux leptons (de  $200\text{GeV}/c^2$  à  $2000\text{GeV}/c^2$ ). L'expérience ATLAS a réalisé cette étude dans les canaux  $e^+e^-$  et  $\mu^+\mu^-$ , pour une luminosité respective de  $4.9\text{pb}^{-1}$  et de  $5\text{pb}^{-1}$ . L'absence de déviation dans le spectre de masse des di-leptons par rapport au prédiction du Modèle Standard a permis d'établir les limites inférieures suivantes dans le cadre du modèle LL à 95% de niveau de confiance [120] :

- $\Lambda^+ > 12.1$  TeV et  $\Lambda^- > 9.5$  TeV pour le canal di-électrons
- $\Lambda^+ > 12.6$  TeV et  $\Lambda^- > 9.6$  TeV pour le canal di-muons

Les limites inférieures établies à 95% de niveau de confiance par l'expérience CMS dans le canal di-muons pour une luminosité intégrée de  $5.3\text{fb}^{-1}$  [121] sont quant à elles :

- $\Lambda^+ > 13.1$  TeV et  $\Lambda^- > 9.5$  TeV

## 7.5 Conclusion

Dans les différents canaux étudiés au LEP, à HERA et au LHC, les résultats obtenues sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard et permettent d'établir des limites inférieures sur l'échelle en énergie des interactions de contact. Le tableau 7.1 donne un récapitulatif des limites actuelles obtenues sur les échelles  $\Lambda^+$  et  $\Lambda^-$  dans le cas d'une interférence constructive (+) et destructive (-) entre la contribution du Modèle Standard et le terme dû à l'interaction de contact pour différents modèles. Les mesures actuelles repoussent l'échelle  $\Lambda$  au voisinage de 10 TeV et au-delà pour certains modèles et certains canaux.

Au LEP, des limites contraignantes ont été établies pour les interactions de contact à quatre leptons et resteront des références, ce type d'interaction n'étant pas accessible au LHC. Les résultats du LHC confirment et devraient rapidement améliorer les limites atteintes au LEP, à HERA et au Tevatron dans le cas des interactions de contact lepton-quark.

En ce qui concerne les interactions de contact à quatre quarks, les expériences LHC ont déjà largement amélioré les limites existantes. Cette amélioration se poursuivra dans les années futures (avec  $100\text{fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, la limite  $\Lambda > 30$  TeV pourrait être atteinte).

type d'interaction	modèle	$\Lambda^-(\text{TeV})$	$\Lambda^+(\text{TeV})$	référence
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	LL	9.8	12.2	LEP [98]
	RR	9.3	11.6	
	VV	16.3	18.9	
	AA	13.4	16.7	
$e^+e^- \rightarrow l^+l^-$	LL	11.8	13.8	LEP [98]
	RR	11.3	13.2	
	VV	20	20.4	
	AA	18.1	17.8	
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	LL	4.2	7.2	LEP [98]
	RR	6.3	4.3	
	VV	9.4	5.8	
	AA	6.9	10.7	
$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	LL	5.7	6.6	LEP [105]
	RR	4.9	1.5	
	VV	8.2	10.3	
	AA	6.9	7.6	
$e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$	LL	9.1	12.3	LEP [105]
	RR	2.2	8.1	
	VV	9.4	14.1	
	AA	11.5	15.3	
$e^+e^-q\bar{q}$	LL	4.0	4.2	HERA [102]
	VV	7.2	5.6	Tevatron [113]
	LL	3.6	6.2	
	VV	4.9	9.1	
$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	LL	9.5	12.1	LHC [120]
	LL	4.2	6.9	Tevatron [116]
	VV	6.9	9.8	LHC [121]
LL	9.5	13.1		
$q\bar{q}q'q'$	LL	3.0	3.0	Tevatron [108]
	LL/RR	7.5	10.5	LHC [117]
	VV/AA	10.4	14.5	

TAB. 7.1 – Limites sur l'échelle des interactions de contact pour différents types d'interaction. Les limites sont données pour  $\Lambda^+$  et  $\Lambda^-$ .

## Chapitre 8

# Contributions à la diffusion de la culture scientifique

### 8.1 Introduction

En 1992 le LAPP ouvrait ses portes au grand public pour la première fois. Je commençais ma thèse au laboratoire. Ce premier échange m'a laissé le souvenir d'un public fasciné devant un monde lui paraissant inaccessible. Par la suite, la double facette du métier d'enseignant-chercheur m'a incitée à réfléchir à l'ouverture de mon enseignement sur des activités du laboratoire, encouragée par l'intérêt que suscitait le LAPP auprès des étudiants de l'IUT d'Annecy où j'enseignais. Par ailleurs, les Portes Ouvertes se succédant, j'ai pris conscience du rôle important que nous pouvions jouer auprès du jeune public dans l'approche scientifique du monde qui l'entoure. J'ai donc proposé que, durant les Portes Ouvertes 2004, soient aussi organisées des visites de scolaires.

J'ai pris des responsabilités au sein du laboratoire dans le domaine de la diffusion de la culture scientifique, auprès du public scolaire. Mes motivations premières étaient de participer à l'éveil de la curiosité scientifique des élèves, de développer les échanges avec les enseignants du primaire et du secondaire et de faire en sorte qu'ils soient partie prenante des projets proposés. C'est en suivant ces objectifs que j'ai essayé, depuis 2004, de dynamiser les contributions du LAPP en milieu scolaire.

En parallèle, il m'a semblé aussi intéressant d'initier une rencontre avec les milieux artistiques. Artistes, Scientifiques, chacun se questionne sur le temps, l'espace, la matière..., et en explore les réponses sous différentes facettes. Permettre des échanges entre ces approches différentes me paraît élargir la réflexion sur chacune d'entre elles.

J'évoquerai d'abord l'événement qui m'a confortée sur le rôle que le LAPP pouvait jouer sur l'éveil scientifique des élèves. Je présenterai ensuite dans ce chapitre, les actions entreprises en direction des scolaires. Je détaillerai enfin quelle a été mon implication dans leur développement et leur évolution au cours de ces dernières années.

## 8.2 L'événement : le transit de Vénus devant le soleil, le 4 juin 2004

A l'origine, nous souhaitions inviter au LAPP, les élèves des collèges d'Annecy-le-Vieux pour une observation du transit de Vénus devant le soleil. Notre invitation étant restée sans suite, nous avons décidé de la proposer aux écoles primaires de la commune. Plusieurs classes, du CP au CM2 (90 élèves au total) ont été accueillies durant la matinée du 4 juin. Nous avons construit une visite qui ne se limite pas à la seule observation du phénomène mais qui aborde la démarche expérimentale et l'évolution des connaissances sur le système solaire. La visite s'est déroulée en trois étapes :

- Une courte présentation du système solaire qu'il nous a paru intéressant de prolonger par un atelier sur les échelles de grandeur dans le système solaire.
- L'observation du transit de Vénus à l'aide de différents instruments (télescopes, lunettes...)
- La lecture d'un conte indien expliquant l'origine de la course du soleil. A partir de ce conte nous avons pu évoquer le fait qu'à chaque époque de l'histoire les hommes se sont posés des questions sur le monde qui les entoure et que les réponses qu'ils y ont apportées ont évolué.

Nous avons ensuite présenté aux élèves des photographies de plusieurs instruments d'observation, depuis la lunette de Galilée jusqu'au télescope Hubble et avons abordé la question importante de la démarche expérimentale.

Un petit dossier a été remis à chaque enseignant afin de lui permettre de poursuivre le travail au sein de sa classe.

C'est l'enthousiasme des enfants qui m'a donné envie de continuer à leur ouvrir les portes du laboratoire et à poursuivre une réflexion pour construire une visite à leur portée.

La motivation de l'équipe dans laquelle j'avais travaillé, les discussions passionnées, les échanges d'idées sur le sujet difficile qu'est la diffusion scientifique ont aussi été un élément moteur dans mon investissement futur.

## 8.3 Fête de la Science 2004 : Le Voyage au Pays des Particules

### 8.3.1 L'élaboration du Voyage

Pour la fête de la science de 2004, une équipe constituée en majorité par les collègues ayant travaillé sur l'événement du transit de Vénus, s'est mobilisée pour proposer une visite sous la forme d'un parcours à la découverte du monde de la physique des particules. La création du "Voyage au Pays des Particules" s'est présentée comme une rupture par rapport aux traditionnelles Portes Ouvertes du laboratoire qui consistaient essentiellement à présenter les différentes expériences auxquelles le LAPP participait. Avant de plonger le visiteur au coeur des expériences, il nous est apparu nécessaire d'apporter au visiteur quelques clefs sur les thèmes suivants :

- De quoi est faite la matière ordinaire ?
- Comment créer des particules ?
- Comment accélérer les particules ?
- Que se passe-t-il lorsque des particules entrent en collision ?
- Comment détecter les particules ?

Nous souhaitions aussi que le visiteur prenne part activement au Voyage. Est née alors l'idée de le "transformer" en particule au moyen d'une "carte particule". Cinq particules ont été retenues : l'électron, le muon, le proton, le photon, le neutrino. Pour chaque étape du parcours nous avons

ensuite créé des cartes reliant chacune des particules aux thèmes abordés dans chaque stand [122].

J'ai proposé dans ce parcours la création d'un stand "voir l'invisible" : une plongée au coeur de la matière. Il me semblait nécessaire de permettre au visiteur une descente progressive jusqu'à l'échelle des particules. Ce stand a été construit pour répondre à plusieurs objectifs :

- observer le monde qui nous entoure, l'observer à la loupe, puis au microscope optique.
- faire prendre conscience, au visiteur, des échelles de longueurs abordées et des instruments utilisés : microscope optique, microscope électronique, microscope à effet tunnel.
- présenter au visiteur le modèle de l'atome avant de découvrir les échelles les plus petites, de voyager au pays des particules et de comprendre comment elles sont détectées.

J'ai coordonné la mise en place de ce stand. J'ai aussi participé à la création et à l'installation de plusieurs autres stands avec comme objectif de rendre la visite vivante et accessible en la ponctuant de petites expériences, de maquettes-démonstration, de détecteurs en fonctionnement. J'ai en particulier assuré le contact et le suivi, avec le service de mécanique, de la conception et de la réalisation de la maquette-démonstration "expérience de Rutherford". J'ai aussi coordonné la fabrication des supports de présentation de différents objets exposés. J'ai aussi assuré la mise en fonctionnement de la chambre à brouillard, de la chambre à étincelles et de l'expérience du tube de Crookes. Enfin, j'ai initié puis participé au développement d'une simulation sous Géant 4 ("vie et mort d'une particule") dont l'objectif était de permettre au visiteur de visualiser la signature des particules dans les différents sous-détecteurs d'une expérience de physique des particules.

### 8.3.2 Des journées dédiées à l'accueil du public scolaire

Le LAPP, jusqu'en 2004 ouvrait ses portes au grand public durant un weekend. J'ai proposé que soient organisées trois journées supplémentaires réservées à l'accueil des scolaires, les visites s'appuyant sur le parcours "Voyage au Pays des Particules". J'ai tenu à ce que les élèves des classes primaires soient aussi invités.

Nous avons alors informé par courrier les enseignants des écoles de la municipalité d'Annecy-le-Vieux, les professeurs de physique des collèges de l'agglomération annécienne et des lycées du département de Haute-Savoie.

J'ai pris la responsabilité de l'organisation de ces journées. Seize classes (du CE1 à la terminale), soit un total d'environ 350 élèves, ont été accueillies durant ces 3 jours. Les visites, encadrées par des chercheurs ou des ingénieurs, étaient adaptées au niveau de la classe : les classes de Terminale S parcouraient l'ensemble des stands tandis que les classes primaires se limitaient aux stands "voir l'invisible" et "création de particules".

### 8.3.3 Le bilan

Les élèves ont montré beaucoup d'intérêt, et, parmi les plus jeunes, beaucoup d'émerveillement. Cependant j'ai pris conscience que trop d'informations nouvelles étaient livrées en un temps très court et ne pouvaient donc être assimilées.

Ces journées m'ont conduite à une question qui me paraît fondamentale : comment définir notre mission face au public scolaire ? Devions-nous nous satisfaire de faire vivre une visite

”événement” aux élèves que nous recevions? Il était important à mes yeux d’apporter une véritable contribution à leur formation.

Cette approche est au coeur de l’élaboration des projets que nous avons réalisés ensuite pour le public scolaire et dans lesquels je me suis particulièrement investie. Elle nous imposait de développer un travail en étroite collaboration avec les enseignants intéressés.

## 8.4 Fête de la Science 2006 : le parcours ”Moi, la Fleur et le Caillou...”

En 2006, les Portes Ouvertes ont eu une dimension toute particulière puisqu’elles coïncidaient avec l’anniversaire des 30 ans du laboratoire. Cet événement a été l’occasion de concrétiser deux projets qui me tenaient à coeur : créer un parcours découverte conçu pour les enfants de 8 à 10 ans et ouvrir cet événement à d’autres façons d’explorer la matière, le temps et l’espace, par exemple à travers des expressions artistiques comme la danse et la peinture.

### 8.4.1 Les ateliers du parcours ”Moi, la Fleur et le Caillou...”

L’enthousiasme qu’avaient montré les élèves des classes primaires face à ce qu’ils découvraient au cours de leur visite m’a incitée à concevoir un parcours ”pensé” pour eux : ”Moi, la Fleur et le Caillou...”. Ce parcours est ponctué par cinq ateliers à la découverte de l’invisible dont les thèmes sont les suivants :

- *Moi et le monde qui m’entoure* : Cet atelier est conçu avec les objectifs de :
  - Redécouvrir les cinq sens en débattant le contenu d’un panier rempli de pots d’aromates, de matériaux rugueux ou lisses, d’objets qui tintent.
  - Expérimenter en observant une image à l’intérieur d’une boîte percée de deux trous, un pour mettre l’oeil, un pour envoyer un peu de lumière.
  - Interpréter ensuite l’expérience en concluant que pour voir, non seulement il faut l’oeil (le détecteur) mais aussi la lumière (la sonde).
- *Moi et ma taille* : des mots pour la décrire, des instruments pour la mesurer. Les objectifs de ce deuxième atelier étaient les suivants :
  - Comprendre que les mots ne suffisent pas pour décrire une mesure et que, par exemple, tous les enfants ”grands” n’ont pas la même taille.
  - Faire une mesure de sa taille, de la longueur de la tige d’une fleur, de la longueur et de l’épaisseur d’un pétale, en utilisant chaque fois l’instrument adapté à la mesure : la toise, la règle, le pied à coulisse.
  - Prendre conscience des ordres de grandeurs et de la nécessité de mentionner l’unité de mesure utilisée.
- *Voir l’invisible* : Cet atelier est consacré à l’observation de sang, de pollens et de cailloux, d’abord à la loupe, puis au microscope optique. La descente vers l’infiniment petit se poursuit par l’exposition de photos prises au microscope électronique. Les objectifs sont les suivants :
  - Observer au microscope et comparer cette observation à ce qui est vu à l’oeil nu.
  - Prendre conscience qu’à partir d’une certaine échelle ce sont les électrons et non pas la lumière qui permettent une observation encore plus détaillée.
  - Introduire la notion d’atome
- *Le temps qui passe* : Sur une fresque en trois volets, les enfants doivent placer, par ordre



chronologique, les différentes étapes de la vie d'un homme, d'une fleur, et d'un caillou en vue de :

- Réaliser que les échelles de temps ne sont pas les mêmes.
- Prendre conscience que les atomes du caillou peuvent devenir ceux de la fleur ou de l'homme et que ceux de l'homme peuvent retourner au minéral ou devenir ceux de la fleur.
- *Au-delà de l'atome, voir et entendre les particules* : Les objectifs de ce dernier atelier sont de :
  - Découvrir l'existence des rayons cosmiques grâce aux traces qu'ils laissent dans une chambre à étincelles.
  - Observer un détecteur de particules en fonctionnement : la chambre à étincelles.
  - Percevoir l'évolution des détecteurs de particules (apparition de l'électronique, de l'informatique) grâce à des prototypes de détecteurs de traces exposés.
  - Se représenter grâce à des photographies, les détecteurs du LHC et leurs dimensions colossales.

Un questionnaire, fil conducteur entre les ateliers, fut distribué à chaque élève afin qu'il s'implique davantage au cours de la visite. Ce questionnaire était important car il servait aussi de support à l'enseignant pour reprendre en classe les différentes notions abordées aux cours de la visite.

Il m'a paru également important d'ouvrir ce parcours scientifique sur d'autres façons d'explorer la matière, le temps et l'espace. Deux approches ont été abordées. La première, celle du peintre Yves Mairot, dont trois tableaux étaient exposés illustrant son travail sur "le règne minéral". La deuxième, celle de la danseuse chorégraphe Martine Roux, qui a animé un atelier de danse consacré au corps en mouvement dans l'espace.

J'ai été responsable de la mise en oeuvre de ce parcours. Une petite équipe, que je coordonnais, a réalisé ces cinq ateliers, chacun y apportant ses initiatives et sa part d'imagination.

#### **8.4.2 Fenêtre ouverte sur la peinture : des tableaux d'Yves Mairot au LAPP**

Une première rencontre a été déterminante pour que se concrétise l'idée d'ouvrir les Portes Ouvertes 2006 à la peinture. Au cours de cette rencontre, Yves Mairot a proposé que soient prêtés au laboratoire quelques uns des tableaux dont il a fait don au Conseil Général de Haute-Savoie. J'ai donc pris contact avec Elodie Kolher, directrice du Conservatoire d'Art et d'Histoire d'Annecy, qui s'est dite très intéressée par le projet. Plusieurs tableaux ont été exposés au laboratoire, intégrés aux deux parcours proposés aux visiteurs "Chercheurs en quête de particules" et "Moi, la fleur et le caillou". Le choix des oeuvres ponctuant les parcours et le choix des lieux d'exposition ont été faits, suite à des échanges passionnants avec Yves Mairot et l'équipe du Conservatoire. Ce fut l'occasion de faire se rencontrer des points de vue et des méthodes de travail différents. Lors du vernissage de l'exposition, le laboratoire a accueilli une cinquantaine de personnes dont les enseignants des lycées, des collègues et des écoles primaires environnantes avec lesquels nous avons établis des échanges depuis 2004, des représentants de la Mairie d'Annecy-le-Vieux attachés au service éducation, et bien sûr des personnalités du monde artistique annécien, dont une représentante de la fondation Salomon, fondation qui promeut l'art contemporain et qui organisait depuis plusieurs années des ateliers d'arts plastiques pour les écoles primaires de la

ville d'Annecy-le-Vieux.

L'équipe du conservatoire et Yves Mairot ont été très intéressés par la conception et la réalisation de cette exposition dans un lieu tel que le LAPP et étaient prêts à renouveler une telle expérience. Cette exposition a initié, un an plus tard, l'exposition "Mairot In situ" à la chapelle de la Visitation de Thonon-les-Bains sur les thèmes du temps de l'espace et du cosmos.

### 8.4.3 Bilan du parcours "Moi, la fleur et le caillou"

Comme en 2004, trois journées spécifiquement dédiées à l'accueil du public scolaire ont été organisées. 250 élèves de classes primaires niveau CM1-CM2 ont découvert le parcours "Moi, la Fleur et le caillou" et rempli le questionnaire proposé. Les retours des enseignants ont été très positifs. La visite a donné lieu, ensuite, à différents travaux en classe, dont plusieurs nous ont été transmis.

De plus, durant le week-end de ces Portes Ouvertes 2006, 200 enfants de 8 à 10 ans, accompagnés de leurs parents, ont participé aux ateliers, avec beaucoup de sérieux et d'intérêt. Plusieurs d'entre eux ayant fait le parcours le samedi sont revenus le dimanche ! L'encadrement des ateliers a été réalisé par des physiciens et par des personnels de tous les services du laboratoire. Ce fut, pour beaucoup d'entre eux, une première expérience, très enrichissante.

J'ai aussi associé à l'encadrement des ateliers, une vingtaine d'étudiants de l'IUT d'Annecy-le-Vieux des départements Génie Electrique et Mesures Physiques. C'était l'occasion pour eux de découvrir le LAPP, laboratoire qui se situe sur leur campus universitaire et de s'essayer à la transmission des connaissances acquises, exercice difficile mais valorisant. Les étudiants se sont pleinement investis et les échanges avec les enfants ont été très fructueux.

## 8.5 De la primaire à la terminale : les projets se multiplient...

### 8.5.1 La visite à thème : Autour du LHC et de l'expérience ATLAS

En janvier 2007, suite à de nombreuses demandes de la part d'enseignants de classe de première S, j'ai construit la trame d'une visite autour du thème "le LHC et l'expérience ATLAS". Elle s'appuie sur les nombreux supports qui ont été conçus depuis l'année 2004. Cette visite tente d'apporter à l'élève une ouverture sur le monde de la physique des particules, d'éveiller sa curiosité, de susciter des questions afin de lui donner envie d'approfondir ses connaissances scientifiques. En voici les différentes étapes :

- Une séance d'introduction, dans l'auditorium du laboratoire, permet d'établir des liens avec les connaissances que les élèves ont déjà acquises au lycée et plus particulièrement, selon le souhait des enseignants, de réintroduire les différents types d'interaction fondamentale. Les élèves sont ensuite divisés en petits groupes et accompagnés de stand en stand.
- **Le premier stand** permet d'aborder le domaine de l'infiniment petit de façon plus concrète en partant à la découverte des détecteurs de particules et de leur principe. Le point de départ est l'observation de traces de particules dans une chambre à brouillard et dans une chambre à étincelles. C'est l'occasion d'aborder d'une part ce que sont la radioactivité naturelle et les rayons cosmiques, et de décrire d'autre part les bases du principe de fonctionnement de ces détecteurs.

Les différents détecteurs et posters exposés permettent ensuite de suivre l'évolution des détecteurs de traces au cours des trente dernières années avec l'apparition de l'électronique et de l'informatique. C'est ainsi l'occasion d'offrir un panorama des divers métiers de la recherche et de souligner l'importance des avancées technologiques dans la recherche fondamentale et le rôle moteur des recherches fondamentales pour les avancées technologiques.

- **le deuxième stand** présente La simulation GEANT 4 "vie et mort d'une particule" qui permet d'aborder les principes d'identification des particules ainsi que les méthodes d'analyse.
- **le troisième stand** se concentre, après une brève présentation du LHC, sur l'expérience ATLAS. La maquette du détecteur ATLAS, fabriquée au LAPP, permet de repérer les différents types de sous-détecteurs qui le composent, des photos montrent le détecteur aux étapes successives de sa construction et mettent en évidence la complexité d'un tel appareillage.
- la visite se termine sur les questions des élèves.

Les différents stands sont présentés par des chercheurs du laboratoire. Les élèves remplissent un questionnaire afin d'être plus actifs et de garder une trace des idées essentielles présentées. Nous proposons ensuite aux enseignants de prolonger cette visite par une conférence dans leur établissement pour développer plus particulièrement un des sujets de la visite.

De mars 2007 à juin 2009, environ 350 lycéens ont suivi cette visite " Autour du LHC et de l'expérience ATLAS". Les retours des enseignants ont été très positifs, avec plusieurs demandes de prolongements (conférences, visites du CERN ...)

J'ai assuré durant toute cette période l'organisation de cette visite thématique.

Cette visite a été aussi adaptée à l'accueil d'une centaine d'étudiants de première année en physique de l'Université de Naples début septembre 2009 lors de leur voyage au CERN. Les enseignants de l'Université de Naples ayant eu des retours très positifs de la part de leurs étudiants ont souhaité renouveler la visite en septembre 2011.

### 8.5.2 Le projet : la spirale des dimensions

Ce projet a été réalisé pour la première fois durant l'année scolaire 2006-2007 avec les dix-neuf élèves de la classe de CE2-CM1 de l'école du chef-lieu à Annecy-le-Vieux, en étroite collaboration avec leur enseignante. Il comprend cinq ateliers scientifiques et un atelier artistique. Les cinq ateliers scientifiques ont été construits à partir des thèmes déjà créés pour le parcours "Moi, la fleur et le caillou..." Ils donnent lieu à cinq séances de deux à trois heures chacune, réparties tout au long de l'année scolaire. Trois des cinq séances ont lieu à l'école, deux au LAPP.

#### Descriptif des séances

**1<sup>ère</sup> séance :** Découvrir les dimensions du monde. Cette séance s'appuie sur l'atelier "Moi et ma taille" décrit en 8.4.1 et est axée sur la mesure de longueurs : choix de l'instrument de mesure, problèmes relatifs à la mesure (utilisation correcte de l'instrument de mesure, erreur de mesure...).

**2<sup>ème</sup> séance :** Aller à la rencontre du monde inaccessible à nos sens. Les ateliers "Moi et le monde qui m'entoure" et "Voir l'invisible" décrits en 8.4.1 sont repris en diversifiant les observations. La notion de protocole expérimental est abordée au travers de la réalisation d'une préparation microscopique.

**3<sup>ème</sup> séance :** Découvrir l'atome. Cette séance retrace tout d'abord quelques étapes de l'histoire

de l'atome depuis les Grecs jusqu'à Mendeleiev. La séance s'attarde ensuite sur la classification périodique des éléments en abordant la question : que représente la case contenant la lettre "C". Puis elle est consacrée aux dimensions de l'atome. La présentation à l'aide de dessins des différents modèles de l'atome (l'atome de Rutherford, l'atome de Bohr, le modèle actuel) permet aux élèves de prendre conscience que les scientifiques élaborent des modèles qui évoluent au cours du temps. La séance se termine dans la cour : "jouons à l'atome de carbone". Les élèves se sont transformés en six électrons, six protons, six neutrons. Ce jeu permet de revoir les notions abordées durant la séance.

**4<sup>ème</sup> et 5<sup>ème</sup> séances :** Découvrir le monde des particules - Comment les détecter ? Ces séances sont construites à partir de l'atelier "Au delà de l'atome : voir et entendre les particules" décrit en 8.4.1 et se déroulent au LAPP.

Au cours de la 4<sup>ème</sup> séance, les élèves observent non seulement les traces dans la chambre à étincelles mais aussi celles laissées dans la chambre à brouillard. Les bases du principe de fonctionnement de ces deux détecteurs leur sont expliquées. La séance retrace quelques étapes de l'évolution des détecteurs de traces en s'attardant sur l'apparition de l'électronique. Les élèves observent alors une carte électronique et ses composants, puis, sur un prototype de chambre à fils, leur sont montré d'une part l'arrivée de la haute tension alimentant les fils, d'autre part les endroits où étaient collectés les signaux électriques produits lors du passage d'une particule.

La 5<sup>ème</sup> séance est dédiée à la découverte du LHC et du détecteur ATLAS. Le film "ATLAS experiment" et les photographies présentant la caverne d'ATLAS, la construction du détecteur, etc... ainsi que les différentes étapes du montage du détecteur permettent aux élèves de prendre conscience des dimensions colossales mais aussi de la complexité d'un tel détecteur. Des mécaniciens du laboratoire viennent ensuite commenter la maquette du calorimètre électromagnétique en décrivant à l'aide de photographies quelques étapes de la construction de ce détecteur. Les élèves, grâce à la simulation "vie et mort d'une particule", apprennent ensuite à distinguer la signature d'un électron de celle d'un proton dans un détecteur comme ATLAS. La séance se termine par la projection du passage du film "ATLAS experiment" où la collision entre deux paquets de protons se termine par un "feu d'artifice de particules" (dixit les enfants!)

### **Le déroulement des séances et leur prolongement**

Au cours de chacune des séances, les élèves répondent à un questionnaire que j'ai rédigé. Ils résument, par des dessins et par leurs propres mots, les notions essentielles abordées.

J'ai associé à l'encadrement des deux premières séances, des étudiants de l'IUT d'Annecy-le-Vieux. Les élèves ont beaucoup apprécié leur présence et leur aide pour faire les mesures ou pour observer au microscope. Les étudiants, quant à eux, ont vécu une expérience nouvelle dans laquelle je les ai trouvés très épanouis. Le travail effectué au cours des ateliers était repris en classe par l'enseignante après chaque séance, notamment par des prolongements dans des matières telles que le français et les arts plastiques.

Les élèves ont aussi participé à l'atelier de danse animé par Martine Roux, pour une exploration encore différente de l'espace. Cet atelier s'est déroulé au LAPP, au milieu des détecteurs de particules. Après un travail sur le mouvement dans l'espace, les élèves devaient retranscrire avec leur corps, les différences entre les traces produites par les particules dans la chambre à brouillard et celles dans la chambre à étincelles.

L'enseignante de la classe de CE2-CM1, Mme Gay, a réalisé un CD "la spirale des dimensions",

retraçant l'ensemble du projet, à l'aide des nombreuses photographies prises au cours des séances et la majeure partie des documents distribués ou des travaux réalisés. A la fin de l'année scolaire, les élèves ont présenté le projet à leurs parents, à l'aide du CD, en commentant les photographies et en présentant tout ce qu'ils avaient appris.

Tout au long des séances, les élèves ont étonné par leur sérieux, leur envie d'apprendre et leurs questions.

### **Le projet est reconduit ...**

Durant l'année scolaire 2007-2008, le projet "La spirale des dimensions" a été reconduit avec succès avec les élèves de CM1-CM2 et leur enseignante à l'école des Glaisins à Annecy-le-Vieux.

Durant l'année scolaire 2008-2009, le projet fut reconduit avec les élèves de CM1-CM2 et leur enseignante à l'école de Sévrier. Après chacun des deux premiers ateliers scientifiques, les élèves ont partagé ce qu'ils avaient appris avec les élèves de la classe de CP de l'école. Ce furent des échanges fructueux et formateurs.

Au cours de cette année-là, les échanges avec les enseignantes ont été à nouveau très riches et fondamentaux pour la dynamique du projet. La partie artistique a pu être, cette année là, plus développée car l'école bénéficiait de subventions de la DRAC et de l'Inspection Académique pour des cours de danse de Stéphanie Donnet, danseuse chorégraphe qui a accepté de se joindre au projet. Les enseignantes ont par ailleurs réalisé l'encadrement des séances d'arts plastiques.

L'ensemble des activités a été filmé et recueilli sur un DVD. De plus, le samedi 27 juin 2009, les élèves des deux classes sont venus au LAPP présenter le projet à leurs parents. Ils ont présenté en plein air leurs deux chorégraphies. Puis les élèves de CM1-CM2 ont exposé à l'auditorium ce qu'ils avaient retenu des ateliers scientifiques. Les exposés étaient ponctués de courts intermèdes dansés. Les parents ont pu voir la chambre à étincelles et la chambre à brouillard en fonctionnement tandis que deux groupes d'élèves leur donnaient des explications. Une présentation de ces deux détecteurs, dédiée aux élèves de CP a été faite ensuite par deux membres du laboratoire. Le long du parcours, les parents pouvaient découvrir les réalisations artistiques. Ils ont beaucoup apprécié cette matinée et ont souligné le grand intérêt que leurs enfants ont porté au projet tout au long de l'année scolaire.

### **8.5.3 Le projet : découverte de la physique du $XX^{\text{ème}}$ siècle**

Passionnés par leur métier et alarmés par la réelle désaffection des élèves pour les carrières scientifiques, trois enseignants de physique du lycée Guillaume Fichet à Bonneville ont initié le projet d'un enseignement d'exploration "Pratiques scientifiques et numériques" en classe de seconde, divisé en trois thèmes, physique appliquée, physique du  $XX^{\text{ème}}$  siècle et programmation informatique. Cette option, mise en place à la rentrée 2009 est suivie par vingt-cinq élèves à raison de trois heures par semaine. Amina Zghiche, physicienne au LAPP, adhérant à la démarche développée en direction du public scolaire, a souhaité participer activement à ce projet. Nous avons rencontré les enseignants afin de définir ensemble le cadre de la visite des élèves au sein du laboratoire. Deux objectifs importants sont ressortis des discussions, d'une part initier l'élève à la physique des particules, d'autre part lui permettre de rencontrer des professionnels travaillant dans des domaines très variés afin de lui faire percevoir la richesse des échanges entre la technologie et la science fondamentale. Nous avons aussi établi une liste de notions pré-requises à travailler en classe avant la visite.

Ce projet nous a conduit à repenser la trame de la visite "autour du LHC et de l'expérience ATLAS". J'ai proposé que soit intégré à chaque stand du parcours une partie dédiée aux aspects techniques donc qu'un tandem physicien-ingénieur soit maintenant présent à chaque stand, pour donner les explications en deux temps : une première partie dédiée à la physique (voir paragraphe 8.5.1), une deuxième partie consacrée aux aspects plus techniques.

Au premier stand de la visite, un électronicien présente de manière plus approfondie l'évolution de l'électronique, en montrant les différentes cartes électroniques conçues au LAPP. Au deuxième stand un informaticien aborde le traitement informatique des données et présente la notion de Grille de calcul. Au troisième stand, un électronicien présente l'électronique spécifique du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

Durant leur visite, les élèves remplissent un questionnaire sur lequel les enseignants s'appuient pour prolonger le travail en classe.

Les élèves accueillis en février 2010 ont été très dynamiques posant des questions pertinentes. Leur implication tout au long de la visite a beaucoup bénéficiée de la préparation réalisée en amont par les enseignants.

Les retours des enseignants ont été très positifs. Nous avons reconduit ce projet commun durant les deux années scolaires 2011 et 2012 qui ont suivi, avec toujours le même enthousiasme.

#### **8.5.4 Les thèmes des visites se diversifient et l'équipe s'agrandit**

La nouvelle organisation de la visite nécessitait la présence et l'implication d'une dizaine de collègues durant la visite. Le laboratoire étant de plus en plus souvent sollicité par des enseignants des lycées de la région, nous avons décidé de créer d'autres visites thématiques couvrant d'autres domaines étudiés au LAPP. Cette ouverture, outre son intérêt scientifique, permettait d'accueillir un plus grand nombre de classes sans pour autant solliciter toujours les mêmes collègues.

L'équipe s'est donc agrandie rassemblant des collègues des différentes expériences et des différents services du laboratoire intéressés par la démarche. J'en ai assuré la coordination avec ma collègue Amina Zghiche. Les nouvelles visites thématiques proposées furent les suivantes : "Virgo et les ondes gravitationnelles", "AMS et les astroparticules", "HESS et les rayons cosmiques", "autour du LHC et l'expérience LHCb". Elles s'appuient sur les maquettes, les films et les posters présentés dans l'exposition permanente du laboratoire.

La présence dans le Hall de mécanique du laboratoire de l'imposant matériel de l'expérience HESS durant les années 2010 et 2011 permit de montrer aux élèves une réalisation grandeur nature du service de mécanique.

#### **8.5.5 Le projet : s'initier au travail d'un physicien des particules**

Ce projet a été réalisé avec les lycéens d'une classe de 1<sup>ère</sup>S et une équipe d'enseignants du lycée Charles Baudelaire de Cran-Gevrier. Chaque année, cette équipe très motivée emmène les élèves faire une visite au CERN. Lorsqu'ils nous ont contacté, ces enseignants souhaitaient que leurs élèves réalisent un travail plus approfondi sur la physique des particules et participent à



une masterclass , projet g er  au niveau européen par le CERN et le réseau EPPOG (European Particle Physics Outreach Group) [123], et coordonné en France par l'IN2P3 [124].

Après discussion, nos échanges ont abouti à un projet en quatre temps avec comme objectif principal de travailler les connaissances et les éléments de méthode nécessaires aux élèves pour réaliser l'une des analyses de physique proposées, dans le cadre de la masterclass, sur des données expérimentales du LHC. L'étude de la désintégration du boson Z en leptons nous est apparue comme l'analyse la plus accessible à des élèves de classe de première.

## Les "quatre temps" du projet

**La visite au CERN** premier contact avec le monde de la physique des particules fut organisée par les enseignants. A l'issue de cette visite les élèves rédigèrent un compte-rendu.

### L'atelier :   la découverte des détecteurs de physique des particules

Cet atelier d'une durée de trois heures, a lieu au LAPP et est encadré par une équipe de physiciens et d'ingénieurs. Il a deux objectifs : comment mesurer l'impulsion d'une particule, comment mesurer son énergie ? Ces deux grandeurs physiques ayant été définies en classe, nous avons établis deux parcours, l'un dédié aux détecteurs de traces, l'autre au calorimètre. Pour construire ces deux parcours, nous nous sommes appuyés sur le matériel de l'exposition permanente.

A la découverte de la trajectographie :

- La chambre à étincelles : observer les traces du passage des muons, comprendre le principe de fonctionnement de ce détecteur.
- La chambre de calibration de l'expérience BaBar : observer l'intérieur d'une chambre à fils et la carte électronique associée, comprendre le principe de fonctionnement de ce type de détecteur et son intérêt par rapport à la chambre à étincelles, aborder la mesure de la position et la notion de précision sur cette mesure.
- L'élément de détecteur à micro-pistes de CMS : observer au microscope la structure d'un tel détecteur, en comprendre le principe de fonctionnement et son intérêt.
- Le tube de Crookes : visualiser la courbure de la trajectoire d'une particule chargée sous l'effet d'un champ magnétique, retenir que seule cette courbure permet la détermination de l'impulsion d'une particule chargée.

A la découverte de la calorimétrie :

Comprendre les principes généraux de la calorimétrie et de la mesure de l'énergie d'une particule puis s'intéresser à deux exemples de calorimètres électromagnétiques celui de AMS-02 et celui d'ATLAS détecteurs pour lesquelles le LAPP a eu une forte implication.

### L'atelier : Mesure de la masse invariante du boson $Z^0$

Cet atelier a lieu au lycée et est encadré par deux physiciennes, Amina Zghiche et moi-même, et une informaticienne, S. Elles. Il se déroule en plusieurs parties :

- Aborder la notion de distribution, à partir de l'exemple simple de la mesure du périmètre d'un rectangle. Chaque élève après avoir réalisé sa mesure vient placer une bille dans la colonne de la maquette "Histogramme" correspondant à sa mesure. Aborder la notion d'in-

certitude à partir de la distribution ainsi obtenue, puis en utilisant les résultats recueillis auprès d'une centaine d'étudiants de première année.

- Rappeler les points essentiels de la mesure de l'impulsion et de l'énergie et définir la masse invariante d'une particule.
- A partir de la simulation GEANT 4 qui a été interfacée, pour cet atelier, avec la génération d'événements  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $Z \rightarrow e^+e^-$  et  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ , apprendre à reconnaître la signature d'une particule et d'un processus physique dans les différents sous-détecteurs. Comprendre la nécessité de définir des critères de sélection pour caractériser les processus physiques recherchés.
- Aborder le traitement des données expérimentales brutes grâce à des programmes informatiques sophistiqués appelés programmes de reconstruction.
- Introduire la notion de données Monte Carlo en spécifiant les trois étapes : la génération d'événements correspondant à un processus physique particulier, la simulation complète du détecteur et des signaux créés par les particules générées dans celui-ci, enfin la reconstruction des données Monte Carlo.
- Présenter et commenter une distribution de la masse invariante du  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  obtenue par ATLAS avec les données expérimentales et les données Monte Carlo.

### La journée masterclasse

Cette journée a lieu au LAPP et est encadrée par une équipe de physiciens (notamment du groupe ATLAS) et d'informaticiens. Les élèves suivent un séminaire rappelant les bases du Modèle Standard, puis réalisent, deux par deux, l'étude des canaux  $Z \rightarrow$  leptons sur des données expérimentales prises au LHC. l'objectif étant de reconstruire la masse invariante du Z, après avoir déterminé la nature de la désintégration à partir de l'"event display" de l'événement. Les résultats sont mis en commun et sont discutés. A la fin de la journée, les élèves participent alors à une vidéoconférence au cours de laquelle ils discutent leurs résultats avec des lycéens d'un autre pays et des chercheurs du CERN.

Ce projet est un des aboutissements de la réflexion menée depuis dix années au cours lesquelles je me suis fortement impliquée dans la diffusion scientifique auprès du public scolaire. J'ai participé activement à la conception et à l'organisation des deux ateliers. Ce projet a pu être aussi complet grâce à l'implication au LAPP d'une équipe soudée et motivée et grâce à la participation active des enseignants. Ce travail d'équipe conséquent a nécessité une coordination soutenue que nous avons dynamisée, Amina Zghiche et moi-même.

Les élèves ont pris très au sérieux les différentes phases du projet et s'y sont pleinement investis. L'ensemble du projet a été vécu très positivement par tous. A la fin de l'année scolaire nous avons reçu un courriel de leur professeur nous indiquant qu'ils avaient tous choisi l'option physique en classe de terminale !

### 8.5.6 Les ateliers "Science et Art"

#### L'atelier "la trace"

Durant les vacances de février 2012, nous avons organisé en partenariat avec le centre de loisirs "La Serre" de Cran-Gevrier un atelier "Science et Art" s'adressant à un public de jeunes enfants



de 6 à 10 ans. J'ai proposé le thème "la trace" avec un atelier qui s'est déroulé sur cinq après-midi : un au LAPP à la découverte de l'infiniment petit et des traces laissées par les particules dans différents détecteurs, les quatre autres à "La Serre", à la découverte d'expérimentations artistiques en lien avec la notion de "trace".

Ce projet a été élaboré avec Didier Verkindt, physicien au LAPP et Aurore Sacquart artiste plasticienne. Nous l'avons construit ensemble de façon à permettre aux enfants d'explorer deux approches différentes d'un même thème, l'une scientifique, l'autre artistique.

Un petit livret retraçant les étapes successives de l'atelier a été distribué aux douze enfants qui y avaient participé. Leurs nombreuses réalisations plastiques ont été exposées dans plusieurs lieux du laboratoire. Le vernissage de l'exposition a clôturé cette belle aventure avec la présence des parents, des enfants et de plusieurs personnalités de la vie culturelle du bassin annécien.

### **L'atelier "la lumière"**

Durant les vacances de février 2013 nous avons renouvelé l'expérience. J'ai proposé le thème "la lumière". Cette fois-ci, l'atelier scientifique s'est déroulé à l'IUT dans la salle de travaux pratiques du département GEII. A travers de nombreuses petites expériences les enfants sont partis à la découverte de la lumière et de ses propriétés (phénomènes de réflexion, réfraction, dispersion, absorption, synthèse additive...). Un petit livret a été distribué aux enfants, leurs réalisations plastiques ont été exposées au sein de l'IUT. Lors du vernissage, les parents nous ont fait part de l'enthousiasme des enfants à avoir participé à un tel atelier.

## **8.6 L'exposition permanente**

Au fil des premières Portes Ouvertes du LAPP, pour compléter la visite des halls de mécanique et la présentation des nombreux posters des expériences auxquelles le LAPP participait, plusieurs expériences-démonstration ont été réalisées telles que la mesure du temps de vie du muon au moyen d'une chambre à étincelles, la mesure de la vitesse de la lumière, l'observation de traces de particules dans une chambre à brouillard... A l'occasion des Portes Ouvertes de 2002, Didier Verkindt a alors initié l'idée de la création d'une exposition permanente, rassemblant l'ensemble du matériel support des visites et des Portes Ouvertes [122]. J'ai été nommée responsable de cette exposition que j'ai souhaitée organiser en privilégiant plusieurs idées directrices. L'exposition permanente doit pouvoir :

- être adaptée facilement et rapidement au niveau du public accueilli.
- permettre au visiteur, une plongée progressive au coeur de la recherche en physique des particules.
- présenter les expériences auxquelles le LAPP participe.
- montrer l'implication des services de mécanique, d'électronique et d'informatique aux différents stades de la vie d'une expérience.
- mettre en perspective les questions fondamentales qui restent ouvertes.

Cette conception de l'exposition nécessitait de développer des supports de présentation les plus diversifiés possibles. Maquettes, petites expériences, éléments de détecteurs, simulations, films, posters sont venus, au fil des années, étoffer l'exposition. J'ai effectué la coordination et le suivi de la conception et de la fabrication de nombreuses maquettes ainsi que le suivi de la complète restauration par le service de mécanique de la chambre à étincelles et de la chambre à brouillard. Pour conduire à bien ces réalisations, j'ai travaillé en étroite collaboration avec plusieurs collègues

des services mécanique, électronique et administratif et assuré la coordination entre eux. L'exposition est installée dans deux espaces réservés à cet effet dans le laboratoire. Elle dispose de plus d'une annexe où est rangé le matériel ne pouvant pas être exposé en permanence, faute de place.

L'exposition permet l'accueil d'un public très diversifié, depuis les élèves des écoles primaires jusqu'aux étudiants en sciences. Elle a été organisée de telle sorte que la majorité du matériel présenté soit utilisable quelque soit le niveau scientifique du public accueilli. Le discours sur chacun des stands est modifié et adapté en fonction du public reçu.

## 8.7 Conclusion

Depuis 2004, j'ai oeuvré pour que l'accueil des scolaires devienne partie intégrante de la mission de diffusion scientifique du LAPP et vise un large public, de la primaire au lycée. J'ai cherché très rapidement à nous détacher de la "simple" visite qui s'avérait peu exploitable par les enseignants et qui était donc vécue par les élèves comme un événement parmi d'autres. J'ai choisi de privilégier un travail de fond sous la forme de projets conduits avec les enseignants et adaptés au public d'élèves accueilli. Les différents projets que j'ai initiés et dans lesquels je me suis fortement impliquée sont les suivants :

Pour les lycéens :

- les visites à thème
- le projet "découverte de la physique du *XX<sup>ème</sup>* siècle"
- le projet "s'initier au travail d'un physicien des particules"

avec comme objectifs d'une part d'initier chaque élève à la physique des particules, d'autre part de lui faire prendre conscience de la richesse des échanges entre la technologie et la science fondamentale. Pour les élèves des classes primaires niveau CE2-CM2 :

- Le parcours "Moi, la fleur et le caillou..."
- Le projet "La spirale des dimensions"
- les ateliers "Science et art"

avec comme objectifs d'éveiller la curiosité scientifique de chaque élève et de l'initier à la démarche scientifique, notamment à travers le stand "à la découverte de l'invisible"

L'élaboration et l'encadrement des projets ont pu être réalisé grâce à la motivation et l'implication d'une équipe du LAPP soudée qui s'est agrandie pour répondre à l'augmentation des demandes des enseignants de la région. Pour assurer la conception et l'encadrement des projets, j'ai sollicité non seulement les physiciens du laboratoire mais aussi les ingénieurs, avec une volonté d'ouverture sur les aspects techniques de notre domaine donc un enrichissement des projets proposés. Cette dynamique a permis aux élèves de rencontrer des professionnels travaillant dans des spécialités très variées.

J'ai coordonné l'équipe et les projets seule jusqu'à la fin de l'année scolaire 2009, puis avec ma collègue Amina Zghiche jusqu'à la fin de l'année scolaire 2012.

Les projets et visites s'appuient fortement sur l'exposition permanente dont j'ai eu la responsabilité jusqu'en 2012. J'ai réfléchi et développée cette exposition afin qu'elle permette une plongée progressive au coeur de la recherche en physique des particules, qu'elle soit représentative des multiples activités du laboratoire et adaptable rapidement au public que nous recevons. Cette conception a nécessité de développer des supports de présentation très diversifiés (maquettes,

petites expériences, éléments de détecteurs, simulation, films...). Ce qui m'a amenée à travailler avec les groupes expérimentaux, mais aussi en étroite collaboration avec les différents services du laboratoire.

Depuis 2006, j'ai initié et développé des échanges avec les milieux artistiques, plusieurs fenêtres ont été ouvertes sur la peinture, les arts plastiques, la danse contemporaine. Artistes, Scientifiques, chacun se questionne sur le temps, l'espace, la matière ... et en explore les réponses sous différentes facettes. C'est la confrontation de ces approches que je souhaitais faire partager au public lors de l'exposition des tableaux d'Yves Mairot aux Portes Ouvertes du laboratoire, et lors des projets destinés aux classes primaires. Cette ouverture a été vécue comme une expérience enrichissante notamment chez les enfants.

De 2006 à 2012, Le LAPP a accueilli plus de 1200 élèves. Les retours des enseignants ont toujours été très positifs et les liens que nous avons tissés par un travail en commun se sont pérennisés avec un grand nombre d'enseignants.

Toutes ces années, durant lesquelles j'ai assuré les responsabilités de l'accueil des scolaires et de l'exposition permanente, ont été, pour moi, une grande source d'enrichissements au travers du travail en équipe et des échanges avec des milieux d'horizons très variés. Ces responsabilités m'ont amenée à une réflexion approfondie sur la transmission des connaissances et l'apprentissage de la démarche scientifique par un public d'élèves en pleine formation : la diffusion scientifique, avant d'être un outil de communication, doit contribuer à construire le pont nécessaire entre recherche et enseignement. Chaque rencontre avec les élèves a été pour moi une riche expérience, et j'ai acquis la conviction que ce n'était pas dans la superficialité que l'on saisit l'attention de l'élève, que l'on éveille son intérêt et que l'on dynamise son implication, mais en lui construisant des marches solides sur lesquelles pourra s'appuyer sa réflexion.

# Chapitre 9

## Projet de recherche

### 9.1 Introduction

Je souhaite m'orienter sur la thématique des neutrinos pour mes activités de recherche futures et rejoindre dès le mois de janvier 2014 le projet LAGUNA-LBNO [125] dans lequel s'impliquent des membres du groupe neutrinos du LAPP.

Ce choix est motivé par plusieurs perspectives :

- participer à une expérience dans le domaine de la physique électrofaible et à une thématique qui m'apparaît riche en résultats potentiels et reliée à des questions fondamentales de la physique des particules
- participer à la construction, la simulation et les tests d'un détecteur dont la conception est actuellement à l'état de projet
- participer à l'étude des performances d'un détecteur de traces
- travailler en équipe, accueillir et encadrer des étudiants

Ces perspectives multiples rejoignent mes centres d'intérêts. J'ai en effet été très motivée par l'étude des processus électrofaibles et leur interprétation au-delà du Modèle Standard à LEP2. J'ai, par ailleurs beaucoup apprécié d'être impliquée dans la phase de construction du détecteur BaBar, notamment la conception et la simulation de prototypes de détecteurs puis la réalisation de tests en faisceau et l'analyse des données qui en découle.

Les quelques expériences d'encadrement côté recherche et le suivi de moniteurs depuis plus de dix ans côté enseignement ont été pour moi une source de motivation et de satisfaction à laquelle j'ai toujours accordé une grande importance. De plus, le travail en équipe, notamment avec les ingénieurs et techniciens de l'expérience BaBar a toujours été un véritable moteur dans mon travail.

### 9.2 Les neutrinos

#### 9.2.1 Des années 1930 aux années 1970

W. Pauli, en 1930, postule l'existence d'une nouvelle particule afin d'interpréter le spectre continu de la désintégration  $\beta$  en respectant le principe de la loi de conservation de l'énergie.

En 1933, E. Fermi développe une théorie de la désintégration  $\beta$  [126] en y incluant cette nouvelle particule qu'il nomme "le neutrino".

En 1956, les physiciens F. Reines et C. Cowan réalisent la première détection du neutrino  $\nu_e$  à l'aide d'un détecteur à base d'eau et de chlorure de cadmium, auprès du réacteur nucléaire de Savannah River.

En 1957, sur le modèle des oscillations  $K^0 \bar{K}^0$ , B. Pontecorvo propose des oscillations neutrino anti-neutrino car ce sont des leptons neutres.

En 1962, M. Schwarz, L. Lederman et J. Steinberger mettent en évidence l'existence d'une deuxième saveur de neutrino, le neutrino  $\nu_\mu$  au laboratoire de Brookhaven. Z. Maki, M. Nakagawa et S. Sakata envisagent alors la possibilité de transitions  $\nu_e - \nu_\mu$  et établissent la matrice dite "MNS" qui définit les états propres de saveurs  $\nu_e, \nu_\mu$  comme des combinaisons linéaires d'états propres  $\nu_1, \nu_2$  de masse respectives  $m_1, m_2$ . Ces états propres de masses ont des évolutions temporelles différentes qui peuvent se traduire, lors de la propagation des neutrinos, par un changement périodique de saveur appelé oscillation des neutrinos.

En 1975, M. Perl découvre le lepton tau, ce qui permet d'envisager l'existence d'une troisième famille de leptons et donc d'un neutrino  $\nu_\tau$ . Ce neutrino est découvert en 2000 par l'expérience DONUT à Fermilab. Dès 1989, les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL sur le collisionneur LEP ont montré qu'il existe trois familles de neutrinos légers contribuant à la largeur du boson  $Z^0$ .

## 9.2.2 La matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) et la probabilité d'oscillation

Les trois états de saveur  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  sont reliés aux trois états propres de masse  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  par la matrice PMNS notée U telle que  $\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i$  (avec  $\alpha = e, \mu, \tau$  et  $i = 1, 2, 3$ ). En considérant les neutrinos comme des particules de Dirac, la matrice unitaire U ( $3 \times 3$ ) dépend de trois angles de mélange  $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ , et d'une phase complexe  $\delta$  due à la violation de CP .

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

avec  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$  et  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ .

Pour un faisceau de neutrino de saveur  $\nu_\alpha$ , émis le long d'une direction Oz, produit en un point  $z = 0$ , vers un détecteur situé à la distance  $z = L$ , il est possible de définir la probabilité de transition  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ . La probabilité d'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , par exemple, a pour expression :

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= 4c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right) \times \left[1 \pm \frac{2a}{\Delta m_{13}^2} (1 - 2s_{13}^2)\right] \\ &+ 8c_{13}^2 s_{12} s_{13} s_{23} (c_{12} c_{23} \cos \delta_{CP} - s_{12} s_{13} s_{23}) \cos\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \\ &\mp 8c_{13}^2 c_{12} c_{23} s_{12} s_{13} s_{23} \sin \delta_{CP} \sin\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \\ &+ 4s_{12}^2 c_{13}^2 (c_{13}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - 2c_{12} c_{23} s_{12} s_{23} s_{13} \cos \delta_{CP}) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \\ &\mp 8c_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \cos\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right) \times \frac{aL}{4E} (1 - 2s_{13}^2) \end{aligned}$$

Cette probabilité dépend de plusieurs paramètres : des angles de mélange, de la phase  $\delta_{CP}$  de la matrice PMNS, de la différence des carrés des masses  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ , du rapport  $\frac{L}{E\nu}$  où

$L$  est la distance parcourue par le neutrino depuis sa création et  $E_\nu$  son énergie, et du facteur  $a = 2\sqrt{2}G_F N_e E_\nu$  caractérisant les effets de matière qui marque la dépendance de l'oscillation des neutrinos par rapport à la densité électronique de la matière traversée.

### 9.2.3 La quête expérimentale des 20 dernières années

Dans le domaine expérimental, les avancées ont été difficiles mais ont apporté, surtout ces dernières années, une moisson de résultats. Après les découvertes du neutrino  $\nu_\mu$  en 1962 et la confirmation du déficit de neutrinos solaires, de nombreuses expériences comme Kamiokande, Superkamiokande, LSND, SNO, KamLAND, MINOS, K2K, Double Chooz, Daya Bay, OPERA ou T2K ont permis de montrer l'existence de l'oscillation de neutrinos et de déterminer avec une bonne précision les angles de mélange et les différences de masses au carré entre les trois familles de neutrinos. Dans le même temps, des expériences comme Mainz ou Troitsk ont permis de mettre des limites supérieures sur la masse du neutrino  $\nu_e$  tandis que les dernières mesures cosmologiques réalisées par WMAP puis Planck, ont permis d'estimer une limite supérieure sur la somme des masses des trois types de neutrinos  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ .

A l'aube des années 1980, de nombreuses expériences se concentrent sur l'étude des oscillations de neutrino en utilisant différentes sources possibles : les réacteurs nucléaires, le soleil, les rayons cosmiques ou les accélérateurs de particules. Dans les années 1990, l'expérience GALLEX puis l'expérience SAGE confirment le déficit en neutrinos solaires déjà observé par l'expérience de Homestake, tandis que les expériences KAMIOKANDE et IMB observent un déficit de neutrino  $\nu_\mu$  dans les gerbes de rayons cosmiques. Tous ces premiers résultats semblent indiquer une possible oscillation des neutrinos.

Après des expériences comme LSND, Karmen, Chorus, NOMAD ou Chooz ayant établi des limites sur les paramètres d'oscillation, un premier résultat positif et reproductible est obtenu en 1998 par l'expérience japonaise Super-Kamiokande. Ce détecteur Cerenkov utilisant un immense réservoir de 50000 tonnes d'eau pure, observe une anomalie dans les neutrinos atmosphériques et dans les neutrinos solaires. Ses résultats permettent de déterminer pour la première fois avec un bon niveau de confiance les paramètres de l'oscillation entre  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  :  $\sin^2(2\theta_{23}) > 0.92$  et  $\Delta m_{23}^2 = 0.003 \pm 0.0005 \text{ eV}^2$  [128].

A la fin des années 1990, l'expérience SNO, dont le détecteur est une énorme sphère contenant près de 1000 tonnes d'eau lourde construite dans la mine de Creighton, près de Sudbury, au Canada, tente de détecter une dizaine de neutrinos solaires par jour, grâce au rayonnement Cerenkov produit par les particules issues de l'interaction des neutrinos avec l'eau lourde. Le grand avantage de ce détecteur est sa capacité à détecter à la fois la disparition des  $\nu_e$ , et l'apparition des  $\nu_\mu$  et des  $\nu_\tau$ , en détectant aussi bien les interactions courant chargé (seulement les  $\nu_e$ ) que courant neutre ( $\nu_e, \nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ ). Au mois de juin 2001, SNO annonce avoir mesuré un nombre de  $\nu_\tau$  et de  $\nu_\mu$  en accord avec le déficit en  $\nu_e$  observé, preuve que le déficit en neutrinos solaires est à un changement de saveur [129].

En 2004, l'expérience japonaise K2K, qui utilise un faisceau de neutrinos et le détecteur de SuperKamiokande, confirme les résultats atmosphériques de SuperKamiokande. De plus, entre 2003 et 2006, l'expérience MINOS, à Fermilab, et l'expérience KamLAND, au Japon, trouvent un résultat cohérent avec ceux de K2K, SNO et SuperKamiokande mais en désaccord avec ceux

de LSND (en 2007, l'expérience MiniBoone infirmera les résultats de LSND et confirmera les paramètres d'oscillation déterminés par MINOS, K2K, SNO ou SuperKamiokande).

En mars 2006, l'expérience MINOS, auprès du faisceau de neutrinos du Fermilab, observe 215 événements d'interactions de  $\nu_\mu$  pour  $336 \pm 14$  attendus et, en faisant l'hypothèse de l'oscillation  $\nu_\tau - \nu_\mu$  pour expliquer cette différence, estime les paramètres suivant :  $\Delta m_{23}^2 = (2.74 \pm 0.44) \times 10^{-3} eV^2$  et  $\sin^2(2\theta_{23}) > 0.87$  [130].

Entre 2002 et 2005, l'expérience KamLAND, avec un détecteur de 1000 tonnes de liquide scintillant situé dans la mine de Kamioka et recevant les  $\bar{\nu}_e$  de plusieurs réacteurs nucléaires, détecte 258  $\bar{\nu}_e$  pour  $365.2 \pm 3.7$  attendus en l'absence d'oscillation. Combinée avec les résultats des expériences de détection de neutrinos solaires, elle confirme la valeur  $\Delta m_{21}^2$  qui est de l'ordre de  $7 \times 10^{-5} eV^2$ . Avec plusieurs années de statistique, l'expérience KamLAND montre même pour la première fois les oscillations en fonction de L/E (fig. 9.1) [131].

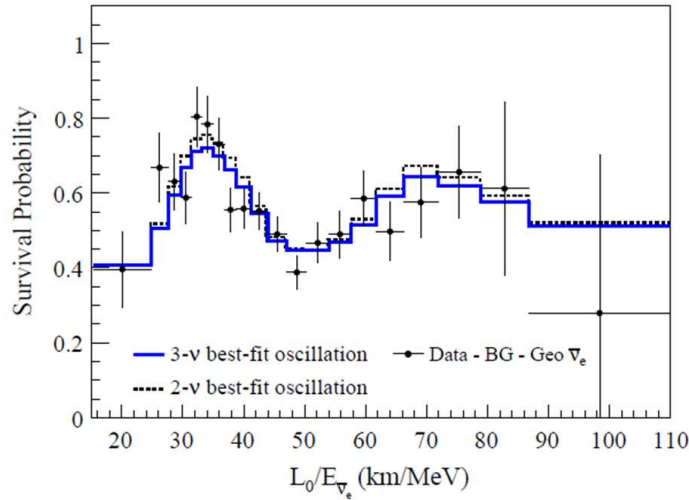


FIG. 9.1 – Probabilité de survie des  $\bar{\nu}_e$  en fonction de L/E, L étant la distance entre le détecteur et la source de neutrinos (des réacteurs nucléaires situés en moyenne à 180 km du détecteur) et E étant l'énergie des neutrinos reçus.

A partir de 2008, l'expérience OPERA, sous la montagne du Gran Sasso, tente la détection directe de l'oscillation  $\nu_\mu - \nu_\tau$  dans la zone des paramètres d'oscillation estimés par les expériences MINOS, K2K et SuperKamiokande. Ceci grâce au faisceau de neutrinos  $\nu_\mu$  délivré par le CNGS du CERN, à 730 km de là. Au mois de mai 2010, OPERA détecte un premier neutrino  $\nu_\tau$  et confirme ainsi la transformation de  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$ .

Au mois de Novembre 2011, l'expérience Double Chooz annonce une première mesure de l'angle de mélange encore totalement inconnu  $\theta_{13}$  :  $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.085 \pm 0.051$ . Malgré la grande incertitude de cette mesure, c'est une première indication que l'angle  $\theta_{13}$  n'est pas nul.

A la même époque, se construit en Chine l'expérience Daya Bay, une collaboration internationale qui a pour but de détecter les anti-neutrinos issus de plusieurs réacteurs nucléaires, en utilisant

un liquide scintillant au gadolinium. Le 8 mars 2012, l'expérience fournit son premier résultat :  $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.092 \pm 0.016$  [132].

L'expérience coréenne RENO obtient un résultat similaire.

C'est la première fois que le paramètre  $\theta_{13}$  est connu avec une telle précision. C'est surtout une étape essentielle qui montre l'importance du mélange entre neutrinos et qui va permettre d'explorer la violation CP avec un programme en cours de réflexion.

Enfin, en 2012, l'expérience T2K, qui utilise le détecteur SuperKamiokande et un faisceau de  $\nu_\mu$  délivré par le J-PARC, détecte pour la première fois la transformation d'un  $\nu_\mu$  en  $\nu_e$ .

Ce court résumé historique s'est focalisé sur la recherche expérimentale du phénomène d'oscillation des neutrinos. Les expériences, notamment de ces 20 dernières années, ont permis à l'aide de différentes sources de neutrinos et différents types de détecteur [133], de mieux cerner les paramètres angles de mélange et différences de masse au carré (voir tableau 9.1).

Toutefois, sur le plan théorique, on ne sait actuellement prédire ni les valeurs de la matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) de mélange des neutrinos ni les valeurs de la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) de mélange des quarks. On ne sait pas non plus pourquoi les neutrinos sont si "fortement" mélangés (les angles de mélange entre neutrinos sont de l'ordre de 10 à 40 degrés tandis que les valeurs mesurées pour la matrice CKM sont  $\theta_{12} = 13.04 \pm 0.05$  degrés,  $\theta_{13} = 0.201 \pm 0.011$  degrés et  $\theta_{23} = 2.38 \pm 0.06$  degrés).

D'autres sujets tels que la détermination de l'échelle absolue de la masse des neutrinos sont investigués. En 2006, les résultats des expériences Mainz et Troitsk (désintégration bêta du tritium) viennent contraindre un peu plus la masse du neutrino et fournissent à ce jour la mesure directe la plus précise :  $m_{\nu_e} < 2.2$  eV [134]. Combinée aux résultats d'expériences d'oscillations permettant d'obtenir les  $\Delta m^2$ , ce résultat permet de conclure que les neutrinos  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  ont tous des masses très petites.

Les prochaines années apporteront également des résultats provenant d'expériences de mesure directe de la masse du  $\nu_e$  comme Katrin, des expériences de recherche de neutrino stérile comme Nucifer ou STEREO ou des expériences de recherche de la désintégration double-bêta sans neutrinos (neutrinos de Majorana) comme SuperNemo.

Le tableau 9.1 récapitule les résultats expérimentaux les plus récents obtenus à ce jour sur les propriétés du neutrino.



Paramètre mesuré	Mesure expérimentale actuelle	Commentaire
Masse du $\nu_e$	$< 2.2 \text{ eV}$	Désintégration bêta du tritium
Masse du $\nu_\mu$	$< 170 \text{ keV}$	Désintégration du pion chargé au repos
Masse du $\nu_\tau$	$< 18.2 \text{ MeV}$	Masse invariante dans la désintégration du $\tau$
$m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau}$	$< 0.23 \text{ eV}$	A partir des résultats de Planck [135]
Angle de mélange $\theta_{12}$	$33.57 \pm 0.77$ degrés	
Angle de mélange $\theta_{23}$	$41.9 \pm 0.4$ degrés	Si dans l'octant 0-45 degrés
Angle de mélange $\theta_{13}$	$8.71 \pm 0.37$ degrés	
$\Delta m_{21}^2$	$(7.45 \pm 0.19) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	
$ \Delta m_{31}^2 $	$(2.417 \pm 0.013) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	
$ \Delta m_{32}^2 $	$(2.40 \pm 0.12) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	
Moment magnétique du $\nu_e$	$< 5.8 \times 10^{-20} \text{ MeV}/T$	Diffusion de neutrinos sur électrons atomiques
Moment magnétique du $\nu_\mu$	$< 4.3 \times 10^{-20} \text{ MeV}/T$	Mesures auprès d'accélérateurs (MiniBoone)
Moment magnétique du $\nu_\tau$	$< 3.1 \times 10^{-17} \text{ MeV}/T$	Idem

TAB. 9.1 – Résultats expérimentaux sur les neutrinos (PDG 2012 [134]). Les valeurs des paramètres d'oscillation des neutrinos sont issues d'un ajustement prenant en compte les résultats de plusieurs expériences [136]. Si l'on prend en compte les résultats concernant les oscillations des neutrinos, la limite sur la masse du  $\nu_\tau$  est ramenée à celle sur la masse du  $\nu_\mu$ . On peut de plus mettre une limite inférieure sur la somme des masses des neutrinos :  $0.06 \text{ eV}/c^2$ . Si l'on prend en compte la limite issue des résultats de Planck, on peut d'autre part affirmer que chacun des trois types de neutrino a une masse inférieure à  $0.23 \text{ eV}$ .

## 9.2.4 Perspectives

Plusieurs questions restent ouvertes :

- Les neutrinos sont-ils des particules de Dirac ou de Majorana ?
- Quelle est la hiérarchie de masse des neutrinos ? (fig. 9.2)
- Quel est le niveau de violation de CP dans la matrice de mélange des saveurs de neutrinos ?
- Quel est l'octant de  $\theta_{23}$  ?
- Quelle est la masse du neutrino  $\nu_e$  ?
- Existe-t-il des neutrinos stériles (et suffisamment massifs pour être candidats à la matière noire) ?

Plusieurs projets sont actuellement en phase de conception, de construction ou de prise de données. L'expérience Katrin et son immense spectromètre, s'est donné pour but de trouver la valeur de la masse de  $\nu_e$  ou d'obtenir une limite supérieure  $m_{\nu_e} < 0.2 \text{ eV}$ . Elle devrait fournir ses premiers résultats en 2016. L'expérience T2K a déjà pris des données et devrait fournir dans les prochaines années ses premiers résultats concernant la hiérarchie de masse et le paramètre de violation de CP. L'expérience NOvA devrait commencer à prendre des données en 2014 et participer, avec T2K, à la détermination des paramètres de mélange des neutrinos.

A plus long terme, des projets "long baseline" comme LBNO, LBNE ou INO devraient voir le jour et améliorer considérablement notre connaissance sur l'oscillation des neutrinos. Des études existent déjà pour optimiser l'utilisation de ces futurs projets "long baseline" [137].

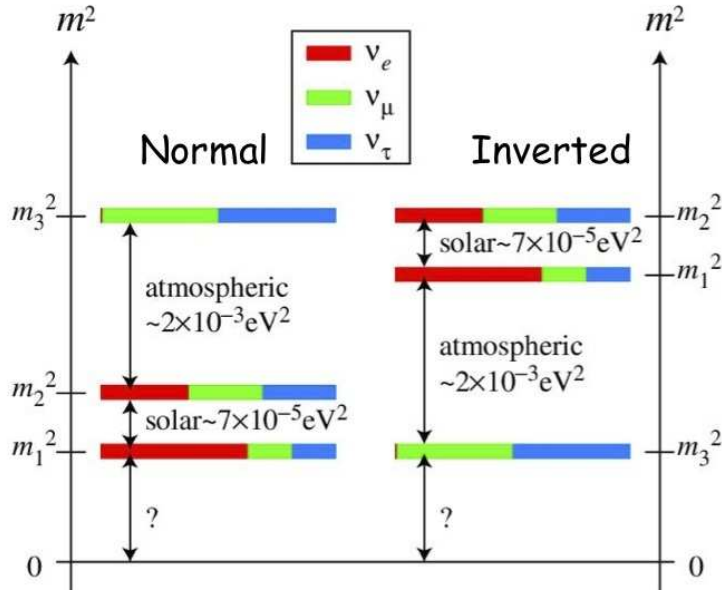


FIG. 9.2 – Les deux cas possibles de hiérarchie de masse des neutrinos, selon que  $m_3$  est inférieur ou supérieur à  $m_1$  et  $m_2$ .

## 9.3 Le projet LAGUNA-LBNO

### 9.3.1 Motivations et objectifs

La mesure de la violation de CP dans le secteur leptonique pourrait être d'une importance fondamentale particulièrement en cosmologie. En effet l'asymétrie baryonique pourrait avoir comme source une asymétrie leptonique provoquée par des désintégrations de neutrinos droits lourds de Majorana à travers lesquelles le nombre leptonique serait violé. Et une des conditions de Sakharov [138] pour obtenir cette asymétrie leptonique est la violation de CP dans le secteur leptonique.

La mise en évidence de la violation de CP nécessite une valeur de l'angle  $\theta_{13}$  élevée et connue avec une très grande précision. De plus, les effets de matière induisent une oscillation différente des neutrinos et des anti-neutrinos durant leur passage à travers la Terre. Ces effets de matière sont modélisés par un potentiel effectif qui change de signe entre la hiérarchie normale et la hiérarchie inversée. Il est donc nécessaire de déterminer tout d'abord la hiérarchie de masse des neutrinos.

Les expériences Double Chooz, Daya Bay, Reno et T2K ont montré que la valeur de l'angle de mélange  $\theta_{13}$  est non nulle et de surcroît élevée. Cette dernière avancée importante dans la connaissance de la physique des neutrinos permet de préciser le type de projets long-baseline. L'un de ces projets, LAGUNA-LBNO (Large Apparatus for Grand Unification and Neutrino Astrophysics et Long Baseline Neutrino Oscillation), est un projet européen de physique des neutrinos sur accélérateur qui étudiera l'apparition de  $\nu_e$  et de  $\nu_\tau$  ou de la disparition de  $\nu_\mu$  au sein du faisceau de  $\nu_\mu$  reçu par le détecteur.

Elle permettra, pour un faisceau de neutrinos et pour un faisceau d’anti-neutrinos, la mesure directe de la dépendance en  $L/E$  induite par les effets de la matière et par la présence de la phase  $\delta_{CP}$ , et ce en couvrant les premier et deuxième maxima de l’oscillation.

Ces mesures devraient permettre d’accéder à la hiérarchie de masse avec un niveau de confiance supérieur à  $5\sigma$  et de déterminer la phase de la violation de CP  $\delta_{CP}$  sur une grande plage de valeurs possibles.

Le projet LAGUNA-LBNO comporte un large programme de recherche qui s’intéresse aussi aux neutrinos atmosphériques, aux neutrinos provenant de supernovae ainsi qu’à la désintégration du proton.

### 9.3.2 Description de LBNO

L’expérience LBNO consiste à placer, sur la trajectoire d’un faisceau de  $\nu_\mu$  issu du CERN, un détecteur comportant une TPC à argon liquide à double phase contenant 20 kT d’argon liquide (GLACIER) associé à un calorimètre composé de fer magnétisé et de scintillateur (MIND). Ce détecteur se situerait à Pyhäsalmi en Finlande à 2300 km du CERN et la prise de données débiterait en 2023. Le faisceau de neutrinos délivré par le CERN aura un large spectre en énergie afin de pouvoir réaliser un balayage suffisant en  $L/E$  pour atteindre le deuxième maximum d’oscillation  $\nu_\mu - \nu_e$ .

L’étude de l’apparition de  $\nu_e$  et de  $\nu_\tau$  ou de la disparition de  $\nu_\mu$  au sein du faisceau de  $\nu_\mu$  reçu par le détecteur nécessite une excellente reconstruction des traces et une détermination précise du  $dE/dx$  afin par exemple de bien reconnaître les électrons issus des interactions neutrinos.

Pour atteindre ces performances la collaboration LAGUNA-LBNO a choisi d’étudier la faisabilité d’un détecteur TPC à argon liquide à double phase utilisant la technologie des ”Micro Pattern Gas Detectors” (LEM, GEMs, MicroMegas) [139]. Cette étude sera faite sur un prototype de 216  $m^3$ . Cette étude bénéficie d’une part de développements déjà réalisés sur des prototypes de petite taille [140] et d’autre part de résultats déjà obtenus dans le domaine des ”Micro Pattern Gas Detectors”.

### 9.3.3 La TPC et le prototype CERN

Une TPC argon liquide est en quelque sorte une version moderne de la chambre à bulles et permet en principe de reconstruire complètement une interaction neutrino en identifiant les particules issues de cette interaction grâce à une combinaison de mesures d’ionisation et de trajectoire. L’utilisation d’un tel détecteur et d’un faisceau de neutrino de plusieurs GeV sur une distance de 2300 km permettrait la mesure de l’oscillation des neutrinos en fonction de l’énergie jusqu’au deuxième maximum, ce qui fournirait une complète détermination expérimentale du phénomène d’oscillation avec une sensibilité maximale à la détermination de la hiérarchie de masse.

La TPC de LBNO est un immense cylindre contenant 20 kT d’argon liquide qui permettra une imagerie tridimensionnelle des traces de particules issues des interactions neutrinos. L’argon liquide très pur permettra une dérive des électrons sur des distances de plus de plusieurs mètres et la résolution spatiale attendue est d’environ 1 mm. Son principe de fonctionnement est le

suivant : un ensemble de photomultiplicateurs détecte la lumière de scintillation générée par les particules lors de leur passage dans l'argon et fournissent le déclenchement de la détection. Les charges d'ionisation créées le long de chaque trace de particule dans l'argon liquide dérivent vers l'interface liquide-vapeur où elles sont extraites grâce à un champ électrique créé par deux grilles. Dans la zone gazeuse, les trous du LEM augmentent considérablement le champ électrique et assurent le phénomène d'avalanche qui amplifie le nombre de charges. Celles-ci sont ensuite collectées par un ensemble d'anodes finement segmentées. Le résultat est une forte augmentation du rapport signal sur bruit par rapport à une TPC argon liquide simple phase. Cette technique permet de plus de compenser la diffusion des nuages d'électrons pendant le long trajet de dérive ainsi que la perte de charge potentielle due à la présence d'impuretés électronégatives comme l'oxygène dans l'argon liquide.

La première étape consiste à construire un prototype [141] (figure 9.3) installé dans la zone Nord du CERN, afin de valider les propriétés de cette TPC et les différentes techniques mises en oeuvre, comme la grande longueur de dérive des électrons, la lecture à double phase, l'électronique de lecture et la reconstruction des interactions dans la TPC. Ce prototype utilisera la technologie prévue pour le projet LAGUNA et permettra en premier lieu d'étudier les aspects pratiques de l'installation de l'électronique de lecture basée sur le programme  $PMm^2$ . Il est prévu ensuite de le soumettre à un faisceau de hadrons chargés et de prendre des premières données au cours du printemps 2016. La priorité est de connaître la réponse aux gerbes hadroniques, qui est le principal défi dans la reconstruction des événements neutrinos du futur détecteur de LBNO.

Ce prototype sera constitué d'une enceinte cryogénique de  $8.3 \times 8.3 \times 8.3$  mètres cubes contenant 700 tonnes d'argon liquide avec une partie centrale active restreinte à 300 tonnes et une isolation thermique de 1.2 mètres d'épaisseur composée de polyuréthane et de contreplaqué. Un champ électrique de 0.5 à 1 kV/m permettra la dérive des électrons d'ionisation qui seront multipliés par le système LEM. Les charges résultantes seront collectées par des anodes segmentées en bandes de 3m sur 3 mm, pour un total de 7680 canaux de lecture. Au bas de l'enceinte, au niveau de la cathode, un ensemble de 144 photomultiplicateurs détecteront la lumière de scintillation et assureront le déclenchement.

Le prototype sera soumis à un faisceau de hadron de 1 à 20 GeV envoyé à travers un tube directement dans l'argon liquide. Ces tests valideront les techniques de construction d'un tel détecteur ainsi que celles liées au remplissage, à la purification et à la recirculation de l'argon liquide (la longueur de dérive des électrons nécessite une contamination en oxygène inférieure à 0.1 ppb). Ils permettront de plus de tester un système de lecture double phase sur de grandes surfaces, l'électronique associée, qui fonctionnera à basse température, et l'électronique d'acquisition de données qui doit gérer un grand nombre de canaux. Ces tests en faisceaux permettront enfin de calibrer la réponse du détecteur et de développer des algorithmes tels que la reconstruction de traces à trois dimensions, l'identification de particules et l'algorithme de flux d'énergie dans l'argon liquide.

Plusieurs laboratoires français de l'IN2P3 (IPNL, APC, LAPP, LPNHE) sont impliqués dans le projet LAGUNA-LBNO. Ces dix dernières années, plusieurs de ces équipes ont acquis une expertise dans le domaine des TPC argon liquide, que ce soit dans la conception du détecteur ou dans l'électronique de lecture. Un premier prototype de TPC de 600 litres a été construit. D'autre part, un programme  $PMm^2$  d'électronique de lecture des photomultiplicateurs, développé ini-

tialement pour les grands détecteurs Cerenkov à eau réalisé au sein des laboratoires LAPP, IPNO, LAL peut être appliqué aux TPC argon liquide. L'ensemble de l'électronique et de l'acquisition de données de ce programme sera testé grâce à un autre prototype, MEMPHINO, installé à l'APC.

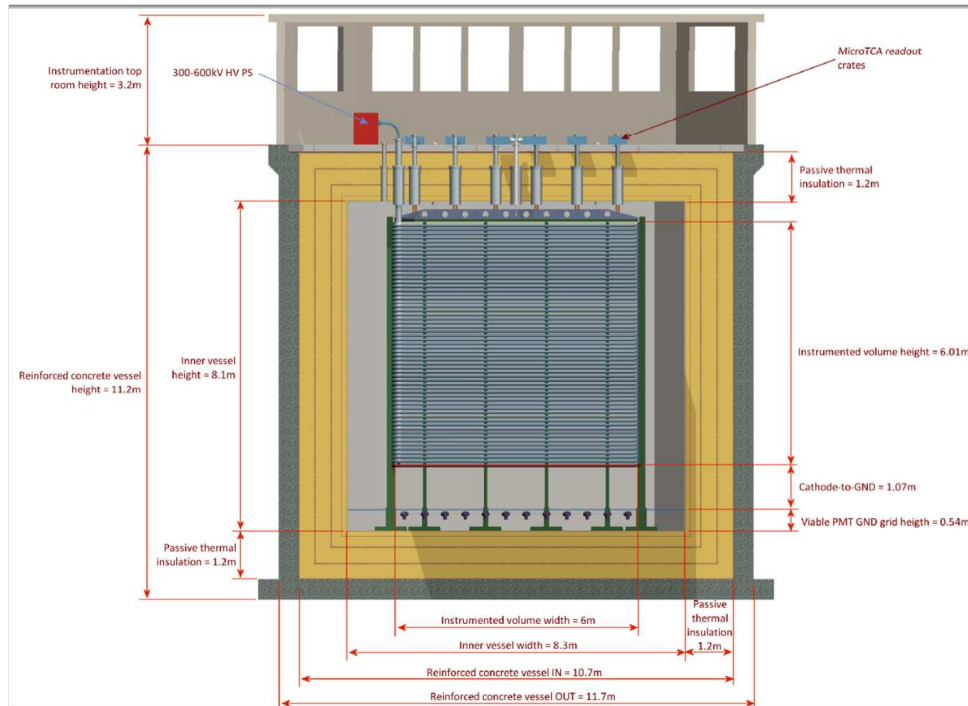


FIG. 9.3 – Section verticale du prototype de TPC argon liquide proposé pour être installé au CERN.

Dans le cadre du projet LBNO-Proto [142], le groupe du LAPP propose de participer à la réalisation du prototype de TPC argon liquide, en collaboration avec l'APC, l'IPNL, le LPNHE et l'Irfu (présentation au Conseil Scientifique de l'IN2P3 du 27 juin 2013) et de contribuer à :

- l'adaptation du projet d'électronique de lecture de photomultiplicateurs  $PMm^2$  à l'environnement cryogénique du prototype
- la prise en charge du système de positionnement automatique du plan d'anodes au-dessus de l'argon liquide
- la construction de la partie mécanique du plan d'anodes

Après discussions avec le responsable du groupe neutrinos du LAPP, Dominique Duchesneau, nous avons conclu que je m'engagerai dès janvier 2014 selon deux axes d'activité, une partie simulation, une partie instrumentation.

Dans un premier temps, j'étudierai la thématique neutrino, nouvelle pour moi, en explorant entre autres la phénoménologie des neutrinos au travers de programme de simulation des expériences long-baseline. Dans un deuxième temps, je m'impliquerai dans la simulation de la TPC de 20 kT d'argon liquide et je participerai à la compréhension des performances du détecteur et à la comparaison entre le projet européen LBNO et le projet américain concurrent LBNE.

Le cahier des charges de l'électronique d'acquisition des photo-détecteurs doit être établi dans

les prochains mois. Je participerai ensuite à la conception et au suivi de la réalisation de cette électronique. Puis, je prendrai part aux tests sous rayons cosmiques d'un prototype de taille réduite et à l'analyse des données correspondantes.

De part mon métier d'enseignant-chercheur mais aussi parce que j'ai toujours considéré la transmission des connaissances comme valorisante à la fois pour celui qui transmet et pour celui qui reçoit, la formation des jeunes m'a toujours tenu très à coeur. Après une première année consacrée à acquérir une expérience dans le domaine des neutrinos, je prévois donc de prendre un étudiant en stage de M1 puis, dans les années suivantes, de proposer un stage de M2 suivi d'une thèse dont le sujet sera défini selon les objectifs et les implications du groupe neutrino du LAPP dans les années à venir.

# Bibliographie

- [1] *BaBar Technical Design Report*  
D. Boutigny et al. SLAC-R-95-457, March 1995.
- [2] *Feasibility study of single-photon counting using a fine-mesh phototube for an aerogel readout*  
E. Enomoto et al., Nucl. Instr. and Meth. A 332 (1993) 129.
- [3] *GEANT-3.15*, R. Brun et al. CERN DD/78-2,1985
- [4] *Aerogels with high optical parameters for Cherenkov counters*  
A. Buzykaev et al., Nucl. Instr. and Meth. A 379 (1996) 465.
- [5] *Project of aerogel Cherenkov counters for KEDR*  
A. Buzykaev et al., Nucl. Instr. and Meth. A 379 (1996) 453.
- [6] Padova BaBar Aerogel Group. Private communication, 1995.
- [7] *Organic Scintillator with Large Stokes Shifts Dissolved in Polystyrene*  
C. D'Ambrosio et al., Nucl. Instr. and Meth. A 307 (1991) 430.
- [8] *Performance of a Prototype Aerogel Counter Readout by fine mesh photo-tubes*  
K. Arisaka et al., preprint LAPP-EXP-96.07.
- [9] *Performance of an Aerogel Threshold Particle Identification Detector Readout by Hybrid Photon Detectors*  
D. Boutigny et al, IEEE Transactions of Nuclear Science, Vol. 44, no 4, August 1997.
- [10] *Prototype performance of a 4-layer aerogel Cherenkov detector*  
Babar aerogel group, K. Arisaka et al, BaBar Note 290.
- [11] *Performance of a prototype aerogel counter readout by fine mesh photo-tubes*  
K. Arisaka et al, Nucl. Instr. and Meth. A 385 (1997) 74-80.
- [12] *Ananysis of the Aerogel Threshold Cherenkov data from AMS flight (STS-91)*  
F. Barao et al, preprint LAPP-EXP-99-06.
- [13] *Studies of helium based drift chamber gases for high-luminosity low energy machines*  
A. Boyarski et al, Nucl. Instr. and Meth. A 323 (1992) 267-272.
- [14] *Studies of helium gas mixtures for low mass tracking detectors*  
F. Playfer et al, Nucl. Instr. and Meth. A 315 (1992) 494-501.
- [15] *Study of a drift chamber filled with a helium-ethane mixture*  
S. Uno et al, Nucl. Instr. and Meth. A 330 (1993) 55-501.
- [16] *Particle Detection with Drift Chambers*, W. Blum, L. Rolandi
- [17] *Measurement of spatial resolutions and drift velocities in drift chamber filled with a helium-DME mixture*  
V. Cindro et al, Nucl. Instr. and Meth. A 309 (1991) 411-421.



- [18] *The DELPHI detector at LEP*  
DELPHI collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A 303(1991) 233
- [19] *Principle of operation of multiwire proportional and drift chambers*  
F. Sauli, CERN 77-09.
- [20] *Etude d'un prototype de la chambre a fils de l'experience BaBar : mesure de gain*  
P. Gras, Mémoire de 3<sup>eme</sup> année de l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg.
- [21] *Mobilities of positive ions in some gaz mixtures used in proportional and drift chambers*  
G. Shultz, G. Charpak, F. Sauli, Revue de Physique Appliquée Janvier 1977.
- [22] *Gas Gain and Pulse Height in Drift Chamber*  
Harmut F.W. Sadrozinski, SCIPP 95/01
- [23] *Gas gain measurements with teh Annecy prototype drift chamber*  
M. Berthet et al. BaBar Note 483 (1999)
- [24] *Garfield, a drift chamber simulation program*  
R. Veenhof and S. Biaggi, User's guide version 5.20
- [25] *A methane proportional counter system for natural radiocarbon measurements*  
W. Diethorn, USAEC Report NY06628 (1956)
- [26] *Accurate solution of the boltzmann transport equation*  
S.F. Biagi, Nucl. Instr. and Meth. A 273 (1988) 533-535.  
*A multiterm boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and magnetic-field effects in Argon-Methane-water-vapour mixtures*  
S.F Biagi, Nucl. Instr. and Meth. A 283 (1989) 716-722.  
*Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields*  
S.F. Biagi, Nucl. Instr. and Meth. A 421 (1999) 234-340.
- [27] *Application of Classical theory of electrons in gases to drift proportionnal chambers*  
V. Palladino, B. Sadoulet, Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 423-335.  
*Rotational excitation and momentum transfert cross sections for electrons in H<sub>2</sub> and N<sub>2</sub> from transport coefficients*  
L. S. Frost, A. V. Phelps, Phys. Rev. 127 (1962).  
*Elastic and inelastic collision sections in Hydrogen and Deuterium from transport coefficients*  
A.G Engelhardt, A.V. Phelps, Phys. Rev. 131 (1963).  
*Momentum-tranfert and inelastic-collision cross sections for electrons in O<sub>2</sub>, CO, and CO<sub>2</sub>*  
R. D. Hake, A. V. Phelps Phys. Rev 158 (1967).
- [28] *Extended Boltzmann analysis of electron swarm experiments*  
L.C Pitchford et al, Phys Rev A 23 (1981).  
*Comparative calculations of electron-swarm properties in N<sub>2</sub> at moderate E/N values*  
L.C Pitchford, A. V. Phelps, Phys Rev A 25 (1982).  
*Effect of electrons produced by ionization on calculated electron-energy distributions*  
S. Yoshida, A. V. Phelps, L.C Pitchford, Phys Rev A 27 (1983).  
*Anisotropic scattering of electrons by N<sub>2</sub> and its effect on electron transport*  
A. V. Phelps, L.C Pitchford, Phys Rev A 31 (1985).
- [29] *The Difference-differential equation of electron energy distribution in a gas*  
B. Sherman, Journal of Mathematical Analysis and Applications 1 (1960) 342-354.



- Energy distribution of electrons in high frequency gas discharges*  
T. Holstein, Phys Rev 70 (1946).
- [30] *Etude d'un detecteur de particules à très haute précision spatiale. Analyse des phénomènes physiques liés au fonctionnement de ce détecteur.*  
G. Shultz, thèse - Université de Strasbourg
- [31] *Low pressure multistep detectors applications to high energy particle identification*  
A. Breskin, R. Chechik, Nucl. Instr. and Meth. A 252 (1986) 488.
- [32] *The construction of the L3 experiment* L3 collaboration, Nucl. Inst. and Meth. A 289(1990) 35
- [33] *Study of dE/dx resolution in He-Isobutane mixtures using the Annecy test chamber*  
M. Berthet et al, BaBar Note 479 (1999)
- [34] *The Babar Drift Chamber System*  
B. Aubert et al, note descriptive avril 1999.
- [35] *Babar Drift Chamber dE/dx Resolution Study Based on Proto-II Data*  
V. Blinov, BaBar Note TNDC-98-79.
- [36] *Progress in dE/dx techniques used for particles identification*  
Michael Hauschild, NIM 1996-97
- [37] D. Jeanne et al, Nucl. Instr. and Meth. 111 (1973) 287.
- [38] *Experimental Physics and Industrial Control system*  
<http://www.aps.anl.gov/epics/>
- [39] Rapports d'activité du LAPP
- [40] S.L. Glashow, Nucl. Phys.22(1961) 579  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19(1967) 1264  
A. Salam, in Proc. of the 8th Nobel Symp., p367, ed. N. Svartholm, almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968
- [41] *Broken Symmetry and the mass of gauge vector mesons*  
F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13(1964) 321 *Broken Symmetry and the mass of gauge vector mesons*  
P. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13(1964) 508
- [42] D.A. Ross, J.C. Taylor, Nucl. Phys. B 51(1973) 25
- [43] *Combined measurement of the mass and signal strength of the Higgs like boson with the ATLAS detector using up to 25 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data* ATLAS collaboration, ATLAS-conf 2013-014
- [44] *Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at  $\sqrt{s}= 7$  and 8 TeV*  
CMS collaboration CERN-PH-EP 2013/01/29
- [45] *Radiative corrections in the Standard Model and their role for precision tests of the Electroweak Theory*  
W. Hollik, DESY 88-188
- [46] W. Braunschweig et al, Z. Phys. C 47(1990) 187  
C. Von Zanthier et al, Phys. Rev. D 31(1995) 1537  
I. Adachi et al, Phys. Lett. B 234(1990) 525
- [47] *Reports of the working groups on precision calculations for LEP2 physics*  
Yellow Report CERN 2000-009

- [48] *ZFITTER v6.21 A semi-analytical program for fermion pair production in  $e^+e^-$  annihilation*  
D. Bardin et al, Comput. Phys. Commun. 130(2001) 228-325  
*ZFITTER A semi-analytical program for fermion pair production in  $e^+e^-$  annihilation from version 6.21 to version 6.42*  
A. B. Arbuzov et al hep-ph/0507146v1
- [49]
- [50]
- [51] *Two-loop electroweak top correction : are they under control ?*  
G. Degrossi et al, CERN report 95-03 (1995) 163
- [52] *ligh pair correction to  $e^+e^-$  annihilation at LEP/SLC*  
A. Arbuzov, hep-ph/9907500
- [53] *higher order radiative corrections at LEP energies*  
F. A. Berends et al, Nucl. Phys. B 297(1988) 429
- [54] E. Kuraev and V. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. 41(1985) 466
- [55] *The precision Monte Carlo event generator KK for two-fermions final states in  $e^+e^-$  collisions*  
S. Jadach et al, Comput. Phys. Commun. 130(2000) 260-395
- [56] *Coherent exclusive exponentiation for precision Monte Carlo calculations*  
S. Jadach et al, Phys rev D 63(2001) 113009
- [57] *The infrared divergence phenomena ans high energy processes*  
D.R. Yennie et al, annals of physics 13(1961) 379-452
- [58] *BHWIDE 1.00 :  $O(\alpha)$  YFS exponentiated Monte Carlo for Bhabha scattering at wide angles for LEP1/SLC and LEP2*  
S. Jadach et al, Phys. Lett. B 390(1997) 298-308
- [59] *Calibration of center-of-mass energies at LEP2 for a precise measurement of the W boson mass*  
The LEP Energy Working Group, Eur. Phys. J. C 39(2005) 253-292
- [60] *ALEPH : a detector of electron-positron annihilations at LEP*  
ALEPH Collaboration, Nucl. Instrum. Methods A 294, 121(1990)
- [61] *Performance of ALEH detector at LEP*  
ALEPH Collaboration, Nucl. Instrum. Methods A 360, 481(1995)
- [62] *Measurement of the absolute luminosity with the detector ALEPH*  
ALEPH Collaboration, Z Phys. C53 (1992) 375
- [63] *Upgrade of the Monte Carlo program BHLUMI for Bhabha scattering at low angles to version 4.04*  
S. Jadach et al, Comp. Phys. Commun 102(1997) 229
- [64] *The present theoretical error on the Bhabha scattering cross section in the luminosity region at LEP*  
A. Arbuzov et al Phys. lett. B 383 (1996) 238
- [65] JADE Collaboration., Z. Phys. C - Particles and fields 33, 23-31(1986)

- [66] I. De Bonis, ALEPH PHYS 2003-007
- [67] *fermion pair production in  $e^+e^-$  collisions at 189-209 GeV and constraints on physics beyond the Standard Model*  
ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. C 49, 411-437(2007)
- [68] E. Merle et al, ALEPH 97-062 ; PHYSICS 97-055
- [69] *Study of fermion pair production in  $e^+e^-$  collisions at 130-183 GeV*  
ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. C 12, 183-207(2000)
- [70] *Tau leptonic branching ratios*  
ALEPH Collaboration, Z. Phys. C 70 (4) (1996) 561  
*Tau hadronic branching ratios*  
ALEPH Collaboration, Z. Phys. C 70 (4) (1996) 579
- [71] *Measurement of the cross section and forward-backward asymmetry for the process  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$*   
ALEPH 90/189
- [72] *Measurement and interpretation of fermion-pair production at LEP energies above the Z resonance*  
DELPHI Collaboration, Eur. Phys. J. C 45(2006) 589-632
- [73] *Measurement of hadron and lepton-pair production in  $e^+e^-$  collision at  $\sqrt{s} = 192 - 209\text{GeV}$  at LEP*  
L3 Collaboration, Eur. Phys. J. C 47(2006) 1-19
- [74] *Test of the Standard Model and constraints of new physics from measurements of fermion-pair production at 189 - 209GeV at LEP*  
OPAL Collaboration, Eur. Phys. J. C 33(2004) 173-212
- [75] *Standard Model processes - Results obtained by the Standard Model Process group in the CERN Workshop "Physics at LEP2"*  
CERN Yellow Report, CERN 96-01 Vol 1
- [76] *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*  
T. Sjöstrand et al, Comput Phys. Commun. 135(2001) 238-259
- [77] *The Monte Carlo program KoralW version 1.51 and teh concurrent Monte Carlo KoralW and YFSWW3 with all background graphs and first-order corrections to W-pair production*  
S. Jadach et al, Comput. Phys. Commun. 140(2001) 475-512
- [78] *EXCALIBUR - A Monte Carlo program to evaluate all four-fermion processes at LEP 200 and beyond*  
F.A. Berends et al, Comput. Phys Commun. 85(1995) 437-452
- [79] J.A.M Vermaseren, Proc. IV International Workshop on Gamma Gamma Interactions, ed. par G. Cocharde , P. Kessler (1980)
- [80] *HERWIG 6 : an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*  
O. Corcella et al, JHEP issue 10 (2001)
- [81] *new tests for quark and lepton substructure*  
E.J. Eichten, K. D. Lane and M. E. Peskin, Phys. rev. Lett. 50(1983) 811-814
- [82] *Compositeness from  $e^+e^-$  annihilation reexamined*  
H. Kroha, Phys. rev. D 46(1992) 58-69

- [83] *Model Independent fitting to the Z line shape*  
M. Martinez et al, Z. Phys. C Particles and fields 49(1991) 645-655
- [84] *Theory and phenomenology of sparticles : an account of four dimensional N=1 supersymmetry in high energy physics*  
M. Drees, R. Godbole, P. Roy - Hackensack, USA : World Scientific (2004) 555 p.
- [85] *Supersymmetry and MSSM : an elementary introduction*  
I.J.R. Aitchison hep/055105
- [86] *Supergauge invariant extension of the mechanism and a model for the electron and its neutrino*  
P. Fayet Nucl. Phys. B90(1975) 104  
*Phenomenology of the production, decay and detection of new hadronic states associated with supersymmetry*  
G. Farrar, P. Fayet Phys Lett B(76(1978)104
- [87] *Explicit R-parity breaking in supersymmetric models*  
L.J. Hall, M. Suzuki Nucl. Phys. B231(1984) 419
- [88] *Supersymmetry with R-parity breaking : contact interactions and resonance formation in leptonic processes at LEP2*  
J. Kalinowski, R. Ruckl, H. Spiesberger, P.M. Zerwas Phys. Lett. B406(1997) 314-320
- [89] *The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*  
N.Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G.Dvali, Phys. Lett. B 429(1999) 263  
*Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity*  
N.Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G.Dvali, Phys. Rev. D 59(1999) 086004
- [90] *New directions for new dimensions : an introduction to Kaluza-Klein theory, large extra dimensions and the brane world*  
K. R. Dienes
- [91] *Indirect collider signals for extra dimensions*  
J. L. Hewett Phys. Rev. Lett. 82(1999) 4765
- [92] *Quantum gravity and extra dimensions at high-energy colliders*  
G. F. Giudice, R. Rattazzi, J.D. Wells Nucl. Phys. B 544(1999) 3
- [93] *Study of fermion pair production in  $e^+e^-$  collisions at 130-183 GeV*  
ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. C 12, 183-207(2000)  
*fermion pair production in  $e^+e^-$  collisions at 189-209 GeV and constraints on physics beyond the Standard Model*  
ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. C 49, 411-437(2007)
- [94] *Measurement and interpretation of fermion-pair production at LEP energies above the Z resonance*  
DELPHI Collaboration, Eur. Phys. J. C 45(2006) 589-632
- [95] *Measurement of hadron and lepton pair production at  $162\text{GeV} < \sqrt{s} < 172\text{GeV}$  at LEP*  
L3 Collaboration, Phys. Lett. B407(1997) 361  
*Measurement of hadron and lepton pair production at  $130\text{GeV} < \sqrt{s} < 189\text{GeV}$  at LEP*  
L3 Collaboration, Phys. Lett. B479(2000) 101

- Measurement of hadron and lepton-pair production in  $e^+e^-$  collision at  $\sqrt{s} = 192 - 209\text{GeV}$  at LEP*  
 L3 Collaboration, Eur. Phys. J. C 47(2006) 1-19
- [96] *Test of the Standard Model and constraints of new physics from measurements of fermion-pair production at 130 – 172GeV at LEP*  
 OPAL Collaboration, Eur. Phys. J. C 2(1998) 441  
*Test of the Standard Model and constraints of new physics from measurements of fermion-pair production at 183GeV at LEP*  
 OPAL Collaboration, Eur. Phys. J. C 6(1999) 1  
*Test of the Standard Model and constraints of new physics from measurements of fermion-pair production at 189GeV at LEP*  
 OPAL Collaboration, Eur. Phys. J. C 6(2000) 553  
*Test of the Standard Model and constraints of new physics from measurements of fermion-pair production at 189 – 209GeV at LEP*  
 OPAL Collaboration, Eur. Phys. J. C 33(2004) 173-212
- [97] *Fermion Pair Production at LEP2* I. De Bonis, Proceedings of the 31<sup>st</sup> International Conference on High Energy Physics (2002)
- [98] *Electroweak measurements in electron-positron collisions at W-boson-pair energies at LEP*  
 ALEPH DELPHI L3 OPAL Collaborations, CERN PH-EP/2013-022 soumis à publication
- [99] *How to combine correlated estimates of single physical quantity*  
 L. Lyons, D. Gibaut, P. Clifford Nucl. Instr. and Meth. A270(1988) 110-117  
*Combining corelated measurements of several different physical quantities*  
 A. Valassi, Nucl Instr. and Meth. A500(2003) 391-405
- [100] *Search for TeV strings and new phenomena in Bhabha scattering at CERN LEP2*  
 D. Bourilkov, Phys.Rev. D62(2000) 076005
- [101] *Coupling combination of Higgs Analyses*  
 ATLAS-CONF-2013-034
- [102] *Search for contact interaction in  $e^\pm p$  collisions at HERA*  
 H1 collaboration, Phys. Lett. B 705(2011) 52
- [103] *Search for contact interaction in  $e^\pm p$  collisions at HERA*  
 H1 collaboration, Phys. Lett. B 568(2003) 35
- [104] *Search for contact interaction large extra dimensions and finite quark radius in ep collisions at HERA*  
 Zeus Collaboration, Phys. Lett. B 591(2004) 23
- [105] *Combinaison of the LEP II  $f\bar{f}$  results*  
 ALEPH, DELPHI, L3, OPAL collaborations, LEP2FF/02-03
- [106] *Measurement of dijet angular distributions and search for quark compositeness*  
 D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 80(1998) 1591
- [107] *Measurement of dijet angular distributions by the Collider Detector at Fermilab*  
 CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 77(1996) 5336
- [108] *Measurement of dijet angular distributions at  $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$  and searches for quark compositeness and extra spatial dimensions*  
 D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 103(2009) 191803

- [109] *The dijet mass spectrum and search for quark compositeness in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV.*  
D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 82(1999) 2457
- [110] CDF Collaboration Phys. Rev. Lett. 71(1993) 2542
- [111] *Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies*  
S. Drell and T.M. Yan Phys. Rev. Lett. 25(1970) 316
- [112] V. Barger et al, Phys. Lett. B 480(2000) 149
- [113] *Search for quark-electron compositeness in  $e^+e^-$  production*  
D0 Collaboration note 4552-CONF
- [114] *Measurement of high-mass Drell-Yan cross section and limits on quark-electron compositeness scales*  
D0 Collaboration Phys. Rev. Lett. 82(1999) 4769
- [115] *Limits on quark-lepton compositeness scales from dileptons produced in 1.8 TeV  $p\bar{p}$  collisions*  
CDF Collaboration Phys. Rev. Lett. 79(1997) 2198
- [116] *Search for quark-lepton compositeness in the dimuons channel with  $400 \text{ pb}^{-1}$  D0 run II data*  
D0 collaboration note 4922-CONF
- [117] *Search for quark compositeness in dijet angular distributions from  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*  
CMS Collaboration, JHEP 05(2012) 055
- [118] *NLO QCD effect to the quark compositeness search at the LHC*  
J. Gao, G.S. Li, J. Wang, H.X. Zhu, C.P Yuan arXiv :1101.4611v2
- [119] *ATLAS search for new phenomena in dijet mass and angular distributions using  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*  
ATLAS Collaboration JHEP 01(2013) 029
- [120] *Search for contact interactions and large extra dimensions in dilepton events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with ATLAS detector*  
ATLAS Collaboration Phys. Rev. D 87 (2013) 015010
- [121] *Search for contact interactions in  $\mu^+\mu^-$  events in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*  
CMS collaboration Phys. Rev. D 87(2013) 032001
- [122] D. Verkindt, Habilitation à Diriger des Recherches, 14 mai 2007, Université de Savoie
- [123] <http://www.physicsmasterclasses.org/>
- [124] [http://www.in2p3.fr/physique\\_pour\\_tous/au\\_lycee/masterclasses.htm](http://www.in2p3.fr/physique_pour_tous/au_lycee/masterclasses.htm)
- [125] *Expression of Interest for a very long-baseline neutrino oscillation experiment (LBNO), June 28 2012, CERN SPSC 2012021 ; SPSC EOI007*
- [126] E. Fermi, La Ricerca Scientifica 4 (II) (1933) 491  
Z. Physik 88 (1934) 161
- [127] <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/9605003>  
<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0104049> et Phys. Rev. D64 (2001) 112007
- [128] Fukuda, Y., et al (1998). "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos". Physical Review Letters 81 (8) : 1562-1567  
<http://arxiv.org/abs/hep-ex/9807003>

- [129] [http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/first\\_results/sno\\_first\\_results.pdf](http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/first_results/sno_first_results.pdf)  
<http://arxiv.org/abs/physics/0208096>
- [130] <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0607088>
- [131] "Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND". Physical Review Letters 100 (22) : 221803 (2008)  
<http://arxiv.org/abs/0801.4589>
- [132] F. An et al., "Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay", Phys.Rev.Lett. 108 (2012) 171803  
<http://arxiv.org/abs/1203.1669>
- [133] <http://arxiv.org/abs/1210.1778>
- [134] Phys. Rev. D 86, 010001 (2012)
- [135] <http://arxiv.org/abs/1303.5076>
- [136] D. Forero, M. Tortola, and J. Valle, Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012, Phys.Rev. D86 (2012) 073012, [arXiv :1205.4018]  
 G. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, A. Palazzo, et al., Global analysis of neutrino masses, mixings and phases : entering the era of leptonic CP violation searches, Phys.Rev. D86 (2012) 013012, [arXiv :1205.5254]  
 M. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, J. Salvado, and T. Schwetz, Global fit to three neutrino mixing : critical look at present precision, JHEP 1212 (2012) 123, [arXiv :1209.3023]
- [137] <http://arxiv.org/pdf/1308.5979.pdf>
- [138] *Violation of CP invariance, C asymmetries and Baryon Asymmetry of the Universe*  
 A. Sakharov JETP Letters 5 (1967) 24
- [139] RD51 Collaboration, M. Chefdeville, J. Phys - Conf. ser. 309(2011) 012017  
 F. Sauli, Inst. Meth. A 386(1997) 531  
 Y. Giomataris et al, Inst. Meth. A 376(1996) 29
- [140] *Stable operation with gain of a double phase Liquid Argon LEM-TPC with a 1 mm thick segmented LEM*  
 F. Resnati et al, J. Phys - Conf. ser. 308(2011) 012016
- [141] [http://supernovae.in2p3.fr/users/jacdz/csin2p3-20130627/LAGUNA\\_prototype.pdf](http://supernovae.in2p3.fr/users/jacdz/csin2p3-20130627/LAGUNA_prototype.pdf)
- [142] *en préparation*