

Université Paris 7 Denis Diderot

# Mémoire

*d'habilitation à diriger  
des travaux de recherche*

*par*

Bertrand Vallage

Service de Physique des Particules  
CEA Saclay, DSM/DAPNIA  
91191 Gif-sur-Yvette, France

Mesure de luminosité dans *ALEPH*  
et Recherche de violation directe de  $CP$

*Habilitation soutenue le 13 décembre 2000  
devant la commission d'examen composée de MM.*

|          |          |                        |
|----------|----------|------------------------|
| François | VANNUCCI | Président              |
| Alain    | BLONDEL  | Rapporteur             |
| François | MONTANET | Rapporteur             |
| René     | TURLAY   | Directeur de recherche |
| Heinrich | WAHL     | Examineur              |



# Table des matières

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>I</b> | <b>Conception et utilisation d'un détecteur de luminosité</b>                      | <b>1</b>  |
| <b>1</b> | <b>Mesure de la luminosité absolue dans les collisionneurs <math>e^+e^-</math></b> | <b>3</b>  |
| 1.1      | Introduction . . . . .   | 3         |
| 1.2      | Principe de la mesure de luminosité absolue . . . . .                              | 5         |
| 1.3      | Précision obtenue dans les mesure de luminosité . . . . .                          | 6         |
| 1.4      | Motivations pour une mesure précise de luminosité . . . . .                        | 7         |
| <b>2</b> | <b>Conception du luminomètre ALEPH-SiCAL</b>                                       | <b>8</b>  |
| 2.1      | Le cahier des charges . . . . .  | 8         |
| 2.2      | Description générale . . . . .   | 10        |
| 2.3      | Description détaillée de la structure interne . . . . .                            | 12        |
| 2.3.1    | Segmentation radiale et azimuthale de la cellule calorimétrique . . . . .          | 12        |
| 2.3.2    | Description du ' <i>mini-module</i> ' . . . . .                                    | 13        |
| 2.3.3    | Le demi-calorimètre . . . . .  | 14        |
| 2.4      | Les paramètres de l'électronique de lecture . . . . .                              | 14        |
| 2.5      | Les ' <i>routes</i> ' du déclencheur . . . . .                                     | 15        |
| 2.6      | Planning de construction . . . . .   | 16        |
| <b>3</b> | <b>Construction du détecteur</b>   | <b>17</b> |
| 3.1      | Les détecteurs silicium . . . . .  | 17        |
| 3.1.1    | Etude de l'extraction du signal . . . . .  | 18        |
| 3.1.2    | La solution retenue . . . . .  | 19        |
| 3.2      | L'amplificateur de charge <i>Amplex</i> . . . . .                                  | 21        |
| 3.2.1    | Les itérations de mise au point . . . . .  | 21        |
| 3.2.2    | Autres caractéristiques de l' <i>Amplex</i> . . . . .                              | 23        |
| 3.2.3    | La carte ' <i>front-end</i> ' . . . . .  | 24        |
| 3.3      | Les <i>mini-modules</i> . . . . .  | 24        |
| 3.4      | Performances attendues . . . . .   | 27        |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>4</b> | <b>Mise en œuvre dans le détecteur <i>ALEPH</i></b>   | <b>31</b> |
| 4.1      | Le refroidissement du détecteur . . . . .   | 31        |
| 4.2      | Installation dans l'expérience . . . . .  | 31        |
| 4.3      | Les mesures de position . . . . .   | 34        |
| 4.4      | La surveillance des paramètres du luminomètre . . . . .                                     | 35        |
| 4.5      | Connection à l'électronique associée . . . . .  | 36        |
| 4.5.1    | Les adaptateurs de niveau . . . . .   | 36        |
| 4.5.2    | Les convertisseurs analogique-digital . . . . .   | 36        |
| 4.5.3    | Le séquenceur . . . . .   | 37        |
| 4.5.4    | Le protocole du superviseur de déclenchement . . . . .                                      | 37        |
| 4.5.5    | Le déclenchement du <i>SiCAL</i> . . . . .  | 38        |
| 4.6      | Stabilité et robustesse du détecteur . . . . .  | 41        |
| <b>5</b> | <b>La mesure de la luminosité</b>   | <b>42</b> |
| 5.1      | Reconstruction des amas d'énergie . . . . .   | 42        |
| 5.2      | Calibration en énergie . . . . .  | 45        |
| 5.3      | Sélection des données . . . . .   | 47        |
| 5.3.1    | Coupure sur le nombre d'amas . . . . .  | 48        |
| 5.3.2    | Coupures en énergie . . . . .   | 48        |
| 5.3.3    | Coupure fiducielle en rayon . . . . .   | 49        |
| 5.3.4    | Coupure d'acoplanarité . . . . .  | 51        |
| 5.4      | Le bruit de fond lié à l'accélérateur . . . . .   | 52        |
| 5.5      | Contribution des bruits de fond physiques . . . . .   | 54        |
| 5.6      | La simulation par méthode de Monte-Carlo . . . . .  | 56        |
| 5.7      | La première mesure de luminosité en 1992 . . . . .  | 58        |
| <b>6</b> | <b>Les mesures de luminosité jusqu'à la fin de <i>LEP-I</i></b>                             | <b>61</b> |
| 6.1      | Le ' <i>scan</i> ' de 1993 . . . . .  | 61        |
| 6.2      | La prise de données au pic en 1994 . . . . .  | 62        |
| 6.3      | Le ' <i>bunch-train</i> ' de 1995 . . . . .   | 64        |
| 6.4      | Conclusion . . . . .  | 66        |
| <b>7</b> | <b>La mesure de la courbe d'excitation du <i>Z</i> et les paramètres du modèle standard</b> | <b>70</b> |
| 7.1      | Extraction des observables électrofaibles du ' <i>lineshape</i> ' . . . . .                 | 70        |
| 7.2      | Contraintes sur les paramètres du modèle standard . . . . .                                 | 76        |
| 7.2.1    | Polarisation du $\tau$ et $A_{LR}$ . . . . .  | 76        |
| 7.2.2    | Secteur des quarks lourds . . . . .   | 78        |
| 7.2.3    | Contrainte sur la masse du <i>top</i> du modèle standard . . . . .                          | 81        |
| 7.3      | Conclusion . . . . .  | 83        |

|            |  |            |
|------------|--|------------|
| <b>II</b>  | <b>Recherche de violation directe de <math>CP</math> dans le système des kaons neutres</b> | <b>85</b>  |
| <b>1</b>   | <b>Phénoménologie et situation expérimentale</b>   | <b>87</b>  |
| 1.1        | La violation de $CP$ dans le système des kaons neutres . . . . .                           | 87         |
| 1.2        | Le contexte historique en 1985 . . . . .   | 91         |
| 1.3        | La méthode expérimentale du double rapport . . . . .                                       | 92         |
| <b>2</b>   | <b>Les expériences de la fin des années 1980</b>   | <b>93</b>  |
| 2.1        | L'expérience <i>E731</i> à <i>Fermilab</i> . . . . .                                       | 93         |
| 2.2        | L'expérience <i>NA31</i> au <i>CERN</i> . . . . .  | 97         |
| 2.3        | Situation expérimentale et théorique à l'aube des années 1990 . . . . .                    | 99         |
| <b>3</b>   | <b>Les expériences de la fin des années 90</b>   | <b>101</b> |
| 3.1        | L'expérience <i>KTeV</i> à <i>Fermilab</i> . . . . .                                       | 101        |
| 3.2        | L'expérience <i>NA48</i> au <i>CERN</i> . . . . .  | 104        |
| 3.3        | Conclusion sur la violation directe de $CP$ . . . . .                                      | 111        |
| <b>III</b> | <b>Appendices</b>  | <b>I</b>   |
| <b>A</b>   | <b>Incertitudes systématiques sur la mesure de la luminosité en 1992</b>                   | <b>III</b> |
| A.1        | Précision sur la géométrie interne . . . . .   | III        |
| A.2        | Paramètres du faisceau et position des modules . . . . .                                   | IV         |
| A.2.1      | Incertitude associée à la connaissance de la position . . . . .                            | IV         |
| A.2.2      | Détermination des paramètres de position . . . . .   | IV         |
| A.2.3      | Simulation et estimation de l'incertitude . . . . .  | V          |
| A.2.4      | Incertitude due à la distance absolue $z_0$ entre les calorimètres . . . . .               | VI         |
| A.3        | Coupure fiducielle en rayon . . . . .  | VII        |
| A.3.1      | Détermination des paramètres de l'asymétrie $\mathcal{A}_r$ et uniformité . . . . .        | VIII       |
| A.3.2      | Incertitude sur la coupure du côté 'lâche' . . . . .                                       | X          |
| A.4        | Précision de la simulation . . . . .   | XI         |
| A.4.1      | Paramétrisation de la gerbe . . . . .  | XI         |
| A.4.2      | Précision de la simulation de la matière . . . . .   | XIV        |
| A.4.3      | Effet de l'utilisation du barycentre de l'amas . . . . .                                   | XIV        |
| A.5        | Coupures en énergie . . . . .  | XIV        |
| A.6        | Coupure en acoplanarité . . . . .  | XV         |
| A.7        | Sélections différentes . . . . .   | XVI        |
| A.8        | Incertitude <i>théorique</i> estimée en 1992 . . . . .                                     | XVII       |
| A.8.1      | Précision de l'échange de photon dans la voie $t$ . . . . .                                | XIX        |
| A.8.2      | Corrections électrofaibles . . . . .   | XIX        |
| A.8.3      | Polarisation du vide . . . . .   | XIX        |
| A.9        | Conclusion . . . . .   | XX         |

|          |                              |               |
|----------|------------------------------|---------------|
| <b>B</b> | <b>Liste de publications</b> | <b>XXI</b>    |
|          | <b>Table des figures</b>     | <b>XXIV</b>   |
|          | <b>Liste des tableaux</b>    | <b>XXVIII</b> |
|          | <b>Bibliographie</b>         | <b>XXXI</b>   |

# Remerciements

Une des particularités de la physique des particules expérimentale est que la recherche est très rarement le fait d'un individu, mais beaucoup plus souvent l'effort d'une équipe regroupant techniciens, ingénieurs et physiciens. Une simple page serait bien insuffisante pour remercier comme je le devrais les véritables '*acteurs*' dont les pages suivantes ne parleront pas, et qui ont accepté de partager leur savoir et leurs compétences.

Qu'il me soit tout de même permis d'exprimer une reconnaissance particulière à certains. D'abord à *Patrice* qui a su guider mes premiers pas sur les chemins parfois tortueux de l'analyse des données, et a accepté avec patience d'éclairer mon ignorance. À *Jean-Pierre* qui le premier m'a fait comprendre le sens du mot '*Hardware*', et m'en a donné le goût. À *Jean-Claude* qui m'a fait découvrir le monde de l'électronique *en-ligne* de façon pédagogique, ainsi que certaines spécialités gastronomiques de son cru. À *Jean-François* qui m'a ouvert les portes du séquençage par microprocesseur, et introduit à la programmation de puces pleines de pattes. À *John* dont l'expérience et l'enthousiasme ont permis à l'épisode '*SiCAL*' d'être une aventure collective riche et particulièrement intense. À toute l'équipe '*MassBox*' du Service d'Electronique et Informatique, *François, Frédéric, Gérard, Hervé, Jean-Louis, Michel, Shebli et Stéphane*, qui m'a initié à la programmation des systèmes de déclenchement en temps réel et m'a fait partager le foisonnement de ses idées. À *Andrea* qui a accepté de m'initier au rôle de directeur de thèse et devra me supporter jusqu'à l'achèvement de sa thèse. Enfin à tous mes compagnons de route, *Bernard, Brigitte, Edoardo, Eric, Frédéric, Gérard, Julien, Michel, Pascal, Patrick, Raphael et Taku*, qui ont partagé mes enthousiasmes quotidiens, et m'ont toujours fait bénéficier de leurs connaissances et de leur soutien amical.

Je dois une mention particulière à *René Turlay* qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire, diriger ma thèse et m'encourager à écrire ce mémoire, et qui continue à nous faire bénéficier de son expérience avec une passion intacte. Je remercie également *Joël Feltesse*, chef du *DAPNIA* actuel, *Michel Spiro* et maintenant *Pascal Debu*, chef du Service de Physique des Particules, qui nous permettent d'œuvrer sur le chemin de la connaissance en cette période où la physique lourde n'est pas considérée comme une priorité.

Je remercie enfin *François Vannucci* qui a accepté d'être rapporteur du manuscrit et de présider le jury, *René Turlay* et *Heinrich Wahl* qui ont bien voulu en faire partie, et *Alain Blondel* ainsi que *François Montanet* qui ont accepté le rôle parfois ingrat de rapporteur de ce mémoire.

Ce document est dédié à la mémoire d'*Elisabeth Bishop Martin*, qui fut jusqu'à cette année 1999 notre complice dans l'aventure parfois épique du détecteur *SiCAL*.



# Organisation du mémoire

Mon activité scientifique en physique de particules a débuté en 1983 lorsque j'ai été accueilli au CEA pour y préparer ma thèse sur une mesure de précision en physique du neutrino. Cette période fut certainement déterminante, puisque j'ai par la suite toujours été impliqué dans des expériences visant à mesurer précisément une quantité physique. Dans ce mémoire, je voudrais développer de façons très différentes deux thèmes principaux, qui sont bien évidemment les sujets sur lesquels j'ai pu travailler durant ces quinze dernières années.

Dans une première partie, je détaillerai '*l'histoire*' du détecteur *SiCAL*, luminomètre installé auprès du détecteur *ALEPH*, depuis sa genèse jusqu'à sa mise en pré-retraite, en insistant sur son apport à la détermination des paramètres du modèle standard à partir des observables électrofaibles mesurées au *LEP*. Cette partie est volontairement extrêmement détaillée, car il n'existait pas jusqu'alors de document de référence relatant à la fois les choix techniques et la détermination de l'incertitude expérimentale sur la mesure de la luminosité par le détecteur *SiCAL*. Le premier et le cinquième chapitre décriront le principe, la motivation et la mesure de la luminosité. Ces chapitres entourent trois chapitres spécifiques à la conception, construction et mise en oeuvre du *SiCAL*. Le sixième chapitre traitera des particularités des prises de données successives tandis que le septième chapitre replacera la mesure de luminosité dans le cadre global de l'extraction des paramètres du modèle standard. Cette partie constitue en volume l'essentiel du mémoire.

La seconde partie traitera, de façon beaucoup plus succincte, de la recherche de *violation directe* de  $\mathcal{CP}$ , que j'ai pu pratiquer de part et d'autre de l'*Atlantique* à 10 années d'intervalle. Après une brève introduction à la phénoménologie du système des kaons neutres, j'y ferais une revue expérimentale qui, sans entrer dans tout le détail des analyses des collaborations, tentera de faire ressortir les avantages respectifs des expériences concurrentes du *CERN* et de *Fermilab* dans les années 1980 puis 1990. Je conclurai en brossant le tableau de la situation expérimentale sur la *violation directe* de  $\mathcal{CP}$  fin 1999.

En avant-propos, on trouvera en guise de présentation un résumé chronologique de mon activité scientifique depuis 1983. Une liste des publications auxquelles j'ai personnellement participé pourra être trouvée en appendice.

# Activités scientifiques

## Travail de thèse (1983-1986)

J'ai été accueilli fin juin 1983 au *DPhPE/SEE* de *Saclay* pour y travailler à ma thèse de doctorat sous la direction de *René Turlay*. Son groupe était alors impliqué dans les expériences *E617* sur la violation de  $\mathcal{CP}$ , *CDHS* au *CERN* pour la physique des neutrinos, et préparation de la future expérience *ALEPH* au collisionneur  $e^+e^-$  *LEP* du *CERN*.

J'ai d'abord été impliqué dans des tests d'un prototype à échelle très réduite du calorimètre électromagnétique d'*ALEPH* dans le but de caractériser les variations de l'amplification dans le gaz en fonction de la température, la pression et la position du fil dans la cellule. Par la suite, j'ai participé à des tests sur faisceau d'un second prototype au *CERN* avec les équipes de *Marseille*, l'*Ecole Polytechnique* et *Saclay*, pour en mesurer les résolutions spatiales et les caractéristiques des gerbes électromagnétiques.

Dans le même temps, j'ai participé à la préparation de la prise de données de 1983 du détecteur *CDHS*: reconditionnement du système de distribution de haute tension sur les nouvelles chambres à dérive, et modification du '*Beam Current Transformer*' qui permet de mesurer l'intensité des hadrons produits sur une cible avant leur désintégration donnant naissance au faisceau de neutrinos. Le but de cette prise de données était la détermination des fonctions de structure du nucléon avec une précision suffisante pour les interpréter dans le cadre de la Chromodynamique Quantique. Pour cela, l'utilisation d'un faisceau de neutrinos dit '*à bande large*' permet d'enregistrer la statistique nécessaire à une mesure précise des sections efficaces différentielles. Celles ci doivent être normalisées et, afin de minimiser les incertitudes systématiques, nous avons choisi de mesurer préalablement la section efficace totale au moyen d'un faisceau '*à bande étroite*' envoyé sur le même détecteur au cours de l'été 1983. Durant les quatre mois qu'a duré la prise de données, j'ai pris la responsabilité du monitoring hors-ligne des données afin d'en déterminer la qualité et la stabilité. De ce fait, j'ai eu la charge de sélectionner l'ensemble des données, d'étudier l'efficacité des déclencheurs et de constituer le lot expérimental de l'analyse finale.

Durant les 2 années d'étude et de mise en forme du lot expérimental comprenant près d'un million d'événements de type courant chargé  $\nu(\bar{\nu})$ -Fe, je me suis particulièrement attaché à la maîtrise des incertitudes systématiques qui entachent la mesure de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique, en particulier en raison de la présence d'un muon dans l'état final. Nous avons également mis au point une procédure itérative d'extraction des sections efficaces différentielles par l'utilisation d'une méthode de type Monte-Carlo. J'ai ensuite extrait les fonctions de structure  $F_2$ ,  $x F_3$ ,  $F_L$  sous différentes hypothèses physiques, et interprété les violations d'invariance d'échelle dans le cadre de la Chromodynamique Quantique, mesurant ainsi le paramètre  $\Lambda_{QCD}$  non prédit par la théorie.

J'ai soutenu ma thèse de doctorat le 25 septembre 1986 devant la commission d'examen composée de *J. Haissinski*, *J.J. Aubert*, *R. Petronzio*, *R. Turlay* et *H. Wahl*. J'ai présenté cette analyse à la conférence '*The Quark Structure of Matter*' de *Karlsruhe* en Septembre 1985 et elle fut publiée dans *Z. Phys. C49 (1991)187-224*.

## Expérience post-doctorale (1986-1989)

J'ai rejoint en octobre 1986 le groupe de *Saclay* de l'expérience *E731* qui préparait la deuxième partie de sa prise de données à *Fermilab* (*Illinois, USA*) dans le but de mesurer le paramètre  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  de la violation directe de  $\mathcal{CP}$  dans le système des kaons neutres avec une précision de l'ordre de  $10^{-3}$ .

Afin de collecter dans un temps raisonnable le lot expérimental, la collaboration avait souhaité se doter d'un déclencheur sélectif dans les modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_{L,S} \rightarrow \pi^0\pi^0$  de façon à s'affranchir efficacement des bruits de fond physiques de désintégration du  $K_L$ . Le choix s'est porté sur l'utilisation de coïncidences pré-déterminées des signaux en provenance de deux hodoscopes - l'un à lattes verticales ( $B$ ), l'autre à lattes horizontales ( $C$ ) - de manière à déclencher sur des topologies d'événements, différentes selon le mode neutre ou chargé.

Notre groupe ayant la responsabilité de la réalisation de ce système de corrélateurs  $B \cdot C$ , j'ai pris en charge sa mise au point à *Saclay*, l'écriture des programmes de tests et d'acquisition, puis l'installation au sein de l'expérience au début de l'année 1987. J'ai ensuite installé l'hodoscope à lattes horizontales et procédé à sa mise en temps avec une précision moyenne de  $1ns$  lors du démarrage du faisceau en juin 1987. Les corrélateurs de déclenchement ont fonctionné suivant leur cahier de charge mais ont montré une grande sensibilité aux particules de rétrodiffusion en provenance du calorimètre électromagnétique situé en aval, risquant de créer un biais dans le comptage des événements en mode chargé. J'ai été responsable de ce système, ainsi que de la mise en mémoire des informations en provenance des hodoscopes, durant la prise de données de août 1987 à février 1988. Pour les deux derniers mois de celle-ci, le détecteur a été modifié pour permettre l'enregistrement simultané des quatre modes de désintégration  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_{L,S} \rightarrow \pi^0\pi^0$  afin de minimiser certaines incertitudes systématiques intervenant dans la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ .

Je me suis ensuite intéressé à l'élaboration du programme de simulation de l'expérience, en particulier à l'émulation du déclencheur de mode neutre basé sur le comptage du nombre d'amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Après avoir participé à la sélection des événements de la dernière partie de la prise de données, j'ai installé à *Saclay* les programmes de reconstruction et de simulation pour y faire une analyse autonome et originale. Le groupe de *Saclay* - alors constitué de *P. Debu*, *B. Peyaud*, *R. Turlay* et moi-même - a choisi de se concentrer sur la mesure de la différence de phase  $\phi_{00} - \phi_{+-}$  par l'étude de la figure d'interférence dans le faisceau issu du régénérateur. J'ai alors assumé la partie 'chargée' de l'analyse, qui nous a mené au résultat :

$$\Delta\phi = \phi_{00} - \phi_{+-} = -0.3^\circ \pm 2.4^\circ (Stat) \pm 1.2^\circ (Syst).$$

Cette valeur, compatible avec les mesures concurrentes du *CERN*, confirme la validité de la symétrie  $\mathcal{CPT}$  dont une violation se traduirait par une différence entre les phases  $\phi_{00}$  et  $\phi_{+-}$ . J'ai présenté cette analyse au cours d'un séminaire au *LAL* d'*Orsay* en 1989 et elle fut publiée dans *Phys. Rev. Lett.* 64(1990)2976-2979.

## De la conception à l'exploitation d'un détecteur (1989-1995)

Le grand collisionneur d'électrons et de positrons *LEP* du *CERN* a commencé à fonctionner en 1989. Avant même sa mise en service, s'est constitué dans la collaboration *ALEPH* un groupe de réflexion auquel j'ai participé, dans le but d'étudier la faisabilité d'un nouveau sous-détecteur permettant la mesure de luminosité avec une précision de l'ordre du pour mille. Cette mesure est essentielle auprès d'un collisionneur  $e^+e^-$  puisque les sections efficaces des processus intéressants, e.g  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , n'y sont mesurées que de manière relative, et que la luminosité permet de les normaliser de façon absolue.

Au *LEP*, la luminosité découle de l'évaluation du taux d'événements 'Bhabha' ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) à bas angle, dont la section efficace est calculable exactement en électrodynamique. Notre choix s'est porté

sur un calorimètre compact et segmenté utilisant du tungstène comme matériau radiateur pour réduire les tailles transverses et longitudinales des gerbes électromagnétiques. Le matériau sensible doit répondre à un double impératif: être suffisamment mince pour éviter l'éclatement de la gerbe transversalement, et permettre de façon naturelle la délimitation d'un volume fiduciel pour le comptage des événements. Nous avons choisi d'utiliser des cristaux de silicium segmentés radialement et azimuthalement de manière à ce que leur juxtaposition forme une couronne dépourvue de zones 'mortes'.

Le groupe de *Saclay* - alors composé au *SPP* de *J. Rander*, *J. F. Renardy*, *J. P. Schuller* et moi-même - a pris en charge la définition, la validation des choix techniques par l'étude des différents composants actifs, la construction et la mise en œuvre des deux détecteurs comprenant 12288 voies de lecture. Après l'étude de différents cristaux de silicium, un premier test sous faisceau d'électrons au *CERN* nous fut nécessaire pour définir la gamme dynamique et les caractéristiques de l'amplificateur à bas bruit intégré dans le calorimètre. J'ai pris en charge les tests de ces amplificateurs, l'écriture de la séquence d'acquisition et de multiplexage, le développement des programmes de calibration ainsi que l'analyse complète des données d'un deuxième test sous faisceau (été 1991) d'un prototype comprenant 12 cristaux et un 'tracker' original pour estimer la précision de la définition de la région fiducielle.

Les deux détecteurs complets, le 'SiCAL', empilés de mars à août 1992 à *Saclay*, furent installés dans l'expérience *ALEPH* en septembre 1992 pour y être immédiatement opérationnels durant la prise de données qui s'acheva en novembre 1992. J'ai alors activement participé à l'analyse des  $10^6$  événements 'Bhabha' enregistrés. Ma contribution principale a porté sur l'ajustement de la paramétrisation des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre que nous utilisons dans le programme de simulation, et ceci dans le but de minimiser les incertitudes systématiques provenant de la définition de l'acceptance pour les événements de diffusion *Bhabha*. J'ai également, à des fins de vérification, développé un algorithme de sélection différent et contrôlé extensivement le traitement des 'Bhabha' radiatifs. Ce travail se concrétisa par une nouvelle détermination du nombre de neutrinos légers avec une précision équivalente à celle obtenue par l'ensemble des expériences *LEP* depuis 1989, résultat que j'ai présenté à la collaboration *ALEPH* le 12 mars 1993 et qui fut ensuite présenté en séminaire au *CERN* ainsi qu'aux conférences d'hiver et d'été 1993.

Avant la prise de données de 1993 en mode 'scan' à trois énergies, j'ai étudié, réalisé puis mis en œuvre un détecteur de déplacement relatif du SiCAL à l'intérieur d'*ALEPH* (l'incertitude sur la position du SiCAL est actuellement la plus grande incertitude systématique sur la mesure de luminosité). J'ai également participé à l'optimisation des programmes d'analyse et de simulation en introduisant les corrections de cellules 'mortes' et de détermination des positions radiale et azimuthale du barycentre d'énergie. Ceci a permis d'atteindre un niveau de 0.6 pour mille pour l'incertitude systématique totale, inférieur à la plus optimiste estimation des incertitudes théoriques. Les résultats du 'scan' de 1993, notamment des incertitudes de l'ordre de  $3 MeV/c^2$  sur la masse  $M_Z$  et la largeur  $\Gamma_Z$  du boson  $Z^0$ , ont été présentés aux conférences d'été 1994. Je les ai présentés à la conférence de *Košice (Slovaquie)* le 19 Septembre 1994.

Pour 1995, l'accélérateur a proposé de nouvelles conditions de faisceaux dites 'Bunch Trains' qui doivent permettre une augmentation sensible de la luminosité en prévision de la montée en énergie du *LEP*. La répétition des croisements de faisceaux  $e^+$  et  $e^-$  se produit alors dans le 'train' toutes les  $260 ns$  au lieu de  $22.5 \mu s$ . L'électronique du SiCAL étant peu adaptée à ce nouveau taux de répétition, nous avons choisi d'échantillonner le signal de manière pseudo-aléatoire sur un des 'wagons' du 'train'. Pour cela j'ai étudié, réalisé et mis en œuvre une carte de modification de l'échantillonnage du signal. Un premier test en Novembre 1994 a permis de démontrer que le SiCAL pouvait continuer à mesurer la luminosité avec ce type de faisceaux. Dans le but de pouvoir aisément s'adapter aux conditions de l'accélérateur, nous avons ensuite réalisé une carte d'échantillonnage entièrement programmable qui a été installée en avril 1995 et utilisée avec succès durant tout le 'scan' de cette année. Pour la montée en énergie qui a débuté en octobre 1995, la mesure de luminosité n'est plus aussi cruciale que lorsque l'on mesure la courbe d'excitation du  $Z^0$ . Néanmoins la collaboration *ALEPH* a souhaité que le détecteur

*SiCAL* reste en place, non plus pour mesurer la luminosité mais pour fermer l'acceptance à bas angle, et j'ai participé à la préparation de la prise de données à haute énergie en déterminant les paramètres de fonctionnement du *SiCAL*. J'assume toujours de façon partagée la responsabilité de ce détecteur lors des prises de données au *LEP*.

## Nouvelle recherche de violation directe de $\mathcal{CP}$ (1995-1999)

Si les expériences des années '80 de recherche de violation directe de  $\mathcal{CP}$  au *CERN* (*NA31*) et à *Fermilab* (*E731*) sont parvenues à mesurer  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  avec une précision de l'ordre de  $10^{-3}$ , l'accord obtenu sur la valeur de ce paramètre peut être qualifié de marginal, et il n'a pas été possible de conclure sur l'existence de violation directe de  $\mathcal{CP}$ . Ceci fut en partie la motivation pour une nouvelle série d'expériences de part et d'autre de l'Atlantique, visant cette fois une précision de  $10^{-4}$ . Un tel nombre implique à la fois l'obtention d'un lot expérimental d'au moins  $10^6$  désintégrations dans chacun des modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_{L,S} \rightarrow \pi^0\pi^0$ , ainsi qu'un contrôle sévère de toutes les sources d'incertitudes systématiques expérimentales.

J'ai participé au *CERN* en 1990 au groupe d'étude dont fut issue la proposition de la future expérience *NA48*. J'ai rejoint cette collaboration en 1995, époque à laquelle le groupe de *Saclay* avait pris la charge de la construction des quatre chambres du spectromètre, des programmes de reconstruction et de simulation, ainsi que du déclencheur de niveau 2 en mode chargé dont on m'a proposé la responsabilité.

L'objectif de ce déclencheur est extrêmement ambitieux, puisqu'il est de sélectionner les signaux  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$  hors d'un bruit de fond physique constitué de désintégrations  $\Lambda \rightarrow p\pi$ ,  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $K_L \rightarrow \pi e\nu$ ,  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ , ... qui est 100 fois plus fréquent dans le mode  $K_L$ . Pour ce faire, il doit effectuer une véritable reconstruction en ligne de l'événement dans le spectromètre magnétique de l'expérience, c'est à dire déterminer les points d'impact des traces chargées dans les chambres, combiner les traces amont pour chercher un vertex dans la zone de désintégration, associer les traces en aval de l'aimant d'analyse de façon à calculer les impulsions des traces, et enfin estimer la masse invariante du système en supposant que les particules chargées sont des  $\pi^+$  et  $\pi^-$  afin de vérifier qu'elle est compatible avec une masse de  $K^0$ . Il est donc directement interfacé avec le système de lecture des données des chambres, et dispose de  $100\mu s$  pour délivrer sa décision au superviseur de déclenchement de l'expérience.

La mise au point d'un tel système s'est faite par pas successifs entre 1995 et 1999. La prise de données de 1995 avec une version prototype du déclencheur a montré la validité du concept avec un faisceau d'intensité réduite. Celle de 1996 a vu l'introduction d'une ferme de processeurs pour traiter différents événements en parallèle et a notamment servi à déterminer la taille de cette ferme. La première prise de données physiques a eu lieu en 1997, avec une ferme de 8 processeurs; elle a permis de réduire le temps mort du déclencheur et d'installer tous les logiciels d'initialisation et d'interfaçage avec le contrôle général de l'expérience. Elle a aussi mis en évidence un manque de puissance de processeurs pour les calculs d'événements complexes. Un programme d'amélioration de ces processeurs a été mis en œuvre avant la prise de données de 1998 pour satisfaire le cahier des charges initial, ainsi que l'augmentation d'un facteur 2 du taux de pré-déclenchements. Pour 1999, la diminution du temps de transfert des données, ainsi que l'augmentation de la cadence des processeurs a permis d'optimiser l'algorithme pour une meilleure efficacité, et ainsi minimiser l'incertitude systématique qui affecte le comptage des événements en mode chargé. J'ai participé activement à l'étude de l'efficacité du déclencheur chargé, ainsi qu'à sa simulation dans le programme de reconstruction. J'ai présenté ce système de déclenchement à la conférence *WCC98* à Vienne (Autriche) en février 1998.

L'analyse des données 1997 a donné lieu à un résultat préliminaire, présenté pour la première fois au *CERN* le 18 juin 1999 par *P. Debu* :

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = 18.5 \pm 4.5(Stat) \pm 5.8(Syst).$$

Ce résultat, faisant suite à un résultat positif de l'expérience concurrente  $KTeV$  de *Fermilab*, contribue de façon significative à clarifier la situation expérimentale concernant la violation directe de la symétrie  $\mathcal{CP}$ . Les données enregistrées à partir de 1998 vont permettre une réduction substantielle des incertitudes expérimentales, sujet de la thèse de doctorat de l'étudiant que j'encadre actuellement. La forte intensité des faisceaux de  $K^0$  utilisés pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$  permet à notre expérience d'être également sensible aux modes de désintégration 'rares' de kaons. Des résultats préliminaires ont été obtenus à partir des données de 1997 et 1998. Je les ai présentés le 20 septembre 1999 à la 9<sup>ème</sup> conférence *Lomonosov* de *Moscou (Russie)*.

## Séminaires et conférences

1. **A New Measurement of Structure Functions from Charged Current (Anti)-Neutrino Interactions on Iron.**  
Presentation given at 'The Quark Structure of Matter' conference, Karlsruhe, Germany, Sept 1985.
2. **Test de CPT par la mesure de la différence de phase  $\phi_{00} - \phi_{+-}$  avec l'expérience E731.**  
Séminaire donné au LAL d'Orsay en 1989.
3. **SiCAL, a Small-Angle Solid-State Luminosity Calorimeter for ALEPH.**  
Presentation given at The 1991 IEEE Nuclear Science Symposium, Santa Fe, New Mexico (USA), Nov 2-9, 1991.
4. **Results from SiCAL, the new Aleph Small-Angle Luminosity Calorimeter.**  
Presentation given at The 1992 IEEE Nuclear Science Symposium, Orlando, Florida (USA), Oct 25-31, 1992.
5. **Luminosity Measurement with SiCAL, and Determination of the Number of Light Neutrino Species.**  
Aleph Collaboration Seminar, Cern, March 12, 1993.
6. **Electroweak Results from Combined Preliminary Data of the LEP Experiments.**  
Presentation given at The Hadron Structure '94 Conference, Košice, Slovakia, Sept 21-23, 1994.
7. **The Charged Trigger System of NA48 at CERN.**  
Presentation given at the 1998 Wire Chamber Conference, Vienna, Austria Feb 23-27, 1998.
8. **NA48 Rare Decay Results.**  
Presentation given at the 1999 9th Lomonosov Conference, Moscow, Russia Sept 20-26, 1999.

## **Première partie**

# **Conception et utilisation d'un détecteur de luminosité**



# Chapitre 1

## Mesure de la luminosité absolue dans les collisionneurs $e^+e^-$

### 1.1 Introduction

Les mesures précises des paramètres du boson  $Z$  au  $LEP$  sont déterminantes pour vérifier la validité du Modèle Standard des interactions électrofaibles. La courbe d'excitation du  $Z$  est mesurée en ajustant une courbe théorique [1], décrivant la section efficace de désintégration de  $Z$  en paires de fermions au voisinage du pôle en fonctions des paramètres du  $Z$  [2]. Dans l'*approximation de Born améliorée*, la section efficace de production d'une paire de fermions  $f\bar{f}$  à une énergie  $\sqrt{s}$  dans le centre de masse s'écrit :

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{e\bar{e}}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z^2} \frac{1}{1 + \delta_{QED}} \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2} + \sigma_\gamma + \sigma_{\gamma Z^0}, \quad (1.1)$$

où  $M_Z$  est la masse du  $Z$ ,  $\Gamma_Z$  la largeur du  $Z$ ,  $\Gamma_{e\bar{e}}$  et  $\Gamma_{f\bar{f}}$  les largeurs partielles de désintégration du  $Z$  en électrons et fermions respectivement, et  $\delta_{QED} = 3\alpha(M_Z)/4\pi$ . Le premier terme dominant qui correspond à l'échange de  $Z$ , est paramétrisé par une forme *Breit et Wigner*, avec une largeur dépendant de  $s$ . Les termes  $\sigma_\gamma$  et  $\sigma_{\gamma Z^0}$ , d'échange de  $\gamma$  et d'interférence  $\gamma Z^0$  contribuent au plus pour 1% au *pic*. La figure 1.1 montre la forme de la courbe d'excitation du  $Z$ , ou *lineshape*, pour différents types de fermions.

Toute mesure absolue de section efficace fait intervenir la **luminosité**  $\mathcal{L}$  (exprimée par exemple en  $nb^{-1}$  ou en  $pb^{-1}$ ) qui normalise le nombre d'événements observés pour un processus donné :

$$\sigma_{proc}^{acc} = \frac{N_{proc}^{acc}}{\mathcal{L}} \quad (1.2)$$

La mesure de la luminosité absolue joue un rôle crucial dans la détermination des largeurs partielles qui interviennent comme des facteurs de normalisation dans les sections efficaces, et l'incertitude systématique sur la luminosité affecte directement l'incertitude sur chaque largeur partielle.

Un résultat particulièrement important du  $LEP$  est la détermination du nombre de familles de fermions comprenant un neutrino léger,  $N_\nu$ . En écrivant la section efficace du  $Z$  en hadrons au pic comme :

$$\sigma_{peak}^{(0)} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{e\bar{e}}\Gamma_{q\bar{q}}}{\Gamma_Z^2}, \quad (1.3)$$

on obtient en développant la largeur totale  $\Gamma_Z$  suivant ses différentes contributions:

$$N_\nu = \left( \sqrt{\frac{12\pi R}{\sigma_{peak}^{(0)} M_Z^2}} - R - 3 \right) / (\Gamma_{\nu\bar{\nu}}/\Gamma_{ll})_{SM}, \quad (1.4)$$

où l'on suppose l'universalité leptonique (l'indice  $l$  se réfère à n'importe lequel des trois leptons chargés),  $R$  est le rapport des largeurs partielles hadronique et leptonique, et  $(\Gamma_{\nu\bar{\nu}}/\Gamma_{ll})_{SM}$  est le rapport théorique prédit des largeurs partielles du  $Z$  en une saveur de neutrinos et en leptons chargés. L'incertitude sur  $N_\nu$  a très vite été dominée par l'incertitude systématique sur la luminosité absolue qui intervient à travers  $\sigma_{peak}^{(0)}$ . En conséquence, une petite différence entre  $N_\nu$  et 3, qui pourrait être un signe de nouvelle physique, dépend de façon cruciale de la compréhension de la mesure de luminosité. A titre d'exemple, une variation de 1% de la luminosité induit un changement de 0.08 sur  $N_\nu$ .

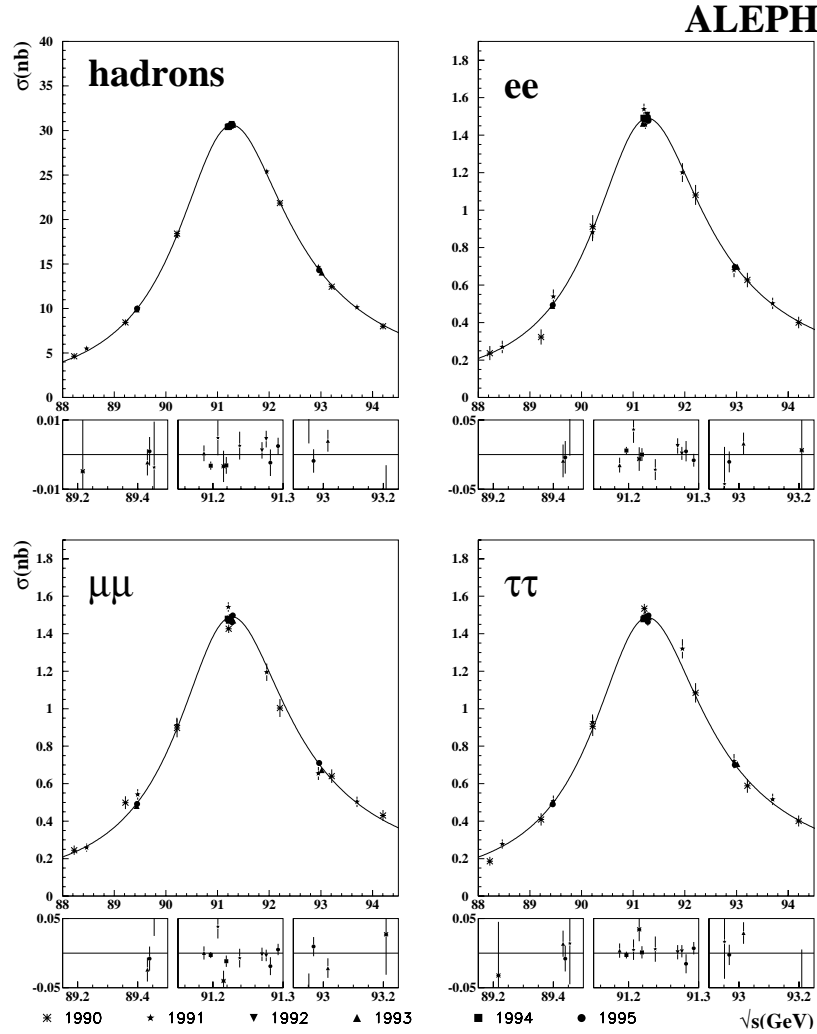


FIG. 1.1 – Mesure de la courbe d'excitation du  $Z$  en hadrons,  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  et  $\tau^+\tau^-$ , mesurée par l'expérience ALEPH. La courbe montre l'ajustement du modèle standard.

Nous allons dans ce chapitre exposer le principe de la mesure de la luminosité dans les collisionneurs  $e^+e^-$ . Nous décrirons ensuite le type de précision obtenue par les dispositifs expérimentaux chargés de faire cette mesure à l'époque du démarrage du LEP. Cela nous conduira enfin à expliquer les motivations qui nous ont amené à concevoir un nouveau luminomètre pour l'expérience ALEPH.

## 1.2 Principe de la mesure de luminosité absolue

Dans un collisionneur  $e^+e^-$ , la connaissance des caractéristiques des deux faisceaux permet en principe de mesurer la luminosité. Il suffit pour cela de connaître la fréquence  $\nu$  de l'accélérateur, le nombre de particules dans chaque paquet - autrement dit les intensités  $N^{+,-}$ , le nombre de paquets  $k$ , ainsi que les extensions transverses des paquets  $\sigma_{x,y}$ :

$$\mathcal{L} = \frac{\nu N^+ N^-}{4\pi k \sigma_x \sigma_y} \quad (1.5)$$

$\mathcal{L}$  est alors exprimée en  $cm^{-2}s^{-1}$ . Les difficultés à mesurer ces paramètres en temps réel au voisinage du point d'interaction font que l'on préfère utiliser une méthode basée sur la diffusion 'Bhabha' à bas angle, qui permet d'obtenir une bien meilleure précision tout en étant quasi-insensible aux fluctuations de faisceaux.

La diffusion Bhabha est le processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . L'état final étant identique à l'état initial, cette diffusion procède par l'échange de  $Z$  ou de  $\gamma$  dans les voies  $s$  ou  $t$ . La prise en compte de tous les termes d'interférence montre que l'écriture de la section efficace à l'ordre le plus bas fait intervenir une somme de dix termes [3]. Plus on se place à bas angle, plus le terme dominant est celui de l'échange d'un  $\gamma$  dans la voie  $t$ , analogue à une simple diffusion de Rutherford, et l'effet du  $Z$  reste petit même à  $\sqrt{s} = M_Z$ . La section efficace différentielle  $QED$  à bas angle de diffusion  $\theta$  s'écrit alors simplement:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{16 (\hbar c \alpha)^2}{s} \left( \frac{1}{\theta^4} \right) \quad (1.6)$$

ce qui donne en intégrant sur l'acceptance angulaire du détecteur:

$$\sigma_{QED}^{acc} = \frac{1040 \text{ nb } GeV^2}{s} \left( \frac{1}{\theta_{min}^2} - \frac{1}{\theta_{max}^2} \right) \quad (1.7)$$

où les angles polaires  $\theta_{min}$  et  $\theta_{max}$  correspondent aux limites radiales  $R_{min}$  et  $R_{max}$  des détecteurs placés à la distance  $z$  du point d'interaction.

La luminosité est alors le rapport du nombre d'événements  $e^+e^-$  dans la fenêtre angulaire ( duquel on a soustrait le bruit de fond éventuel et que l'on a corrigé des efficacités de déclenchement et de reconstruction ) et de la section efficace théorique  $QED$  correspondante (équation 1.7) :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{Bhabha} - N_{Bkg}}{\epsilon_{acc} \sigma_{QED}^{acc}} \quad (1.8)$$

Le principe de la mesure est donc extrêmement simple, la topologie des événements est claire puisque l'état final ne comporte qu'un électron et un positron ayant chacun l'énergie du faisceau et se trouvant dos à dos symétriquement par rapport au point d'interaction.

Deux remarques s'imposent dès maintenant:

- plus l'angle de détection sera petit, plus forte sera la section efficace interceptée par le détecteur, et donc plus faible sera l'incertitude statistique; en contrepartie l'incertitude systématique liée à la connaissance de la zone fiducielle étant proportionnelle à  $\delta R / R_{min}$ ,  $\delta R$  doit être maintenu aussi petit que possible. C'est là une limitation expérimentale de la mesure.
- la diffusion élastique Bhabha n'est qu'une approximation, et le processus fait toujours intervenir un ou plusieurs photons radiatifs. La section efficace doit donc être corrigée, et le calcul théorique à l'ordre  $(\alpha/\pi)^2$  introduit une incertitude de l'ordre de 0.3 % qui limite également la précision de la mesure si l'incertitude expérimentale peut être ramenée à un niveau inférieur.

### 1.3 Précision obtenue dans les mesure de luminosité

Les premiers luminomètres de précision furent utilisés dans les expériences installées auprès des anneaux de stockage électron-positron dans les années 1970. Ainsi, à *SPEAR-I* au *SLAC* en 1975, un luminomètre [4] constitué de 3 séries de compteurs en plastique scintillant placés entre 42 et 103 mrad permettait une mesure de luminosité avec une précision de l'ordre de 2% à une énergie de 2.6 GeV, et prévoyait de réduire cette incertitude pour l'anneau *SPEAR-II* à 4.2 GeV.

Dans les années 1980, le détecteur *CELLO* installé auprès de l'accélérateur *PETRA* à Hambourg était équipé d'un dispositif fait de scintillateurs et de cristaux de verre au plomb mesurant la luminosité avec une précision de 5% à des énergies de l'ordre de 20 GeV [5]. Il est clair que la mesure de luminosité n'y était pas considérée comme critique pour la quasi-totalité de la physique étudiée à *PETRA* [6]. La luminosité n'intervient que dans le calcul du rapport  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  et certaines expériences comme *JADE* réduiront l'incertitude sur la luminosité absolue à 1.5% [7].

A l'aube des années 1990, quatre expériences s'apprêtent à un grand événement prévu pour le 14 juillet 1989 : le démarrage du *LEP* au *CERN* à une énergie proche de la masse du  $Z$ . Toutes se sont munies de détecteurs de luminosité constitués de calorimètres électromagnétiques segmentés :

- *ALEPH* utilise un sandwich plomb/tubes proportionnels de 38 couches, le *LCAL* [8], avec une structure de pads carrés de 3 cm de coté similaires à ceux du calorimètre électromagnétique central. Les angles sont compris entre 45 et 190 mrad, correspondant à une section efficace utile de 26.3 nb. Il est complémenté par un détecteur de traces à bas angle, le *SATR*.
- *DELPHI* emploie des tours plomb/fibres scintillantes avec une segmentation de 3 cm et azimuthale de  $\pi/12$  à bas angle - 43 mrad -, puis  $\pi/24$  à grand angle - 135 mrad. La section efficace fiducielle est de 27.12 nb.
- *OPAL* a fait le choix de 35 couches plomb/scintillateur, à des angles compris entre 40 et 150 mrad, avec une segmentation azimuthale de  $\pi/8$ , mais sans segmentation radiale. La section efficace utilisée est légèrement plus petite avec 21.9 nb.
- *L3* privilégie la résolution en énergie avec des cristaux de *BGO*. Les segmentations radiale de 1.5 cm, et azimuthale de  $\pi/16$  dans la zone utile, associées à des angles compris entre 25 et 70 mrad, en font un détecteur de grande précision. La valeur minimale de l'angle est obtenue en plaçant le détecteur plus loin du point d'interaction - 2.8 m au lieu de 2.5 m dans les autres expériences, mais surtout grâce à un tube à vide de  $\varnothing 120$  mm au lieu de 160 mm. La section efficace utile y est la plus importante avec 88.5 nb.

A l'époque de la conception de ces détecteurs, l'incertitude théorique sur la section efficace était de 0.7%, et l'incertitude expérimentale visée était de 2%. Chacune de ces incertitudes décroîtra de plus d'un facteur 2 dès 1991. Les expériences *LEP*, hormis *L3*, prévoient d'enregistrer un nombre d'événements *Bhabha* quasi-identique à celui de  $Z \rightarrow \text{hadrons}$ .

Citons également les efforts concurrents outre-Atlantique: la collaboration *SLD* installée au *Stanford Linear Collider* prépare en 1989 [9] un calorimètre formé de 23 couches tungstène/silicium, couvrant avec deux détecteurs l'acceptance entre 23 et 65 mrad - *LMSAT* placé à 1m du point d'interaction -, et entre 65 et 200 mrad - *MASC* situé à 20 cm du point d'interaction -. La segmentation radiale est de l'ordre de 12 mm et la segmentation azimuthale de  $\pi/16$ . Les détecteurs sont groupés en tours projectives pour minimiser le nombre de voies de lecture qui n'est plus que de 640 canaux. La précision visée n'est que de l'ordre de 3%, mais s'améliorera pour atteindre 1% en 1992 [10].

Il apparaît donc que les précisions visées en 1989 étaient relativement modestes, et largement suffisantes pour les premières mesures effectuées auprès des collisionneurs ne délivrant pas encore les luminosités prévues -  $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  pour le *LEP*.

## 1.4 Motivations pour une mesure précise de luminosité

La motivation principale pour une mesure précise de la luminosité est, comme nous l'avons déjà mentionné, une détermination précise des sections efficaces *absolues* et *relatives*. La largeur de la courbe d'excitation du  $Z$  dépendant du nombre de modes de désintégrations, une largeur plus grande que celle prévue par le cadre théorique pourrait indiquer l'existence de nouveaux modes non pris en compte dans le calcul, et donc de nouvelles particules. D'autre part, la mesure précise des sections efficaces permet d'améliorer le pouvoir de prédiction des observables électrofaibles dans le cadre du modèle standard. La sensibilité de ces observables aux corrections au vertex et de propagateur permet d'imposer des contraintes sur des paramètres tels que les masses du quark top et du boson de Higgs.

En outre, en octobre 1986 se forma un groupe de travail chargé d'étudier la possibilité de mener à bien un programme expérimental utilisant des faisceaux polarisés au *LEP*. Dans une machine 'circulaire' comme le *LEP*, les faisceaux acquièrent naturellement une polarisation transverse en raison de l'effet *Sokolov-Ternov* [11]. Le taux de polarisation dépend exponentiellement du temps, avec une constante d'environ 5 heures qui peut être réduite à moins d'une heure si on utilise des '*wigglers*'. La polarisation n'est intéressante dans les collisions que si elle est longitudinale, aussi chaque expérience devrait être munie de rotateurs de spin de part et d'autre du point d'interaction. De façon à s'affranchir d'une mesure directe de la polarisation - cas de *SLD* au *SLAC* -, *Alain Blondel* [12] proposa un schéma dit à quatre paquets polarisés différemment dans les faisceaux  $e^+$  et  $e^-$  qui permettrait de connaître la polarisation par comparaison des sections efficaces des différents paquets.

La détermination de l'asymétrie droite-gauche  $A_{LR}$  avec des faisceaux polarisés permet une précision sur  $\sin^2 \theta_W$  dix fois meilleure que celle provenant de la détermination de la largeur leptonique du  $Z$ . Une polarisation de 50% des faisceaux permet une mesure de  $A_{LR}$  à 0.003, résultant en une incertitude de 0.00035 sur  $\sin^2 \theta_W$ . Pour cela, une normalisation des différentes sections efficaces est nécessaire à 1 pour mille, ainsi qu'une haute statistique pour mesurer la luminosité. Il apparaît dans le rapport du groupe de travail [13] que seul le luminomètre de *L3* pourrait remplir ce cahier des charges.

Ainsi naquit fin 1988 dans *ALEPH*, sous l'impulsion de *Jack Steinberger* alors porte-parole de l'expérience, un groupe de réflexion sur la possibilité de construire un calorimètre capable de mesurer la luminosité avec une précision de **1 pour mille**. Celui-ci permettrait en outre d'améliorer la précision sur la mesure des paramètres du  $Z$ , très rapidement limitée systématiquement par la mesure de luminosité envisagée originellement. Cette démarche peut sembler incongrue, puisqu'elle eut lieu avant même le démarrage du *LEP*; je la qualifierai plutôt de visionnaire, et elle fut dès 1989 renforcée par l'annonce du remplacement des tubes à vide dans les 4 expériences : la qualité de faisceaux permettait l'utilisation de tubes en Béryllium de Ø109 mm [14] en lieu et place des tubes originels en Aluminium de Ø156 mm, ceci essentiellement pour minimiser la matière au voisinage du point d'interaction et diminuer le rayon utile des détecteurs de vertex en préparation pour l'étude de la physique du  $B$ . Le projet prit avantage de ce diamètre réduit et fut présenté aux comités scientifiques de Saclay [15] et du *CERN* [16] à partir de début 1989.

Par la suite, *OPAL* se dotera d'un luminomètre très similaire à celui d'*ALEPH* [17], *DELPHI* remplacera son calorimètre de luminosité par un nouveau calorimètre plomb/tuiles de scintillateur lues par fibre optique [18], tandis que *L3* complétera son calorimètre *BGO* par des détecteurs de traces à pistes de silicium en  $R$  et  $\phi$  [19], de sorte que toutes les expériences avaient atteint une précision de 1 pour mille pour les données de 1994. *ALEPH* fut le précurseur en obtenant cette valeur dès 1992, et nous allons maintenant voir *comment*.

## Chapitre 2

# Conception du luminomètre ALEPH-SiCAL

### 2.1 Le cahier des charges

Une première contrainte provient de l'implantation du luminomètre dans le détecteur *ALEPH*: le nouveau luminomètre ne peut s'insérer que dans l'espace occupé originellement par le détecteur de traces *SATR* devant le luminomètre *LCAL* (voir *figure 2.1*). Il est donc limité en épaisseur à une quinzaine de centimètres et ne devra pas trop faire d'ombre au *LCAL*, de sorte que les deux détecteurs puissent mesurer la luminosité de façon complémentaire. Ceci amène à la conception d'un détecteur **compact** et **dense** de manière à fournir les 24 longueurs de radiation nécessaires à l'absorption complète d'une gerbe électromagnétique de 45 GeV.

Des impératifs additionnels sont dictés par la physique elle-même. Rappelons l'expression de la luminosité:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{Bhabha} - N_{Bkg}}{\varepsilon_{acc} \sigma_{QED}^{acc}} \quad (2.1)$$

où  $\sigma_{QED}^{acc}$  est donnée en première approximation par l'équation 1.7.

Les contributions des différents termes vont nous permettre de spécifier le cahier des charges du luminomètre:

- pour minimiser l'incertitude statistique, on doit maximiser  $N_{Bhabha}$  et donc travailler à un angle  $\theta_{min}$  **le plus petit possible**, c'est à dire au rayon  $R_{min}$  utile le plus proche de celui du tube à vide qui est de l'ordre de 60 mm.
- Les *Bhabhas* sont identifiés grâce à leur caractéristiques: les particules de l'état final sont '*dos à dos*', c'est-à-dire *colinéaires* et à l'opposé l'une de l'autre, et ont une énergie égale à l'énergie du faisceau en première approximation, si l'on ne considère pas les événements *Bhabha radiatifs* dans lesquels l'émission d'un photon '*dur*' modifie les caractéristiques d'au moins un des leptons chargés. En conséquence **le détecteur doit mesurer l'énergie des particules et leur direction**.
- le nombre d'événements de bruit de fond  $N_{Bkg}$  doit être aussi petit que possible par rapport au nombre  $N_{Bhabha}$  du signal. On distingue 2 sources potentielles de bruit de fond important:
  - le bruit de fond *physique* du processus  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$  de production de 2 (ou 3) photons durs dans la voie *t*, puisque le photon ne peut être distingué d'un électron dans un calorimètre électromagnétique dense. Dans le cas où l'événement présente 2 photons colinéaires, il est indistinguable d'un *Bhabha* et donc compté dans  $N_{Bhabha}$ .
  - le bruit de fond lié au faisceau provient de coïncidences accidentelles de deux particules d'énergie dégradée, en raison de collisions faisceau-gaz, qui sont défléchies vers les détecteurs de

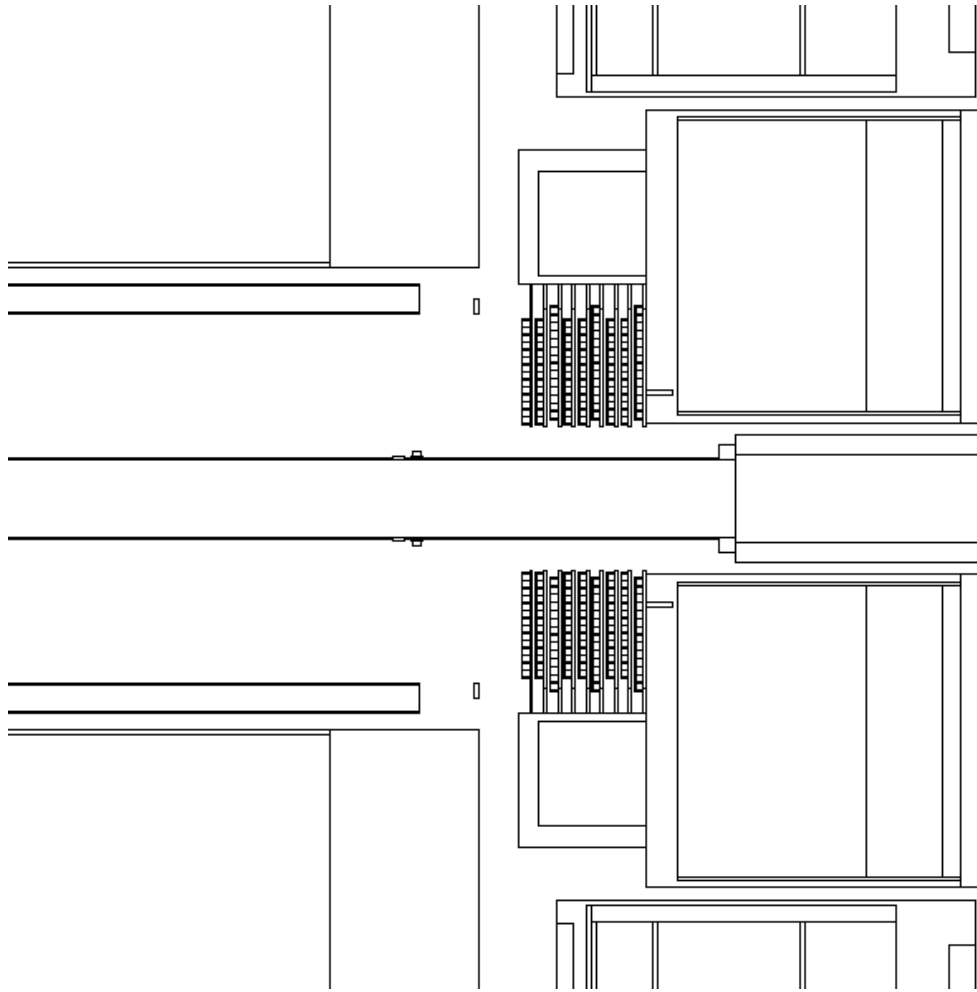


FIG. 2.1 – Coupe  $Rz$  de la région située autour du tube à vide de 2m à 3m du point d'interaction (vu par le programme de simulation GALEPH). Autour du tube à vide, on distingue dans la partie droite le luminomètre LCAL, auquel est accolé vers le centre de la figure le détecteur SATR. A gauche, on distingue à plus grand rayon une partie de la TPC qui se prolonge vers le point d'interaction (hors figure à gauche).

luminosité par les derniers quadripôles de focalisation. Le spectre de ce halo est un continuum dont l'énergie moyenne correspondant aux bas angles est d'environ 28 GeV (voir figure 2.2). **La résolution en énergie du détecteur doit donc permettre de séparer ces particules d'électrons de 45 GeV.** Il s'avère qu'une résolution de  $40\%/\sqrt{E}$  est suffisante. Néanmoins, la coupure à basse énergie nécessaire pour éliminer ce bruit de fond est la source d'une incertitude systématique dans le calcul de l'acceptance des *Bhabha radiatifs*; meilleure est la résolution en énergie, et plus basse est cette coupure, diminuant l'incertitude systématique associée.

- la minimisation de l'incertitude sur l'efficacité  $\varepsilon_{acc}$  impose d'**éviter autant que possible les zones mortes afin de maximiser l'acceptance**. Ceci ne pouvait être le cas du calorimètre à gaz LCAL dont l'assemblage autour du tube à vide impose des zones mortes dans le plan vertical.
- de plus on doit se doter d'un **déclencheur totalement efficace** à partir d'une énergie comparable à celle des particules parasites du faisceau.
- la clé de la mesure précise de la luminosité est la définition de la zone fiducielle. La variation de la

section efficace  $\sigma_{QED}^{acc}$  due à l'incertitude sur le positionnement du rayon minimal est donnée par :

$$\frac{\delta\sigma_{QED}^{acc}}{\sigma_{QED}^{acc}} = \frac{2\delta\theta}{\theta_{min}} \left( 1 + \frac{R_{min}^2}{R_{max}^2 - R_{min}^2} \right), \quad (2.2)$$

Ceci implique que pour conserver  $\delta\mathcal{L}/\mathcal{L}$  inférieur à 1 pour mille, on doit assurer  $\delta\theta/\theta_{min}$  inférieur à 0.5 pour mille. D'où 2 contraintes:

- **l'acceptance radiale doit être connue à  $\delta R_{min} < 30\mu m$  pour  $R_{min} = 60mm$ .** Cet impératif conditionne toute l'étude mécanique du calorimètre.
- **$\delta z < 1.25mm$  pour  $z \sim 2.5m$ .** Cette contrainte est indépendante du luminomètre lui même, mais concerne la **connaissance de sa position absolue dans l'expérience**.

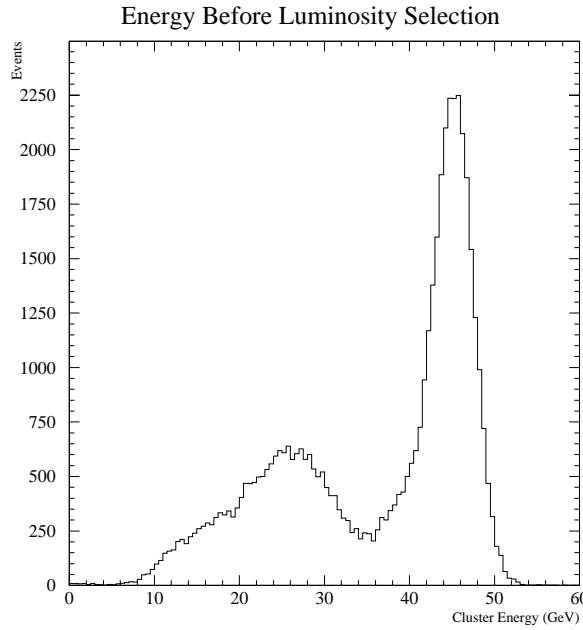


FIG. 2.2 – *Distribution en énergie des particules interceptées dans l'acceptance angulaire du SiCAL. Le pic des Bhabhas à 45 GeV est séparé de la composante de bruit de fond des particules d'énergie dégradée piquée ici vers 28 GeV.*

*En résumé*, pour tenir dans l'espace disponible le nouveau luminomètre doit être compact, fait d'un matériau de longueur de radiation plus petite que celle du plomb, tel que le platine, le tungstène ou l'uranium, pour contenir complètement la gerbe. Il doit en outre être capable de mesurer l'énergie avec une résolution inférieure à  $40\%/\sqrt{E}$ , et l'acolinéarité avec une précision de quelques mrad. Enfin et surtout, il doit permettre une définition de la zone fiducielle à mieux que  $30\mu m$  radialement, ce qui impose un positionnement interne des éléments de détection avec une précision typique de  $10\mu m$ .

## 2.2 Description générale

Pour des raisons de coût évidentes, nous avons choisi d'utiliser le tungstène comme matériau radiateur. Les calorimètres sont à symétrie cylindrique et entourent le tube à vide à une distance de 2.5 m de part et d'autre du point d'interaction. Pour obtenir la résolution en énergie requise, les 24 longueurs de radiations sont échantillonnées par 12 couches de lecture, instrumentées par des détecteurs en silicium

cristallin d'épaisseur  $300\ \mu\text{m}$  (figure 2.3). Ceci permet de réduire l'espace entre 2 couches de tungstène, et donc éviter de diluer la densité du détecteur, ce qui augmenterait la taille transverse de la gerbe.

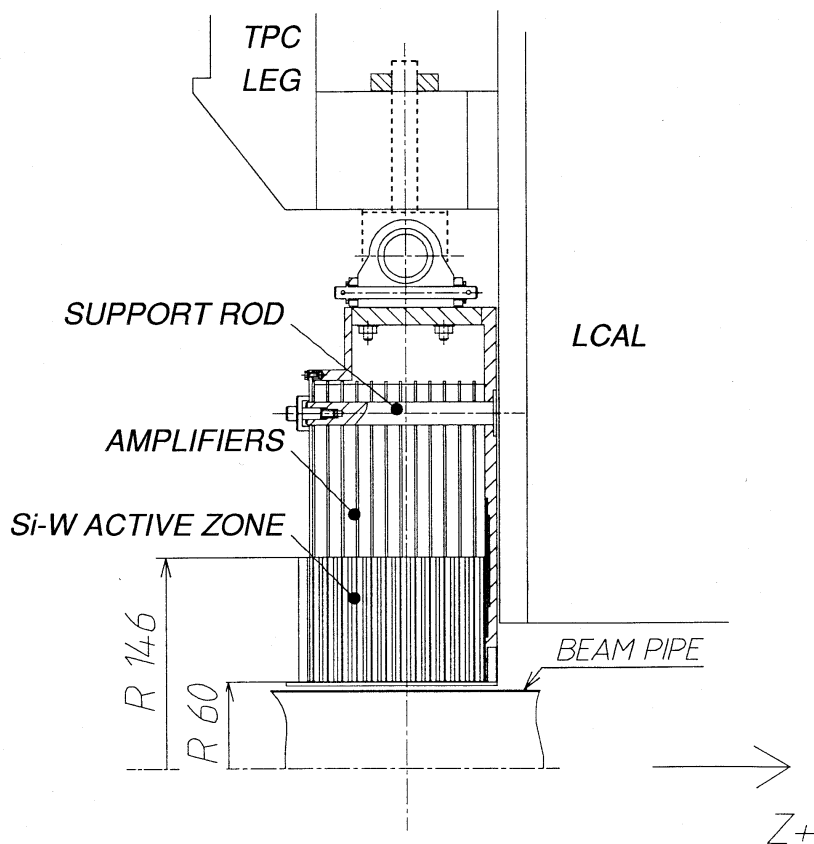


FIG. 2.3 – Vue en coupe d'un calorimètre SiCAL. Les douze mini-modules sont maintenus par les axes-guides de précision qui traversent les plaques support en G10 et en aluminium.

Le tube à vide ayant un diamètre 109 mm, on a choisi un rayon interne de la zone active du calorimètre de 60.9 mm, c'est à dire avec une tolérance de positionnement de  $\sim 5$  mm par rapport au tube à vide dans le plan transverse à l'axe du faisceau. Le rayon externe est alors fixé par la taille maximale des rondelles - 'wafer' - de silicium disponibles à l'époque: 4 pouces soit 10 cm; le rayon actif externe est alors 144.5 mm comme indiqué figure 2.4. Le luminomètre couvre ainsi l'angle solide compris entre 24 et 58 mrad. La segmentation radiale et azimuthale des détecteurs silicium est décrite chapitre 2.3.1.

Les amplificateurs de charge sont placés le plus près possible des détecteurs silicium pour diminuer le bruit électronique, et sont connectés à une carte-mère chargée de distribuer les signaux de commande et de renvoyer les signaux de sortie en liaison différentielle. L'ensemble est inclu dans une cage de Faraday de manière à éviter les interférences avec les autres détecteurs.

D'un point de vue pratique, l'assemblage autour du tube à vide impose que chaque calorimètre soit séparé en deux *moitiés*, ici droite ( $x > 0$ ) et gauche ( $x < 0$ ). Une *moitié* de calorimètre sera formée de l'empilage de 12 '**mini-modules**' identiques, composé chacun d'une couche de détection en sandwich entre deux couches de radiateur.

## 2.3 Description détaillée de la structure interne

### 2.3.1 Segmentation radiale et azimuthale de la cellule calorimétrique

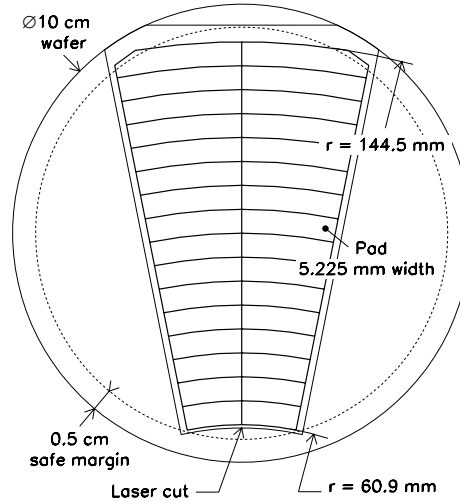


FIG. 2.4 – Détecteur au silicium. Les secteurs de  $22.5^\circ$  sont découpés dans une rondelle de silicium de 10 cm de diamètre. Un découpage circulaire au laser est utilisé à bas rayon. L'anneau de garde, qui court entre les bords externes des damiers et le bord physique du cristal, n'est pas représenté. Sur le schéma sont indiquées les segmentations radiale (16 damiers) et azimuthale (2 secteurs) des détecteurs.

La taille de la cellule calorimétrique est déterminée par la largeur de la distribution transverse de la gerbe électromagnétique. On choisira des '**damiers**' ayant une 'largeur' *radiale* de l'ordre de la moitié du rayon de Molière  $R_M$  du détecteur, puisque typiquement 90 % de l'énergie de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon  $R_M$ . Dans le cas du tungstène pur,  $R_M \simeq 7\text{ mm}$  et nous avons choisi une segmentation radiale de 16 damiers de largeur 5.225 mm (voir figure 2.4). Une 'largeur' *azimuthale* identique serait idéale, mais conduirait à un nombre de canaux peu acceptable. Le choix s'est porté sur une largeur azimuthale de  $\pi/16$ , soit  $11.25^\circ$  déterminant une cellule plus large en  $\phi$  qu'en  $R$  d'un facteur 3 - à petit rayon - à 5 - à grand rayon -. Pour avoir une bonne mesure de l'acolinéarité, nécessaire pour s'affranchir du bruit de fond des particules hors-axe, chaque couche est décalée en  $\phi$  par rapport aux couches précédente et suivante d'un tiers de la segmentation azimuthale, soit  $3.75^\circ$ . Ce décalage revient quasiment à définir des cellules de  $3.75^\circ$  en azimuth.

Chaque détecteur silicium comprend 2 secteurs azimuthaux, et un anneau de garde entoure la totalité de la zone active, d'une part pour limiter les courants de fuite sur les bords du cristal, d'autre part de façon à bien délimiter la zone active aux extrémités des damiers. Au total, chacun des 12 *mini-modules* d'un calorimètre comprend 16 cristaux divisés en deux secteurs azimuthaux de 16 damiers radiaux chacun, soit 12288 canaux de détection pour le luminomètre entier.

### 2.3.2 Description du ‘mini-module’

Un *mini-module* est un secteur semi-circulaire équipé des éléments radiateurs et de détection. Il est évidé en son centre sur un rayon de 60.9mm, supérieur de 5mm au rayon extérieur du tube à vide. Les éléments de détection (silicium) sont pris en sandwich entre deux secteurs radiateurs (tungstène) d'épaisseur  $1X_0$  chacun, correspondant à  $2X_0$  pour un *mini-module*. Nous allons maintenant décrire la structure d'un *mini-module* (figure 2.5) dans le sens de l'empilage. Sur le secteur de tungstène *aval* (par rapport à la direction de la gerbe) est collée une plaque circulaire de fibre de verre/epoxy ‘G10’ d'un diamètre extérieur supérieur. Dans cette plaque sont usinés à la fois les trous d'empilage des *mini-modules*, et les emplacements des sous-ensembles de détection ‘CESIKA’ (CEramiqueSiIciumKApTon) ainsi que les logements de leurs pions de positionnement de précision.

Un ‘CESIKA’ consiste en un pré-assemblage d'un cristal de silicium collé sur un support de positionnement en céramique dorée, et équipé d'un circuit imprimé souple en *kapton* collé sur les 32 damiers d'un cristal pour en extraire les signaux. Ce *kapton* transmet également la tension de polarisation du cristal et de l'anneau de garde. Le *kapton* est ensuite connecté vers l'extérieur à une micro-carte d'électronique ‘*front-end*’ elle même fixée sur la plaque de G10. De manière à éviter les zones mortes, les cristaux ne sont pas simplement juxtaposés, mais se chevauchent de façon à ce que les bords azimuthaux des damiers se superposent parfaitement. Cette disposition en quinconce présente par contre l'inconvénient d'augmenter l'espace entre plaques de radiateur, et donc de diluer la densité du calorimètre.

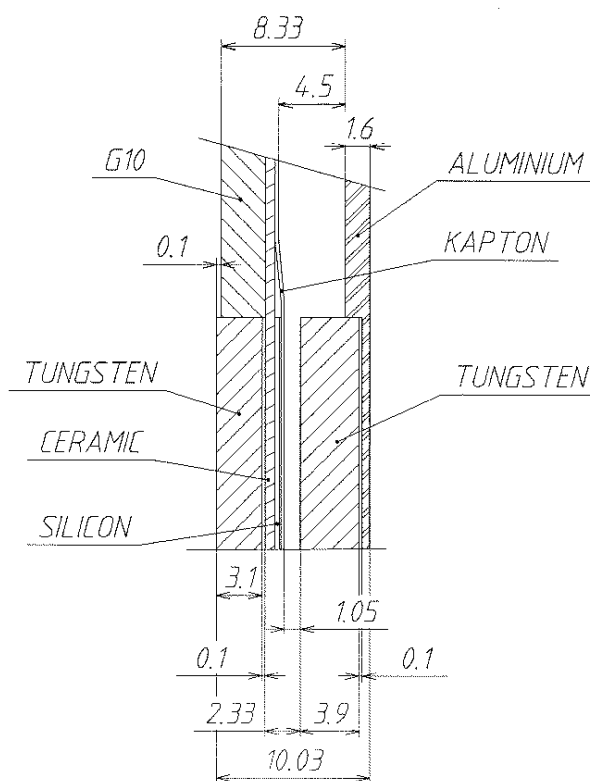


FIG. 2.5 – Vue en coupe détaillée d'un mini-module autour du rayon maximal actif. La plaque aval - à gauche - et la plaque couvercle amont - à droite - enserrant le détecteur silicium.

L'ensemble est alors fermé par un couvercle composé du secteur de tungstène *amont* collé cette fois sur une plaque d'aluminium qui sert à évacuer les calories en provenance des pré-amplificateurs de charge montés sur les cartes ‘*front-end*’.

### 2.3.3 Le demi-calorimètre

Le demi-calorimètre est constitué de la juxtaposition de 12 *mini-modules* par empilage sur des axes de guidage. L'épaisseur d'échantillonnage de la gerbe est alors constituée de la plaque radiateur *aval* d'un *mini-module* et de la plaque *amont* du *mini-module* suivant, c'est-à-dire  $2X_0$ . La face d'entrée du calorimètre reçoit une plaque additionnelle de  $1X_0$  de tungstène, de manière à ce que la première couche de détection rencontrée par la gerbe soit précédée de la même longueur d'échantillonnage que les autres couches du calorimètre. La plaque la plus *aval* du calorimètre protège les éléments de détection de la radiation synchrotron de l'accélérateur. L'épaisseur totale d'un demi-calorimètre est donc en fait  $25X_0$ .

Les *mini-modules* sont identiques à la rotation de  $3.75^\circ$  d'une couche à sa voisine près. Ceci minimise la projectivité des zones sans radiateur; cet effet est totalement supprimé en usinant les rayons des secteurs semi-circulaires de tungstène non pas à angle droit, mais avec un angle de  $36^\circ$  par rapport à la surface du secteur. Cette astuce facilite également l'assemblage des deux moitiés de calorimètre autour du tube à vide, chaque *mini-module* droit étant automatiquement centré par rapport à son homologue gauche.

## 2.4 Les paramètres de l'électronique de lecture

Les contraintes imposées à l'amplificateur de charge concernent en premier lieu le rapport signal/bruit et la gamme dynamique exploitable pour une utilisation calorimétrique.

Dans un détecteur au silicium d'épaisseur  $300\mu m$ , une particule au minimum ionisant (*mip*) dépose  $\simeq 22ke^-$ , soit  $3.6fC$ . Au maximum de la gerbe, c'est à dire vers  $8X_0$ , des simulations ont montré que l'on attendait l'équivalent de quelques centaines de *mip*'s pour une gerbe électromagnétique de 50 GeV. En conséquence, un rapport signal/bruit de l'ordre de mille impose un bruit électronique inférieur à environ  $0.3\ mip$ , soit  $\simeq 7ke^-$ .

La gamme dynamique nécessaire pour le *SiCAL* est dictée non seulement par la mesure d'électrons de 45 GeV au pic du  $Z$ , mais aussi par la future montée en énergie du *LEP* jusqu'à 100 GeV. L'énergie maximale susceptible d'être déposée dans un damier est de l'ordre de 600 *mip*'s, ce qui, compte tenu des fluctuations de gerbe et d'une marge de sécurité, nous amène à une gamme dynamique d'environ 1000 *mip*'s. La valeur exacte de la gamme dynamique nécessaire doit être mesurée en faisceau de test, car elle n'est pas connue à l'époque de la conception du détecteur.

Le choix s'est porté sur un circuit monolithique *ASIC* ('*Application Specific Integrated Circuit*') développé par le *CERN* en collaboration avec *IMEC (Belgique)* pour le détecteur central à silicium de l'expérience *UA-2* [20]. Ce circuit, l'*Amplex*, possède pour chacune des 16 voies traitées en entrée un pré-amplificateur de charge, un circuit de mise en forme du signal, un dispositif d'échantillonnage-mise en mémoire ('*Sample-and-Hold*'). Des signaux de commande permettent de multiplexer les signaux de sortie sur une ligne unique. Il est donc adapté aux convertisseurs analogique/digital (*ADC*) multiplexés développés pour les calorimètres électromagnétiques *ECAL* d'*ALEPH*, que nous utilisons également pour des raisons de standardisation des systèmes *en-ligne* appliquée dogmatiquement dans *ALEPH*. Pour une raison similaire, on emploie le *séquenceur* du *ECAL* pour synchroniser le multiplexage de l'*Amplex* et la conversion dans les *ADCs*. La chaîne électronique à réaliser peut donc reprendre des éléments éprouvés et se limiter aux cartes spécifiques au détecteur.

Par contre, point noir majeur, l'*Amplex* n'est linéaire que dans la gamme 0-50 *mip*'s, avec une tension maximale de sortie de 1.5 Volts. Notre application, qui demande une linéarité de 0 à 1000 *mip*'s et une tension de sortie de l'ordre de 5 Volts pour s'adapter aux *ADCs*, a donc besoin d'une modification de l'*Amplex*. De plus la mesure de luminosité basée sur le partage de l'énergie nécessite une calibration relative des canaux de l'ordre de 1 %. Pour cela, il faut inclure dans l'*ASIC* un circuit de calibration interne. Enfin, étant le seul détecteur dans son domaine angulaire, *SiCAL* doit pouvoir déclencher la

lecture des événements de physique s'y produisant. Dans un calorimètre de ce type, le déclenchement est généralement basé sur l'énergie totale déposée, et le temps imparti pour la décision de déclenchement de premier niveau ne permet pas une lecture individuelle de chaque canal pour en faire des sommes. En conséquence, l'Amplex doit de plus être muni d'un dispositif fournissant la somme analogique des 16 signaux provenant d'un secteur en  $\phi$  de  $11.25^\circ$  - le 'Fast-Or' de toutes les voies d'entrée.

### 2.5 Les 'routes' du déclencheur

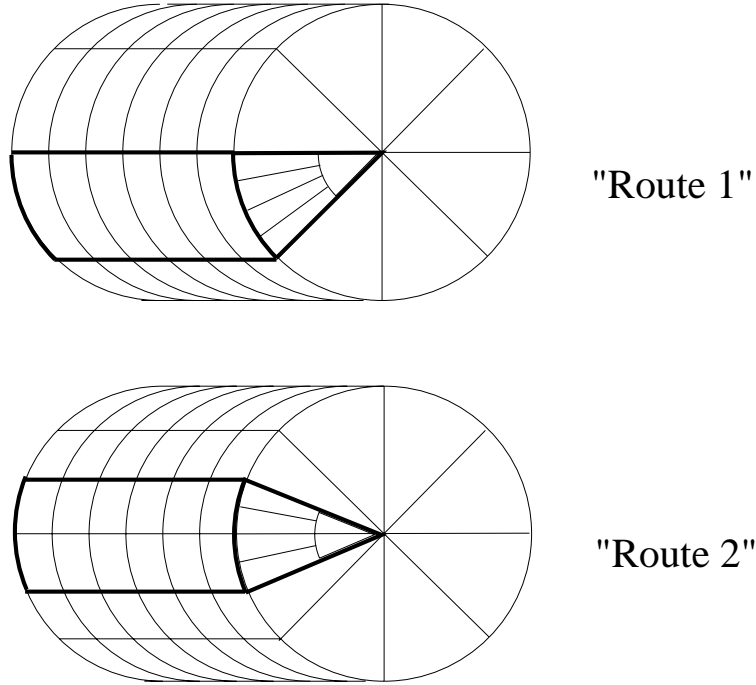


FIG. 2.6 – Segmentation du déclencheur en routes de largeur  $45^\circ$ . Le décalage de  $22.5^\circ$  de la route 2 par rapport à la route 1 assure que la gerbe est contenue dans au moins l'une d'entre elles.

Le déclenchement du SiCAL est prévu pour être 100% efficace sur des événements de topologie *Bhabha radiatif*. Le déclencheur du SiCAL n'utilise que les dépôts d'énergie dans les deux calorimètres, et doit auto-monitorer son efficacité. Pour cela, nous avons choisi de définir des sous-déclencheurs, redondants et indépendants, dérivés de sommes d'énergies sur tous les *mini-modules* **pairs** ou **impairs** de l'assemblage de chaque calorimètre, organisées en **routes** sectorielles de largeur  $\Delta\phi = 45^\circ$  (par exemple la 'Route 1' de la figure 2.6). Ces routes, correspondant à deux cristaux de silicium en projection parallèlement à l'axe  $z$ , sont suffisamment larges pour contenir l'énergie totale d'une gerbe électromagnétique dans un détecteur dense, même si leur bordures sont affectées par la rotation de  $3.75^\circ$  d'un *mini-module* à l'autre. Le problème des gerbes à cheval sur deux routes voisines est résolu en définissant une deuxième série de routes décalées en  $\phi$  de la largeur d'un cristal de silicium (la 'Route 2' de la figure 2.6). Au total, avec huit routes pour chacune des sommes paires et impaires, doublées par les routes déphasées, on dispose de 32 sous-déclencheurs pour chaque calorimètre. Le déclencheur peut alors être formé en utilisant des coïncidences programmables des signaux en provenance de chacun des calorimètres lorsque les sous-déclencheurs satisfont une condition d'énergie minimale.

La modularité du système permet de présélectionner si on le souhaite des événements colinéaires, ou au contraire de supprimer des coïncidences dans le plan horizontal où se situe le bruit de fond des particules hors-axe. L'efficacité du déclencheur peut être déterminée en utilisant la redondance des routes

paires et impaires, ou en définissant plusieurs conditions de déclenchement dans un seul calorimètre avec des seuils d'énergie différents. Toute cette logique est évidemment spécifique au *SiCAL* et doit être réalisée en se conformant aux standards d'*ALEPH*, en utilisant les 768 signaux rapides '*Fast-Or*' en provenance des *Amplex*.

## **2.6 Planning de construction**

A la genèse du projet en 1989 [15], la première estimation du temps nécessaire à la construction et à l'installation du luminomètre faisait état de 12 mois, de façon à pouvoir utiliser *SiCAL* pour la prise de données de 1990. Les calorimètres ne comprenaient alors que 10 couches de silicium, et il n'avait pas été prévu de modifier l'*Amplex*. Début 1990 [16], une seconde estimation qui en tenait compte supposait une durée de 22 mois à partir du début du projet, avec un premier glissement dû aux difficultés rencontrées dans la lecture des signaux telle qu'elle était initialement conçue (voir chap. 3.1). Ce dernier planning fut presque respecté, puisque le *SiCAL* fut installé non pas début 1992 mais au cours de la prise de données de cette année là.

Nous allons maintenant nous intéresser à la construction du détecteur (chap. 3), et décrire comment furent utilisées les deux années précédant l'installation dans l'expérience *ALEPH*.

## Chapitre 3

# Construction du détecteur

Le groupe de Saclay a pris en charge la validation des choix techniques par l'étude des différents composants actifs du détecteur, silicium et *Amplex*, ainsi que la totalité de la conception mécanique et la construction des 2 calorimètres. Dans ce chapitre, où nous ne décrirons que les éléments propres au *SiCAL*, nous ne pourrons éviter d'entrer dans quelques détails techniques utiles pour comprendre comment le cahier des charges (chap. 2.1) a pu être respecté.

### 3.1 Les détecteurs silicium

D'un point de vue électrique, les cristaux de silicium utilisés pour la détection sont des **diodes polarisées en inverse**. La polarisation en inverse a pour but de vider la totalité de l'épaisseur du cristal de porteurs de charge, phénomène connu sous le nom de *déplétion*. Cette *déplétion* est obtenue en appliquant une tension, d'autant plus faible que la résistivité est élevée, sur les 2 faces du cristal. Pour notre application, la tension de polarisation est établie entre une face aluminisée commune aux 32 damiers, et la face opposée de chaque damier lue individuellement. Le schéma électrique équivalent est celui de 32 capacités mises en parallèle. A la *déplétion* complète, un damier est électriquement indépendant de son voisin, aux effets de diaphonie près, et il n'y a pas de zone inactive entre deux damiers voisins.

Les principales spécifications concernant la fourniture des 400 détecteurs *PIPS - Passivated Implanted Planar Silicon* - étaient les suivantes:

- L'épaisseur est de  $300\mu m$  avec une planéité de  $\pm 8\mu m/10cm$ , et une dispersion maximale de  $15\mu m$  entre détecteurs.
- La segmentation du cristal en damiers est obtenue par photolithographie avec une reproductibilité de  $\pm 2\mu m$ . La séparation entre damiers est de  $100\mu m$ .
- Un anneau de garde de largeur  $100\mu m$  entoure la partie active de la diode à  $100\mu m$  de distance, et permet une définition des damiers sur les bords à la précision de la photolithographie.
- Le silicium cristallin utilisé doit être à haute résistivité ( $\geq 7K\Omega cm$ ) pour minimiser les courants de fuite et les tensions de polarisation appliquées pour *dépléter* totalement le cristal.
- Le courant de fuite de la diode polarisée en inverse à la *déplétion* complète doit être  $\leq 20nA$  par damier, et la somme des courants de 5 damiers quelconques du cristal doit être inférieure à  $100nA$ . Ce dernier point est imposé par l'électronique '*front-end*' dont l'amplificateur de charge risque la saturation suivie du blocage (phénomène dit de '*Latch-Up*').
- Le bord inférieur du cristal sera usiné circulairement, de façon à ce que le plus petit damier soit le plus près possible du tube à vide.

Hormis ces contraintes, un aspect important de la mise au point d'un détecteur à damiers de silicium est la méthode utilisée pour extraire les signaux.

### 3.1.1 Etude de l'extraction du signal

A l'origine du projet, il avait été prévu que les signaux en provenance des damiers soient recueillis par des pastilles d'élastomère conducteur, comprimées à  $20\text{g/mm}^2$  entre la face aluminisée de 700 nm déposée sur le silicium et un circuit imprimé supportant les préamplificateurs. Cette solution, éprouvée pour les connexions des affichages de montres ou de calculatrices, présente plusieurs défauts pour notre application. D'une part elle rajoute de l'épaisseur, ce qui dilue la densité du détecteur, d'autre part le maintien de la pression de façon homogène sur une longueur de 7 cm n'est pas trivial, enfin la connectivité à long terme en milieu potentiellement humide n'est pas garantie. Nous avons également observé au microscope que les fins fils de connexion abîmaient la surface aluminisée des damiers, et ce type de montage nous fut déconseillé par les fournisseurs de silicium.

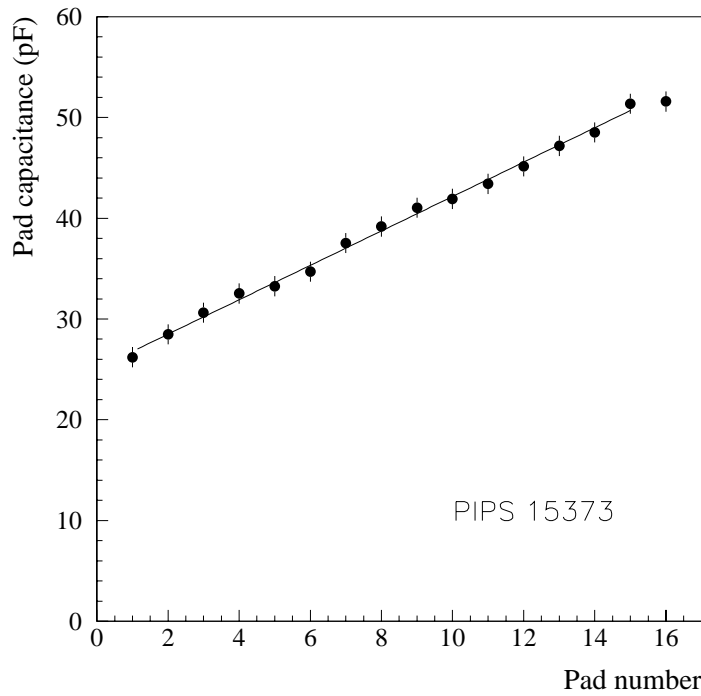


FIG. 3.1 – Variation de la capacité pour les 16 damiers d'un cristal de silicium entièrement déplété.

Une autre solution fut essayée, consistant à déposer une fine couche d'isolant de polyamide sur toute la surface du cristal, puis à déposer des pistes métalliques jusqu'au bord supérieur du cristal où des plots permettent par micro-soudure ultrasonique - 'wire bonding' - d'extraire les signaux jusqu'au support céramique du cristal. De nouvelles pistes sont tracées sur la céramique pour permettre le collage d'un circuit imprimé souple convoyant les signaux jusqu'aux micro-cartes 'front-end'. Des épaisseurs de polyamide variant de 2 à 12  $\mu\text{m}$  furent employées sur des cristaux prototypes fournis par 3 fabricants ([21], [22], [23]).

Afin d'évaluer les performances de ces diodes, nous nous sommes munis d'un banc de test spécifique permettant de mesurer les capacités et les courants de fuite des damiers d'un cristal. Pour cela, tous les damiers sont polarisés avec une tension continue réglable de 0 à 80 Volts. Le damier que l'on veut mesurer constitue la partie capacitive d'un circuit *RLC* parallèle dont on mesure la fréquence de résonance  $\omega_0$ , pour en déduire la capacité  $C = 1/(L\omega_0^2)$ . Les valeurs de capacité obtenues à *déplétion* complète ( $V_{bias} \simeq 40\text{Volts}$ ) sont indiquées figure 3.1 pour un cristal dépourvu de pistes de lecture. Elles varient linéairement de  $25\text{pF}$  pour le damier de plus petit rayon à  $50\text{pF}$  pour le damier de plus grand rayon.

Pour les cristaux équipés de piste de lecture, on mesure des capacités additionnelles, d'autant plus importantes que la piste est longue, et que l'épaisseur d'isolant polyamide est petite. Malheureusement, augmenter cette épaisseur devient problématique pour les fabricants de silicium, puisque la piste doit franchir la *marche* d'isolant en partant du damier, et les traitements thermiques ultérieurs pour le collage du cristal sur la céramique conduisent souvent à une rupture de connexion. De plus, la présence de polyamide sous les plots de soudages rend le *'wire-bonding'* hasardeux. Ces capacités additionnelles de l'ordre de **30pF**, source de couplage et donc de diaphonie entre les différents damiers, nous ont amené à considérer un deuxième dessin de pistes sur le bord externe du cristal. Les mesures ont montré là encore des capacités additionnelles d'environ **20pF**, indépendantes des épaisseurs d'isolant. De plus, la tension de polarisation nécessaire à la *déplétion* complète augmente jusqu'à **80Volts**, créant des courants de fuite importants.

Le peu de succès de ces tests d'évaluation d'une technologie de pointe prometteuse nous ont contraint fin 1990 à changer notre fusil d'épaule pour revenir à une solution plus *'rustre'* qui avait été écartée lors de la lettre d'intention: *le collage*.

#### 3.1.2 La solution retenue

Le collage présentait alors à nos yeux l'inconvénient d'un vieillissement mal contrôlé dans un milieu soumis aux radiations. Nous avons fait réaliser un *kapton* épais (**180 $\mu m$** ) comportant des pistes de lecture espacées, et munis de larges plots circulaires pour le collage sur la face aluminisée des damiers. Les collages effectués avec une colle epoxy chargée à l'argent (*Epotechny*) ont subi des tests de vieillissement accéléré: cycles thermiques, table vibrante et irradiation. Aucun décollement ne fut observé, ni coupure de connexion, et la solution fut retenue.

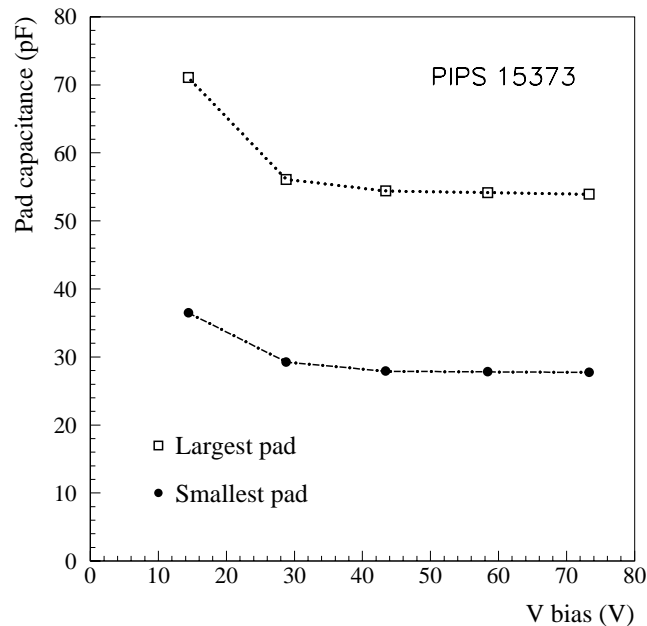


FIG. 3.2 – Courbes de déplétion pour le plus petit (cercles pleins) et plus grand damier (cercles ouverts), montrant la déplétion complète autour de 35 Volts.

Les capacités des détecteurs mesurées à l'extrémité du *kapton* sont alors celles montrées figure 3.1, les courants de fuite sont typiquement inférieurs à 5 nA par pad. Des courbes de *déplétion* - capacité en

fonction de la tension de polarisation - du plus petit et du plus grand damier sont indiquées figure 3.2, pour un cristal utilisé dans le *SiCAL*.

Les 400 diodes du luminomètre ont été fournies par *Canberra Semiconductors*, et livrées régulièrement de début 1991 à mi-1992. Chaque cristal a fait l'objet de mesures de courant de fuite de chaque damier avec le banc de test précédemment cité. Les cristaux satisfaisant le cahier des charges ont alors été assemblés au support de céramique dorée de  $635\mu m$  d'épaisseur avec la colle conductrice. Pour cela, le cristal est aligné sous microscope par rapport au trou de positionnement de la céramique, puis mis au four à  $120^\circ C$  pendant 2 heures pour le collage silicium-céramique. L'ensemble est vérifié sous microscope, et la distance  $D$  entre la ligne de séparation des damiers 14 et 15 et le trou de positionnement est mesurée avec une précision de  $9\mu m RMS$  pour l'ensemble des cristaux (figure 3.3). Une seconde phase de collage est effectuée pour l'assemblage avec le *kapton*, avant un nouveau passage sur le banc de mesure des courants de fuite. A l'issue de ces premières étapes, l'ensemble *C*Éramique-*S*ilicium-*K* Apton (*CESIKA*) est prêt à être installé dans un *mini-module* et connecté à une carte '*front-end*'.

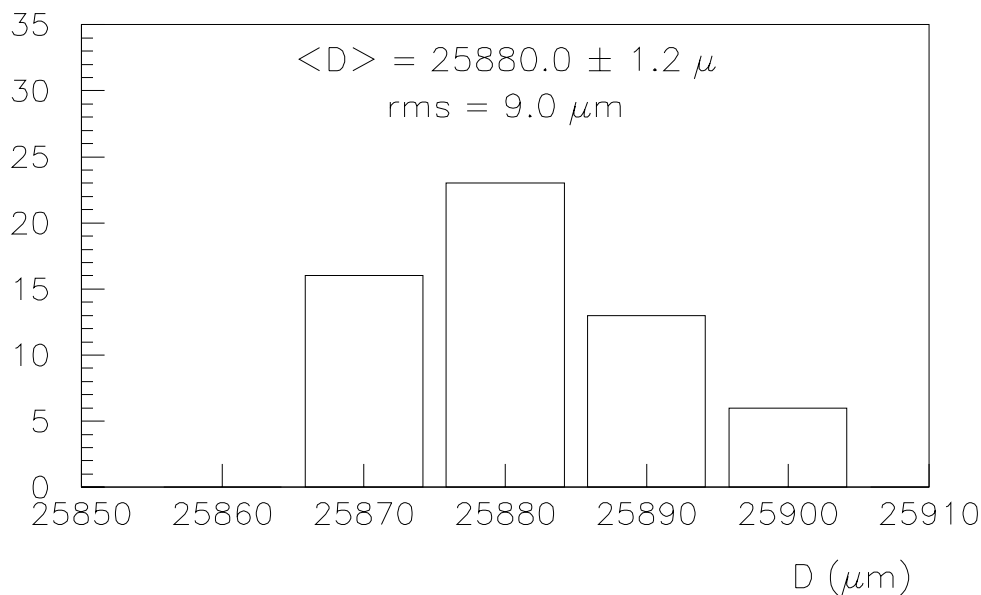


FIG. 3.3 – Précision du positionnement du cristal par rapport au trou de référence du support céramique.

Le taux de rejet des cristaux, soit à la réception, soit après les traitements thermiques de collage, fut de 40% c'est à dire bien supérieur aux prévisions. Il est à mettre au compte, pour une très large fraction, à l'exigence de découpe circulaire à bas rayon. Cette découpe, effectuée par laser au dernier stade de la fabrication, amène une fusion locale du cristal qui peut resulter en des défauts structuels du silicium au voisinage du bords. La distance entre le bord du cristal et l'anneau de garde n'étant que de  $600\mu m$  à bas rayon, les différents traitements thermiques ont souvent servi de révélateurs de ces défauts. Lorsqu'en 1993 nous nous adressâmes au fabricant pour une nouvelle production (chap. 4.2), le dessin du damier de plus bas rayon fut modifié pour permettre une coupure classiquement droite à la scie diamantée sur le bord inférieur des cristaux.

## 3.2 L'amplificateur de charge *Amplex*

### 3.2.1 Les itérations de mise au point

La mise au point du circuit *Amplex* s'est faite par itérations successives. Rappelons que l'*Amplex 1* possédait une gamme de linéarité de 50 *mip*'s, et une tension de sortie de 1.5 Volts.

La première évolution - *Amplex 2* - vit le jour début 1990. La gamme de linéarité avait été portée à 100 *mip*'s, et la tension de sortie à 2.8 Volts pour une consommation maximale de 200 mW par circuit.

La gamme dynamique nécessaire pour notre utilisation calorimétrique étant alors inconnue, nous avons eu recours à des tests en faisceau *X7* au *CERN* en avril 1990 pour déterminer la charge maximale vue par un damier au maximum d'une gerbe électromagnétique. Un cristal prototype unique fut enveloppé dans une mince cage de Faraday en cuivre, et intercalé entre deux épaisseurs de tungstène formées de juxtaposition de plaques variant de  $0.5 X_0$  à  $24 X_0$ . Un système classique basé sur des hodoscopes fins permettait de déclencher sur les particules du faisceau. Le signal du damier sélectionné était préamplifié par un module *ORTEC 142AH* et pouvait être lu au moyen d'une acquisition rustique constituée d'un *QVT LeCroy* lu par un *Caviar*. Après calibration de la chaîne d'électronique, la distribution de la charge collectée à une profondeur de  $6.5 X_0$  pour des électrons de 50 GeV centrés dans un damier large est indiquée figure 3.4a.

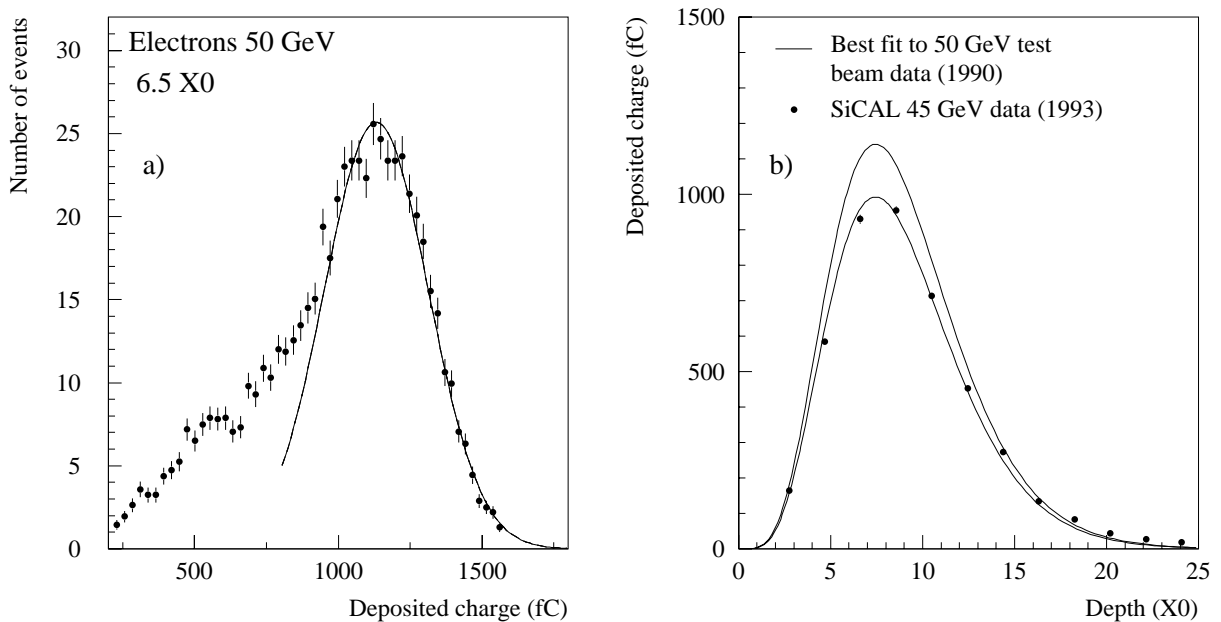


FIG. 3.4 – (a) Charge déposée dans un damier situé à  $6.5 X_0$ . Le fit donne la valeur la plus probable. (b) Ajustement des valeurs les plus probables en fonction de la profondeur pour des électrons de 50 GeV en faisceau de test, comparé aux données prises au LEP pour des événements Bhabha de 45 GeV.

La totalité du profil longitudinal de la gerbe a pu être reconstruit en variant l'épaisseur de tungstène jusqu'à  $20 X_0$  par pas de  $1 X_0$ . La courbe continue indiquée figure 3.4b est un ajustement des valeurs les plus probables à la profondeur  $t$  de la forme:

$$Q = q_0 t^a e^{-bt}.$$

L'utilisation de faisceaux d'électrons de 35, 50, 70 et 100 GeV a montré que la réponse du damier au maximum de la gerbe, autrement dit la densité de particules dans un angle solide déterminé, variait

linéairement avec l'énergie de l'électron. D'autre part, la courbe de Landau de réponse à des muons de 70 GeV montre une valeur la plus probable de  $3.6 fC \equiv 1 mip$ . La gamme dynamique de l'*Amplex* a été déterminée en prenant la valeur la plus probable de réponse à des électrons de 50 GeV à  $8 X_0$ , augmentée de  $2 \sigma$  de la distribution et corrigée d'un facteur 2 pour prévoir la phase *LEP 200*, ainsi que d'une marge de sécurité de 20 % : 3735fC soit environ 1000 *mip*. On peut alors prévoir la capacité de contre-réaction de l'amplificateur de charge pour une tension de sortie maximale de 6 Volts : 0.622 pF. Pour être sensible à 1 *mip*, le bruit de la chaîne électronique complète doit donc être inférieur à 6 mVolts et l'ADC doit compter sur au moins 12 bits, ce que vérifie le module utilisé pour les calorimètres électromagnétiques d'*ALEPH*.

L'*Amplex 3* fut disponible à l'été 1990 avec, d'une part une tension de sortie comprise entre -2 et +4 Volts et une linéarité étendue à 1000 *mip*'s, d'autre part un circuit de calibration interne et un *fast-or*. Le circuit de calibration se compose pour chaque voie de capacités d'injection de 2 pF, d'un registre permettant la sélection de la voie et de l'interrupteur CMOS nécessaire à l'injection. La dispersion des capacités de calibration dans un même *Amplex* est de l'ordre de  $\pm 3\%$ . Le *fast-or* consiste en une mise en parallèle des sorties de chaque voie. Il en résulte une moyenne analogique des signaux amplifiés des 16 damiers d'entrée. L'*Amplex* est simplement mis en mode *fast-or* en activant une à une toutes les voies au moyen de signaux de commandes. Ceci doit être fait avant chaque croisement de faisceau pour initialiser le déclenchement du *SiCAL*.

---

|                                     |                                  |
|-------------------------------------|----------------------------------|
| Technologie du circuit              | 3 $\mu m$ CMOS                   |
| Nombres de voies d'entrée           | 16                               |
| Gamme dynamique                     | 3.8 pC (1000 <i>mip</i> 's)      |
| Bruit ENC ( $C_{det} = 50$ pF)      | 0.5 fC (0.13 <i>mip</i> )        |
| Tension de sortie maximale          | 5.6 V                            |
| Courant d'entrée maximal            | 400 nA/voie                      |
| Temps du pic                        | 250 ns                           |
| Linearité                           | 1% (gamme entière)               |
| Résolution                          | $\pm 1 mip$                      |
| Dispersion des gains                | $\pm 1\%$                        |
| Diaphonie (dépend du temps du HOLD) | -1.6 to -2.2%                    |
| Signaux de commande (ECL)           | CLOCK, PRESET, CHANNEL SELECT    |
| Gamme de linéarité du Fast-OR       | 500 <i>mip</i> 's                |
| Capacités de calibration internes   | 2 pF ( $\pm 0.3\%$ dans un chip) |
| Consommation électrique             | 200 mW/chip                      |

---

TAB. 3.1 – Spécifications de l'amplificateur de charge multiplexé *Amplex-SiCAL*.

L'*Amplex 3* souffrait d'un défaut mineur mais rédhibitoire: à cause d'une erreur dans la conception du circuit de multiplexage, la sortie du circuit n'était pas utilisable. Une nouvelle itération nous fournit en début d'année 1991 l'*Amplex 3b* qui donna toute satisfaction, au banc de test et lors d'une deuxième campagne de faisceau de tests en 1991, et fut mis en production pour l'été 1991. Les principales spécifications de cet *Amplex-SiCAL* sont résumées tableau 3.1.

### 3.2.2 Autres caractéristiques de l'Amplex

Le bruit capacitif équivalent - *ENC* pour 'Equivalent Noise Charge' - de chaque voie dépend de la capacité du damier qui lui est connecté. Nous avons mesuré ce bruit:

$$ENC = 800e^- + (38e^-/pF \times C_{det}(pF)) ,$$

qui, pour les capacités de nos damiers, vaut  $\simeq 0.2 mip$ . Le bruit total de la chaîne électronique de chaque damier est alors inférieur à 1 coup d'ADC, et nous le monitorons régulièrement dans *ALEPH* par la mesure du  $\sigma$  des piédestaux.

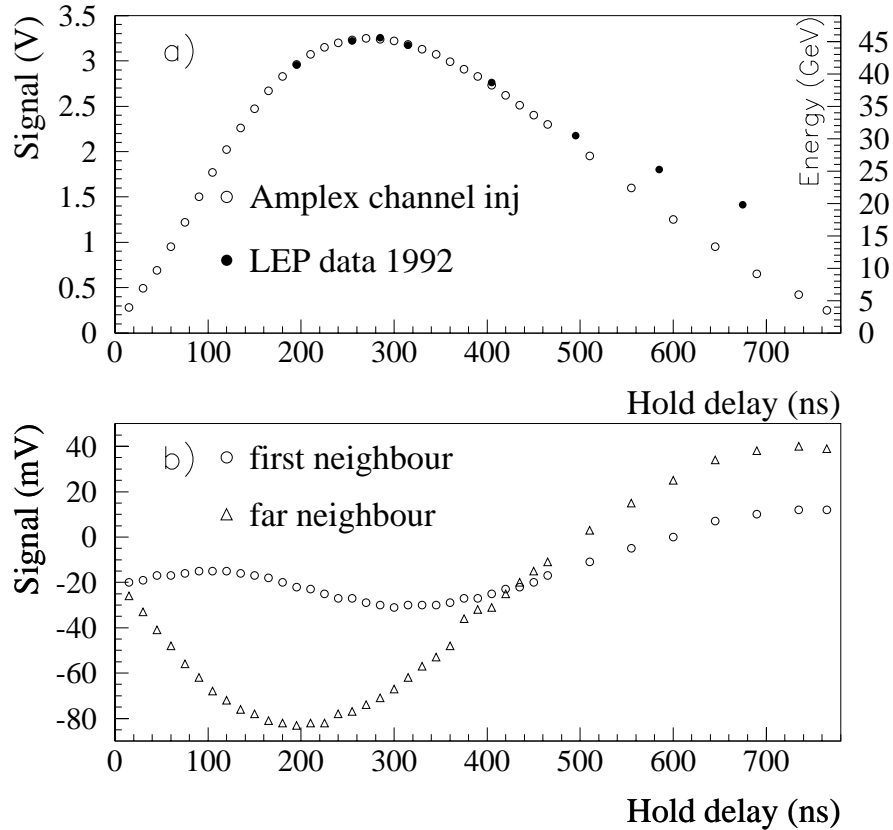


FIG. 3.5 – (a) Réponse à une injection de 1 Volt en fonction du temps compté à partir de l'injection (cercles ouverts). Les données de gerbes de 45 GeV au LEP, en fonction du temps écoulé depuis le croisement des faisceaux, sont surimposées pour illustrer l'effet de diaphonie (cercles pleins). (b) Evolution en temps de la diaphonie mesurée en calibration sur un canal voisin proche (cercles ouverts) ou lointain (triangles) du canal injecté.

Une des caractéristiques de l'Amplex non souhaitée est une variation du gain en fonction du numéro de la voie, due à l'architecture interne du circuit. Le gain augmente ainsi de 2% entre la voie 1 et la voie 16, de façon linéaire. Pour contre-balancer cet effet, nous avons mis à profit la dépendance du gain en fonction de la capacité du détecteur associé:  $-0.35\%/pF \times C_{det}(pF)$ . Pour nos damiers, cet effet introduit une variation de gain de -10% (resp. -20%) pour le plus petit (resp. grand) rayon. Le dessin du *Kapton* a donc été prévu pour connecter le plus petit damier à la voie 1 de l'Amplex, et le plus grand à la voie 16. L'effet résiduel, un gain plus faible à numéro de voie croissante - hormis pour la voie 16 affectée d'un gain systématiquement plus fort -, est corrigé par la procédure de calibration en énergie (cf 5.2).

Un effet de diaphonie a pu être mesuré en mode de *calibration interne*. Dans ce mode, on injecte une charge sur une voie unique, et mesure la réponse des 16 voies de l'*Amplex*. La sortie du circuit de mise en forme peut être laissée libre - mode '*TRACK*' -, ou mise en mémoire à un temps choisi - mode '*HOLD*'. La distribution de la réponse en fonction du temps écoulé depuis l'injection de charge est indiquée *figure 3.5a* pour la voie sur laquelle a été faite l'injection, et *figure 3.5b* pour une voie contiguë (cercles) et une voie lointaine (triangles). L'abscisse '*Hold delay*' à l'origine correspond donc au temps de passage des particules. On voit que la diaphonie des voisins est négative tant que le signal n'a pas atteint son maximum, soit 250 ns, et devient positive après 500 ns. Il est clair que pour notre utilisation, on aura tendance à maximiser le signal dans les damiers traversés par les particules de la gerbe, et minimiser la diaphonie; ces deux conditions seront réalisées en choisissant un temps de *HOLD* vers 300 ns. En d'autres termes, on '*photographiera*' les signaux de l'*Amplex* 300 ns après le passage des particules, et les conservera en mémoire sur des capacités internes de façon à pouvoir les relire séquentiellement jusqu'à 1 ms plus tard. Sur la *figure 3.5a*, on a surimposé la distribution de l'énergie totale des gerbes électromagnétiques pour des événements Bhabha, recueillie en variant le temps du *HOLD*; on y voit clairement l'effet de diaphonie positive à partir de 500 ns. Une précision concernant le mode *HOLD*: la mise en mémoire par blocage capacitif garantit une chute du signal inférieure à 2 mV sur 10 ms, c'est à dire plus petite que la résolution de l'*ADC* pendant la durée du cycle de lecture (cf chap. 4.5).

### 3.2.3 La carte '*front-end*'

La sélection des circuits *Amplex* fut effectuée en demandant une dispersion des gains inférieure à 2% sur les 16 voies, ce qui rejette 25% du lot. Les circuits sont montés par paire sur une micro-carte '*front-end*' qui assure la distribution des tensions d'alimentation et de polarisation du cristal, des signaux de commande et de calibration. Chaque entrée provenant d'un damier est protégée par une résistance série de 150 $\Omega$ . La mesure du courant de fuite du cristal entier est assurée au moyen d'une résistance de 100K $\Omega$ . Un deuxième circuit de calibration - dite *externe* - par couplage capacitif avec 8 entrées adjacentes de l'*Amplex* est également installé sur cette carte afin de permettre des vérifications rapides de la chaîne électronique. La consommation moyenne de ces cartes est de 400 mW, ce qui nécessite un système de refroidissement (cf chap. 4.1).

La carte '*front-end*' est connectée au monde extérieur par des cables plats partiellement blindés de 25 points, connectés à une carte-mère qui d'une part rassemble et organise les signaux des 12 *mini-modules* afin de les envoyer vers les ADC's en liaison différentielle sur 30 m, d'autre part distribue les signaux et tensions nécessaires aux 96 cartes '*front-end*'.

Citons enfin la tenue aux radiations du circuit *Amplex*, de l'ordre de 250 krad. Les estimations du niveau de radiations dans l'environnement du SiCAL font état de moins de 300 rad/an en fonctionnement normal. Seule la perte d'un faisceau dans le SiCAL peut mettre en danger les *Amplex*, ce qui bien sûr arriva peu après l'installation du SiCAL dans ALEPH. Certains *Amplex* se retrouvèrent bloqués ('*Latch-up*') et furent récupérés par cyclage des basses tensions. Par la suite, une procédure consistant à couper les tensions de polarisation des cristaux hors des phases de prise de données fut mise en œuvre, augmentant ainsi la capacité des diodes silicium et protégeant l'amplificateur dont le gain chute d'un facteur 4.

## 3.3 Les *mini-modules*

Lors des tests en faisceau de 1990, l'effet d'élargissement de la gerbe fut étudié en augmentant l'épaisseur d'air séparant les plaques de radiateur et le cristal de silicium. La *figure 3.6* montre la variation de la réponse d'un damier situé à  $5 X_0$  sous un faisceau d'électrons de 50 GeV en fonction de cette épaisseur d'air. On y voit une perte de signal de -5%/mm. Cet effet touche directement le SiCAL, puisque les cristaux de silicium d'un *mini-module* y sont disposés en quinconce pour éviter les zones mortes. Afin

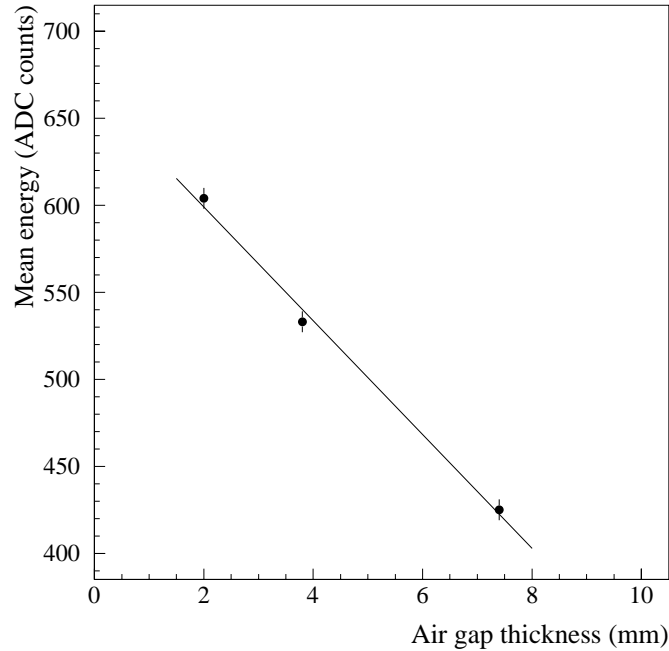


FIG. 3.6 – Réponse d'un damier en fonction de l'épaisseur d'air entre le cristal et le tungstène.

de minimiser les différences de réponse entre cristaux adjacents, l'espace séparant 2 cristaux adjacents a été choisi aussi petit que possible -  $200\mu m$  -, compte tenu du champ électrique créée par la tension de polarisation des cristaux, dont les faces se retrouvent en vis-à-vis sur le bord. Les cotes des faces avant diffèrent alors de  $500\mu m$  d'un cristal à son voisin. D'un autre côté, le cristal se trouvant le plus près de la plaque de radiateur *amont*, sera séparé de la plaque de radiateur *aval* par une épaisseur de G10 plus importante, et verra donc moins de particules rétro-diffusées. Les 2 effets se compensent partiellement, mais on observera tout de même une variation de 4% de l'énergie des gerbes au passage d'un secteur en  $\phi$  de  $22.5^\circ$  à son voisin.

Idéalement, le matériau du radiateur doit être le plus dense possible si l'on veut minimiser les tailles longitudinales ( *petit*  $X_0$ ) et transverses ( *petit*  $R_M$ ) des gerbes. Le tungstène pur, de densité  $\rho = 19.3g/cm^3$  et le longueur de radiation  $X_0 = 0.35cm$  présente 2 inconvénients: il est difficile à usiner pour obtenir la planéité voulue, et il est cher. Deux types d'alliages nous furent alors proposés:

- l'alliage *D185* de densité  $\rho = 18.5g/cm^3$ , composé de 97.0% W, 1.6% Ni, 0.8% Fe et 0.6% Cu.
- l'alliage *D18K* de densité  $\rho = 18g/cm^3$ , composé de 95.0% W, 3.2% Ni, 0.3% Fe et 1.5% Cu.

La présence de matériau magnétique dans ces alliages nous a amené à calculer la force exercée sur le calorimètre entier dans le champ magnétique de 1.5 Tesla qui régnait dans la partie centrale d'*ALEPH*. Il en ressort que le premier alliage induit une force de quelques  $kgF$ , donc acceptable, et perturbe très peu les lignes de champ dans cette région de l'expérience. Les rondelles de tungstène, obtenues après compression d'une poudre des composants - *frittage* à haute température -, ont été usinées chez le fabricant [24], puis coupées en 2 moitiés pour obtenir l'angle de  $36^\circ$ . De façon à ménager un espace plus important pour les cartes '*front-end*', la plaque de tungstène *amont* possède une épaisseur plus importante - 3.9mm - que la plaque *aval* - 3.1mm - (voir figure 2.5). L'ensemble des deux plaques, c'est à dire la longueur d'échantillonnage d'une couche du *SiCAL*, correspond précisément à  $1.95X_0$  (noté ' $2X_0$ ' par commodité dans l'ensemble du mémoire).

Les deux secteurs de la plaque *aval* sont collés sur une roue complète unique de rayon 260mm en

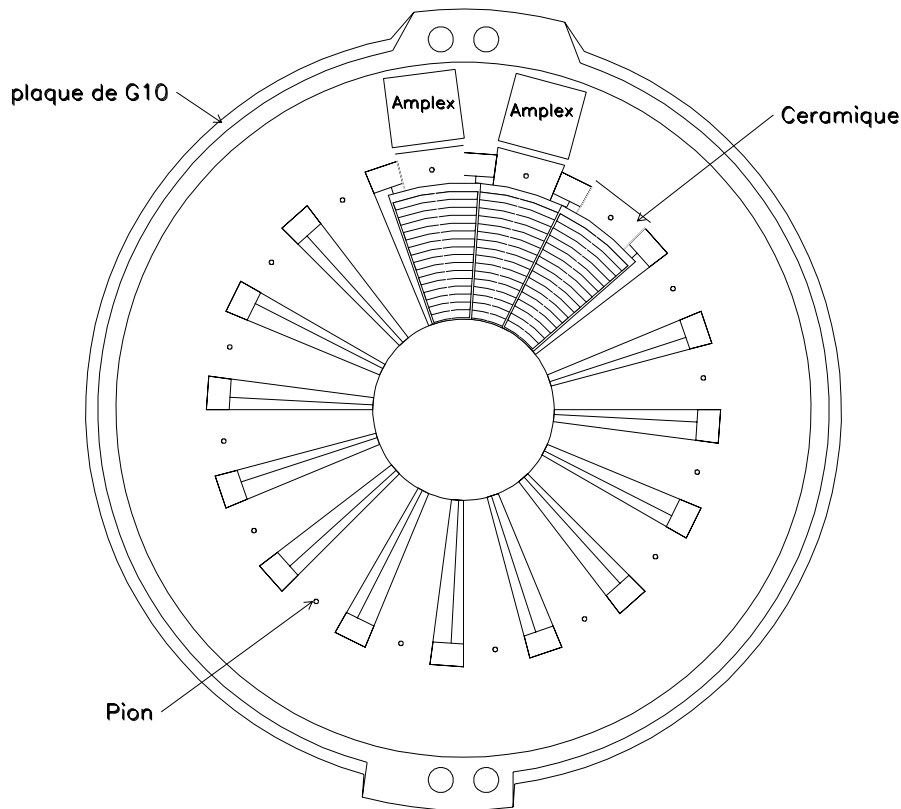


FIG. 3.7 – Schéma d'une roue de G10. On y voit les pions de positionnement des 16 cristaux, les trous des axes-guide ainsi que trois cristaux et l'emplacement de deux cartes 'front-end'.

G10 fibre de verre-epoxy [25] (cf figure 3.7) de façon à en faciliter l'usinage. Celle-ci est par la suite découpée dans le plan vertical pour être utilisée dans deux *mini-modules* apairés de part et d'autre du tube à vide. Le matériau des roues a été choisi pour ses propriétés hygroscopiques et thermiques; le coefficient de dilatation linéaire est  $\alpha_T = 13 \cdot 10^{-6}/^{\circ}C$ . Les trous des pions de positionnement de  $\varnothing 3\text{mm}$  des *CESIKA's*, les logements de guidage de la céramique, ainsi que les trous de suspension des *mini-modules* de  $\varnothing 16.5\text{mm}$  sont usinés sur une unique machine à commande numérique à la température de  $20^{\circ}C$ , c'est à dire la température qui règne dans la partie centrale d'*ALEPH*. Les coordonnées de tous les trous sont mesurées avant découpe de la *roue* à la même température au moyen d'une table optique [26] de précision  $5\mu\text{m}$ , pour être utilisées lors de l'analyse de luminosité. Lorsque l'on s'apercevra en 1992 que la température de fonctionnement dans *ALEPH* est de  $(24.5 \pm 0.3)^{\circ}C$ , une incertitude systématique de  $16\mu\text{m}$  sera associée à la dilatation sur les 24.5cm qui séparent le pion de positionnement du centre de la plaque. Afin de réduire cette incertitude, le coefficient de dilatation linéaire de l'ensemble tungstène-G10 sera également mesuré en 1993:  $\alpha_T = (8.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-6}/^{\circ}C$  de façon isotrope. La prise en compte de cette dilatation, mais aussi de celles du support céramique et du cristal de silicium, conduira à une augmentation du diamètre interne de  $(9 \pm 3)\mu\text{m}$  pour une nouvelle température de fonctionnement de  $(28 \pm 0.3)^{\circ}C$ .

De la même façon, une *roue* d'aluminium unique d'épaisseur 1.6mm est évidée jusqu'au rayon maximal de radiateur de 145mm, formant un voile d'épaisseur 0.5mm où sont collés les secteurs de tungstène de la plaque *aval* (voir figure 2.5). Cette plaque couvercle est fixée par des vis à la plaque contenant les éléments de détection pour former un *mini-module* d'épaisseur 10.03mm, dont 70% de W.

L'assemblage du calorimètre est réalisé par empilage de 12 *mini-modules* sur les axes support de  $\varnothing 16.5\text{mm}$ , dont la tolérance de guidage est de  $10\mu\text{m}$ . Le dernier *mini-module* empilé, qui est le plus en *amont*, est muni d'une plaque couvercle de 2  $X_0$  de tungstène pour conserver une longueur d'échantillonnage constante dans le calorimètre. La séparation des deux calorimètres dans le plan transverse au faisceau est mesurée au moyen de photodiodes segmentées illuminées par des *LED's* à faisceau focalisé, fournissant une précision de  $8\mu\text{m}$ . Les séparations en  $x$  et  $y$  sont mesurées 30cm au dessus et en dessous de l'axe des faisceaux, et les valeurs monitorées en permanence (cf *figure 4.4*) pour être utilisées dans l'analyse.

|  |                                    |
|--|------------------------------------|
| (1) Damier par rapport au pion de positionnement du CESIKA | $9\mu\text{m}$                     |
| (2) Tolérance du pion de positionnement du CESIKA          | $5\mu\text{m}$                     |
| (3) Position du logement du pion dans le G10               | $5\mu\text{m}$                     |
| (4) Effet de dilatation thermique du G10                   | $3\mu\text{m}$ ( $16\mu\text{m}$ ) |
| (5) Tolérance de l'axe guide                               | $10\mu\text{m}$                    |
| (6) Position du trou de l'axe guide dans le G10            | $5\mu\text{m}$                     |
| (7) Position des LED de mesure de séparation               | $5\mu\text{m}$                     |
| (8) Précision de la mesure de séparation des demi-calos    | $8\mu\text{m}$                     |
| <hr/>  |                                    |
| Incertitude totale sur le rayon moyen                      | $9\mu\text{m}$ ( $18\mu\text{m}$ ) |

TAB. 3.2 – *Résumé des incertitudes sur la position des damiers de silicium. L'incertitude totale prend en compte la méthode d'analyse de luminosité. Les valeurs entre parenthèses ne prenaient pas en compte la mesure du coefficient de dilatation des plaques de G10 collées.*

Les différentes sources d'incertitude sur la position radiale des damiers de silicium sont rassemblées *tableau 3.2*. L'incertitude totale prend en compte les facteurs de réduction liés à la méthode d'analyse de luminosité présentée au chapitre 5, et sera une des incertitudes systématiques dominantes de cette mesure.

L'assemblage du premier calorimètre prit place en mai 1992 à Saclay, dans une salle blanche équipée d'un système de lecture de toutes les voies d'un *mini-module*. Le mode de calibration interne des *Amplex* permet alors de vérifier la connectique de l'ensemble, le gain des amplificateurs et la polarisation du cristal. Le deuxième calorimètre fut empilé en août 1992, peu avant l'installation dans l'expérience (cf chap. 4).

### 3.4 Performances attendues

Une deuxième campagne de tests en faisceau eut lieu d'avril à août 1991, avec un double but:

- intégrer la lecture du *SiCAL* dans l'environnement 'on-line' d'*ALEPH*, de façon à faciliter l'installation future dans l'expérience.
- faire une première estimation de la réponse du calorimètre à des gerbes électromagnétiques, de manière à mettre au point les algorithmes de recherche d'amas d'énergie et de mesure de luminosité, ainsi que préparer une paramétrisation du développement des gerbes pour le programme de simulation.

Ces deux objectifs furent atteints. Le premier sera discuté plus en détail au chapitre 4.5, et nous allons nous attacher à décrire le point *clé* de la mesure de luminosité qui est issu du deuxième.

L'incertitude sur la luminosité dépend de manière cruciale de la définition de la zone fiducielle, en particulier au rayon minimal de détection. Dans un calorimètre segmenté transversalement et longitudinalement, il apparaît naturel d'utiliser le barycentre des amas d'énergie pour définir l'acceptance. Néanmoins, hormis le fait que ce barycentre soit affecté d'une correction dépendant de la position de l'impact dans la cellule - 'S-shape' où 'Snake', qui relie la position *vraie* à la position *mesurée* -, la précision obtenue sur la mesure du barycentre n'est pas meilleure que  $200\mu m$  ce qui est peu compatible avec l'incertitude souhaitée sur la mesure de luminosité (cf chap. 2.1).

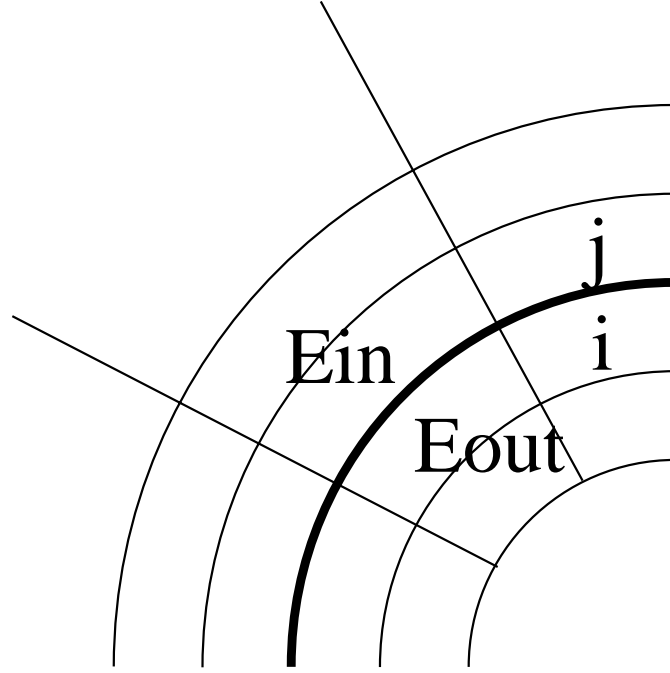


FIG. 3.8 – Illustration des énergies  $E_{in}$  et  $E_{out}$  de part et d'autre de la frontière fiducielle choisie comme étant la limite radiale entre les 'rangées' de damiers adjacentes d'index  $i$  et  $j$ .

La méthode que nous employons est basée sur le partage radial de l'énergie entre damiers adjacents de part et d'autre de la frontière fiducielle. Pour cela, on définit l'asymétrie radiale en énergie  $\mathcal{A}_r$ :

$$\mathcal{A}_r = \frac{E_{in} - E_{out}}{E_{in} + E_{out}}, \quad (3.1)$$

où  $E_{in}$  est l'énergie contenue dans le damier à l'intérieur de la zone fiducielle, et  $E_{out}$  est l'énergie contenue dans le damier adjacent à l'extérieur de cette zone (figure 3.8). La figure 3.9 montre la variation de  $\mathcal{A}_r$  en fonction du barycentre radial de l'amas (position *mesurée*) entre le troisième et le quatrième damier du cristal (la gerbe est alors suffisamment éloignée du bord du calorimètre pour y être totalement contenue, et qu'il n'y ait pas de biais dans la détermination du barycentre). L'asymétrie, qui est nulle au voisinage de la frontière fiducielle, tend asymptotiquement vers 1 (*resp* -1) lorsque le barycentre s'éloigne de la frontière vers l'intérieur (*resp* extérieur) de la zone fiducielle.

L'incertitude systématique sur la luminosité  $\delta\mathcal{L}/\mathcal{L}$  doit alors inclure un terme lié à la dépendance radiale de l'asymétrie au voisinage de la coupure. De l'équation 1.7 on déduit:

$$\frac{\delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}} = \frac{\delta\sigma_{QED}^{acc}}{\sigma_{QED}^{acc}} = \frac{2f\delta R_{min}}{R_{min}} \quad (3.2)$$

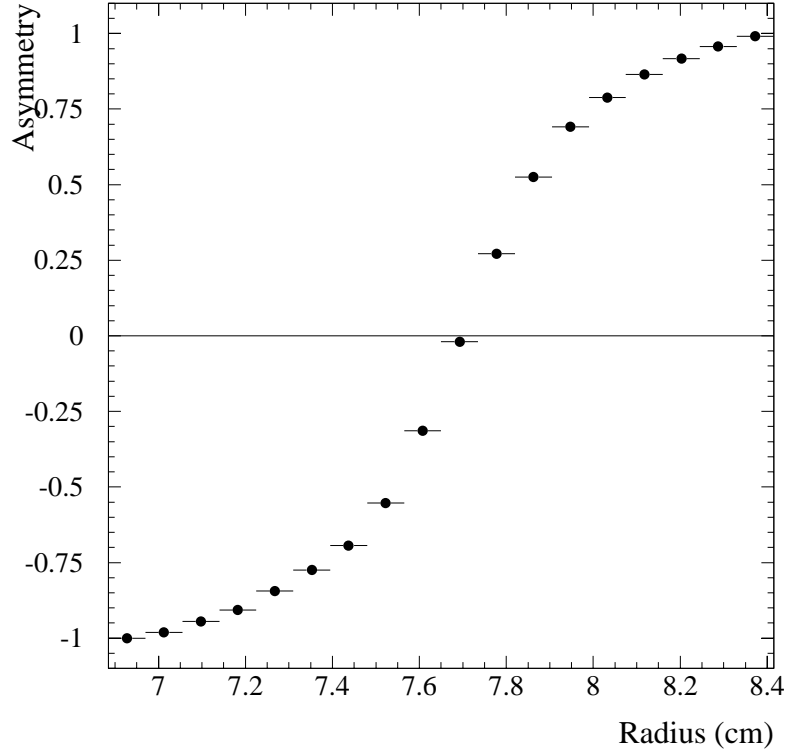


FIG. 3.9 – Variation de l’asymétrie en énergie  $\mathcal{A}_r$  en fonction de la position radiale du barycentre de l’amas d’énergie autour de la frontière entre les damiers 3 et 4.

où  $f$  est un facteur géométrique qui dépend des rayons des coupures fiducielles à petit et grand rayon:

$$f = \frac{1 - R_{min}^3/R_{max}^3}{1 - R_{min}^2/R_{max}^2} \quad (3.3)$$

qui vaudra 1.24 pour les valeurs de  $R_{min}$  et  $R_{max}$  de l’analyse de luminosité. L’expression du  $\delta R_{min}$  lié à la coupure fiducielle basée sur l’asymétrie  $\mathcal{A}_r$  conduit alors à:

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} = \frac{2f}{R_{min}} ((d\mathcal{A}_r/dr)^{-1} \delta \mathcal{A}_r) \quad (3.4)$$

où  $\delta \mathcal{A}_r = 1/2(\delta E/E)$  est l’incertitude liée à la calibration en énergie entre damiers adjacents. Pour minimiser  $\delta \mathcal{L}/\mathcal{L}$ , d’une part on effectue la coupure à l’endroit où la pente de l’asymétrie  $d\mathcal{A}_r/dr$  est maximale - c’est à dire quand  $\mathcal{A}_r = 0$  -, d’autre part la connaissance de l’intercalibration des damiers doit être meilleure que 1%.

La pente de l’asymétrie  $d\mathcal{A}_r/dr$  peut être mesurée si l’on a accès à la coordonnée radiale *vraie* de la particule incidente, extrapolée à l’intérieur du calorimètre. Lors des tests en faisceau, quatre *mini-modules* équipés chacun de 2 cristaux prototypes ont été exposés à un faisceau d’électrons de 50 GeV. Le dispositif de ‘tracking’ qui devait nous servir pour la mesure de la trajectoire des électrons n’ayant pas voulu franchir l’Atlantique, nous avons construit dans l’urgence un télescope à pistes de silicium qui en a tenu lieu. Pour cela, 16 cristaux de silicium en provenance de la cible active de l’expérience NA14 [27], séparés en 2 groupes distants de 30 cm, on permis de mesurer séparément les coordonnées  $x$  et  $y$ . Les pistes ayant une largeur de 2mm, 4 cristaux décalés d’un quart de cette largeur ont permis

de mesurer chaque coordonnée avec une résolution spatiale effective de  $(500/\sqrt{12})\mu m$ . De plus, la capacité des pistes étant de l'ordre de 25pF, les 16 pistes centrales de chaque cristal ont été reliées à des cartes 'front-end' identiques à celles du prototype de calorimètre, et lues avec la même électronique. Seul le gain fut augmenté d'un facteur 4 pour accroître la sensibilité aux particules au minimum d'ionisation. L'alignement du dispositif de 'tracking' par rapport au calorimètre fut fait en utilisant les séparations azimuthales entre damiers, et permit d'accéder à la coordonnée radiale de l'extrapolation de la trace de la particule incidente.

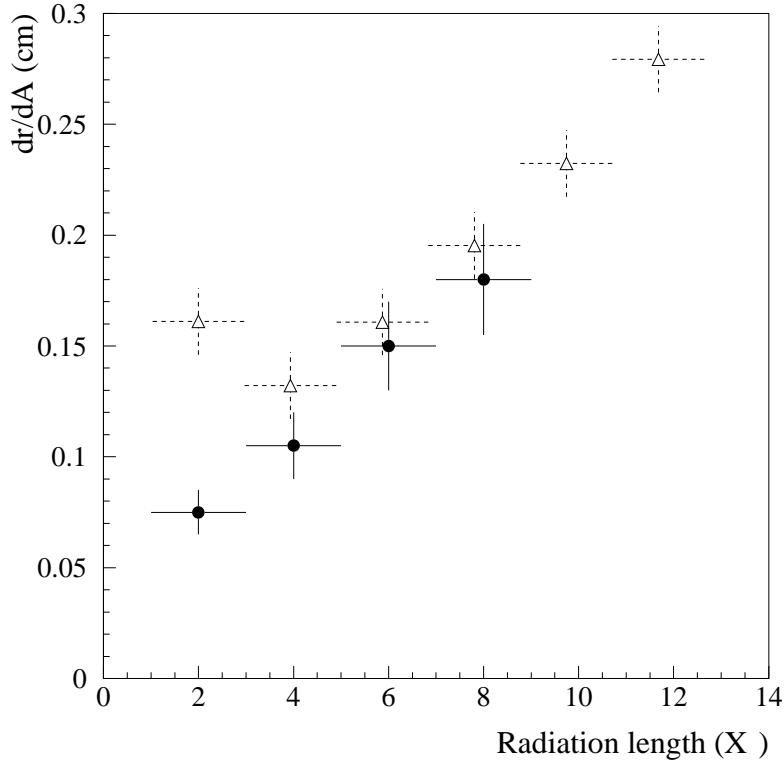


FIG. 3.10 – Variation de la pente de l'asymétrie  $(d\mathcal{A}_r/dr)^{-1}$  à la frontière fiducielle, en fonction de la profondeur de la gerbe. Les pentes de l'asymétrie obtenues par le SiCAL dans ALEPH sont superposées (triangles ouverts).

La figure 3.10 montre l'inverse de la pente de l'asymétrie,  $(d\mathcal{A}_r/dr)^{-1}$ , en fonction de la profondeur de la gerbe dans le calorimètre (cercles pleins). Ces pentes sont obtenues par un ajustement des courbes d'asymétrie comme celle de la figure 3.9 par une fonction tangente hyperbolique en fonction de la position radiale vraie. Les pentes obtenues avec des gerbes de 45 GeV mesurées par le SiCAL à LEP-I, dont la détermination est décrite chap. A.3.1, y sont comparées; le désaccord observé à  $2X_0$  est dû au tube à vide d'ALEPH d'épaisseur 2 mm, traversé à des angles  $\sim 30$  mrad par les électrons/positrons qui y initient la gerbe. On voit que jusqu'à des profondeurs de gerbes de  $8X_0$ ,  $(d\mathcal{A}_r/dr)^{-1}$  est inférieur à 0.2, ce qui, associé à la bonne intercalibration en énergie, introduit une incertitude sur le rayon minimal d'environ  $10\mu m$ . Cette incertitude s'ajoute à la précision mécanique décrite précédemment au chapitre 3.3.

## Chapitre 4

# Mise en œuvre dans le détecteur *ALEPH*

L'expérience *ALEPH* a été conçue depuis son origine en suivant des règles assez strictes, dans le but de faciliter par la suite son exploitation, sa maintenance et son évolution. Ainsi chaque sous-détecteur y est quasi-indépendant mais doit se conformer aux *standards* communs et aux *protocoles* d'acquisition et de déclenchement définis pour tous. Cette modularité permet une très bonne efficacité de prise de données et minimise le temps de mise au point de chaque sous-détecteur pendant les périodes d'arrêt. Nous allons voir dans ce chapitre comment le *SiCAL* s'est progressivement inséré dans *ALEPH* et son interfaçage avec les autres sous-systèmes.

### 4.1 Le refroidissement du détecteur

Nous avons jusqu'à présent laissé sous silence la question de l'évacuation des calories en provenance du calorimètre. On peut distinguer 2 sources:

- la puissance dissipée par les cartes '*front-end*' à l'intérieur des *mini-modules*. Elle est de 400 mW par carte soit environ 40 W pour un demi-calorimètre.
- les cartes de commande et de transfert des signaux de sortie en liaison différentielle implantées sur la carte-mère, dont la consommation totale est de l'ordre de 60 W.

Seule la première source est confinée dans le calorimètre, et nécessite un système de refroidissement. Celui-ci est conçu de la manière suivante: des lames ressort collées sur l'aluminium de la plaque couvercle des *mini-modules* sont mises en contact avec la face métallique du '*Chip-Carrier*' de chaque *Amplex* pour en extraire les calories; le pourtour de la demi-roue en aluminium est mise en contact avec un tuyau de cuivre traversé par un fluide calo-porteur. Ce tuyau est organisé en serpentín de façon à desservir en série les 12 *mini-modules* d'un demi-calorimètre. Ayant le choix dans *ALEPH* entre l'eau glacée et l'eau à  $21.6^{\circ}\text{C}$ , cette dernière fut choisie pour éviter la condensation dans l'espace confiné du calorimètre.

Pour mesurer la température, chaque *mini-module* est équipé d'une sonde de température '*PTC*' au silicium placée au dessus d'une carte '*front-end*' et collée sur la plaque d'aluminium. Le quatrième *mini-module*, qui contient l'ensemble de détection au maximum de la gerbe à  $8X_0$ , est muni par surcroît de 3 autres sondes *PTC*; en effet l'amplificateur de charge consomme d'autant plus que le signal d'entrée est important, et la partie centrale du calorimètre risque d'être plus chaude que les parties *amont* et *aval*.

### 4.2 Installation dans l'expérience

Le premier calorimètre fut envoyé au *CERN* fin mai 1992, installé à plat sur des blocs en béton à proximité d'*ALEPH*, connecté à son électronique définitive et à l'eau de refroidissement. Une fuite

malencontreuse du serpent de refroidissement noya nuitamment la carte-mère, les cartes de réception des signaux et de commande des *amplex*, ainsi que la couche de silicium du *mini-module* le plus *aval*. Cette mini-catastrophe nous imposa un désempilage/réempilage dans l'environnement hostile du puits d'*ALEPH*, mais n'eut pour conséquence que la désactivation de la dernière couche de détection à  $24X_0$  dont les cristaux exhibaient des courants de fuite trop importants. Cette période nous permit néanmoins de mettre au point les procédures de prise de piédestaux et de calibration, et d'étudier la stabilité du détecteur.

La collaboration accepta, à la condition expresse de ne pas noyer toute l'expérience, que ce premier calorimètre soit installé pour une durée d'une semaine du côté *B* d'*ALEPH* - côté de  $z < 0$  dans le référentiel de l'expérience, recevant les positrons des événements *Bhabha* -. Ce demi-*SiCAL* vit ainsi ses premiers '*Bhas*' à partir du 13 juin. L'étude de ces événements, dont l'électron est vu du côté *A* d'*ALEPH* ( $z > 0$ ) par le *LCAL*, fournit la première calibration du *SiCAL* à 45.6 GeV avec une résolution de  $35\%/\sqrt{E}$ , tandis que l'étude des événements radiatifs nous permit de vérifier la linéarité. Cette pré-installation nous révéla une température de  $35^\circ C$  à l'intérieur d'*ALEPH*, mesurée de façon homogène par les sondes *PTC* ! Il fut mis en évidence que la calibration de ces sondes est affectée par le champ magnétique de 1.5 Tesla, résultant en un décalage de l'échelle de  $5.5^\circ C$ . Il n'en demeure pas moins que le système de refroidissement du *SiCAL* n'était pas suffisamment efficace et dut être étudié à nouveau.

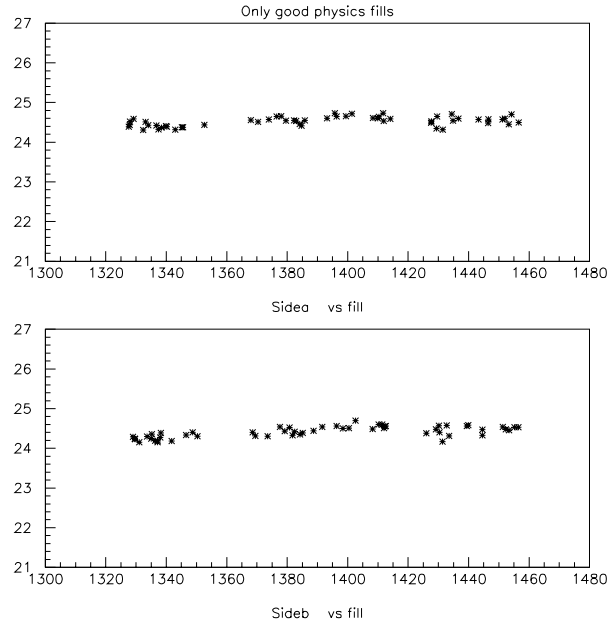


FIG. 4.1 – Mesures de température ( $^\circ C$ ) en fonction du temps compté en unité de 'fill' du LEP en 1992, du côté *A* (en haut) et *B* (en bas) d'*ALEPH*.

La solution consista à établir des barrières thermiques dans la plaque couvercle aluminium-tungstène en séparant les fonctions de support de la plaque de tungstène et d'interface vers le circuits de refroidissement. La conductivité thermique fut améliorée en enduisant de graisse conductrice les lames de contact avec les *Amplex* et le serpent au contact avec l'aluminium. La température de l'eau de refroidissement fut descendue à  $20.5^\circ$  sous pression de 2 bars, une augmentation de pression jusqu'à 3.6 bars n'amenant pas d'amélioration significative. On installa de plus des arrivées d'air sec sous pression dans chaque *mini-module*, ce qui permit de stabiliser la température vers  $24.5^\circ$ . La figure 4.1 montre la valeur moyenne de la température mesurée durant les 57 'fills' du LEP en 1992 (un 'fill', pour remplissage, désigne la période durant laquelle les faisceaux  $e^+$  et  $e^-$  sont conservés dans le LEP. Il dure typiquement

10 heures, jusqu'à ce que la luminosité devienne trop faible à cause de l'appauvrissement des faisceaux dû au rayonnement synchrotron). Afin d'obtenir une mesure fiable de cette température, une sonde PTC du quatrième *mini-module* fut remplacée par une sonde 'PT100' insensible au champ magnétique (caractéristiques:  $100\Omega$  à  $0^\circ C$  et  $\Delta R = 0.385\Omega/^\circ C$ ). Des mesures dans *ALEPH* et sur banc de test montrèrent d'une part que le temps de chauffe du détecteur après établissement des basses tensions est de 3 heures, d'autre part que la température est uniforme dans le calorimètre, c'est à dire sans gradient longitudinal ou transverse. Cet excès de température amena une contribution de  $16\mu m$  à l'incertitude systématique sur la position des damiers par dilatation thermique pour l'analyse de 1992, et fut réduite à  $3\mu m$  lorsque la dilatation des *mini-modules* fut mesurée (cf tableau 3.2).

Le premier calorimètre resta en test sur ses blocs de béton durant les mois de juillet et août, tantôt dans la *partition globale* d'acquisition de l'expérience, tantôt en *partition isolée* pour la poursuite de la mise au point du déclencheur et des procédures de calibration, ainsi que la fiabilisation de la connectique interne et externe du calorimètre.

Le deuxième calorimètre arriva au *CERN* mi-septembre, et le *SiCAL* entier fut inséré devant le *LCAL* (voir figure 4.3) dans *ALEPH* durant l'arrêt du *LEP* du 14 au 26 septembre. Sa position fut mesurée (voir section 4.3), il fut connecté à l'électronique de lecture et de déclenchement (voir section 4.5), et mis sous contrôle du système de surveillance (voir section 4.4). Les premiers faisceaux du dimanche 27 septembre permirent l'ajustement en temps du signal *HOLD* des *Amplex* en décrivant par pas successifs la courbe de la figure 3.5a (voir section 4.5). Le *SiCAL* était alors intégré dans la *partition globale* de l'expérience, et fut utilisé cette année là jusqu'à l'arrêt hivernal qui débuta le 23 octobre. Un événement *Bhabha* typique vu par le programme de visualisation ('*DALI*') est représenté figure 4.2.

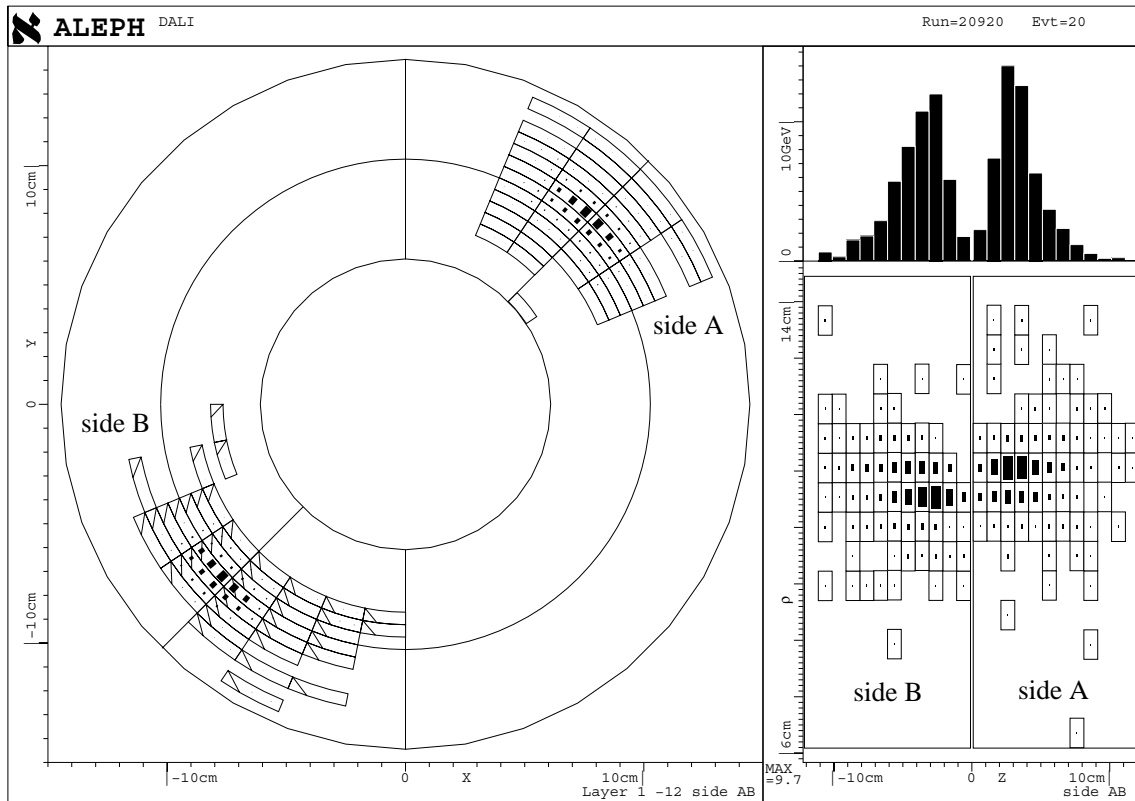


FIG. 4.2 – Visualisation (*DALI*) d'un événement *Bhabha* typique. Les damiers des cotés A ( $e^-$ ) et B ( $e^+$ ) sont représentés sur une vue unique, comme des cellules dont le remplissage est proportionnel à l'énergie déposée. A gauche la projection dans le plan  $xy$  intégrée sur  $z$ . A droite en bas la projection sur  $Rz$  intégrée sur  $\phi$ , et également sur  $R$  dans les profils longitudinaux du haut.

### 4.3 Les mesures de position

Le montage du *SiCAL* s'effectue autour du tube à vide par glissement de chaque demi-*SiCAL* sur des barres horizontales d'acier inoxydable de  $\varnothing 30\text{mm}$  qui en assurent le soutien. Pour protéger les cristaux contre le rayonnement synchrotron, un tube de plomb d'épaisseur 2mm est intercalé entre le tube à vide et le *SiCAL*. L'espace libre dans le plan transverse est alors réduit à sa portion congrue, et la position du *SiCAL* est imposée par celle du tube à vide. Celle-ci fut mesurée à chaque ouverture d'*ALEPH* par les géomètres du *CERN* au moyen d'un téodolite positionné 1m en aval du *SiCAL* sur le quadripôle supra mini- $\beta$ . Les précisions obtenues sont de  $200\mu\text{m}$  dans le plan transverse en  $x$  où  $y$ , et de  $500\mu\text{m}$  suivant l'axe  $z$  des faisceaux. Seules les coordonnées en  $z$  des géomètres seront utilisées dans l'analyse de luminosité (voir au chapitre 2.1 la nécessité de  $\delta z < 1.25\text{mm}$  pour  $z \sim 2.5\text{m}$ ). Les valeurs de  $z$  fournies par les géomètres furent confirmées en graduant le tube à vide dont la longueur totale a été mesurée: 5480.6mm avec une précision de  $500\mu\text{m}$ , et en repérant la position relative de la face avant du *SiCAL* par rapport à ces graduations avec une précision de  $200\mu\text{m}$ .

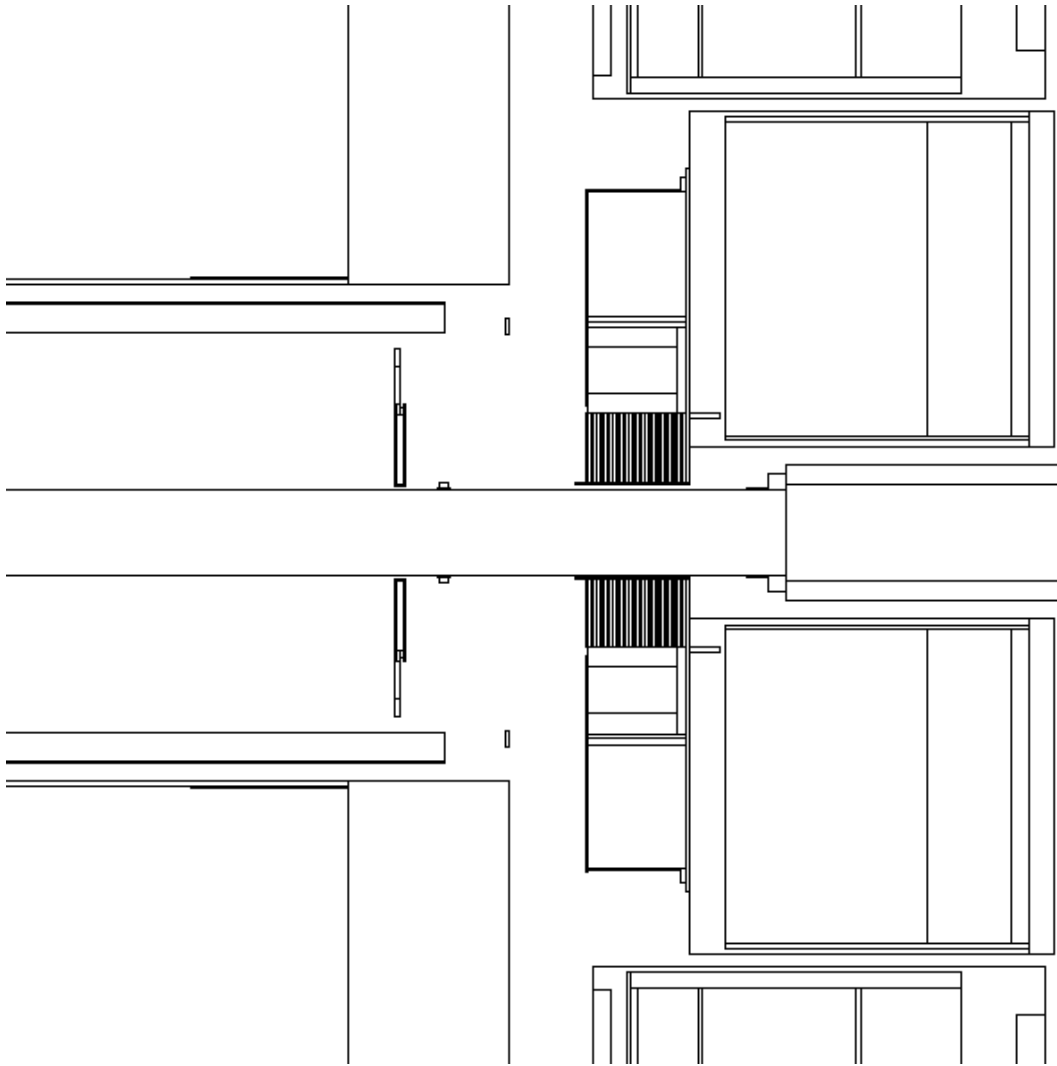


FIG. 4.3 – Coupe  $Rz$  de la région située autour du tube à vide de 2m à 3m à droite du point d'interaction. Ni les câbles, ni les barres de sustentation du *SiCAL*, ni les jambes d'accrochage du *LCAL* ne sont représentés sur cette figure issue du programme de simulation.

Un autre aspect, déjà mentionné, est la présence de matériau magnétique dans *SiCAL* qui peut induire des déplacements lors de l'établissement du champ dans *ALEPH*. De plus, la barre de soutènement du *SiCAL* est suspendue à une longue *jambe* qui assure également la suspension du *LCAL* d'un poids d'une tonne. Lors de la fermeture des bouchons d'*ALEPH*, les tolérances de guidage sont de l'ordre de 5mm et un désalignement accompagné d'une friction aurait pour effet de fausser notre alignement en  $z$ . Afin de contrôler la présence de tels effets, une *LED* émettrice liée à la *TPC* d'*ALEPH* fut placée en vis-à-vis d'un récepteur segmenté lié à la *jambe* de suspension, de façon à monitorer les déplacements relatifs du *SiCAL* suivant l'axe  $z$  avec une précision de  $100\mu m$ . Nous vérifiâmes ainsi que, d'une part il n'y avait pas friction lors de la fermeture, d'autre part *SiCAL* se déplaçait durant l'établissement du champ de  $200\mu m$ , puis revenait à sa position d'origine lorsque le champ atteignait la valeur nominale dans la bobine principale et les bobines compensatrices. En conséquence, les valeurs de  $z$  fournies par les géomètres pouvaient être utilisées sans correction avec une précision de  $500\mu m$ .

### 4.4 La surveillance des paramètres du luminomètre

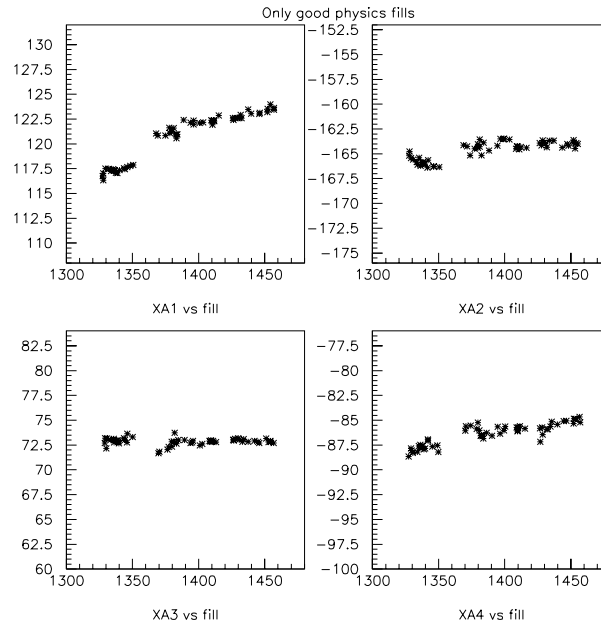


FIG. 4.4 – Mesures ( $\mu m$ ) de la séparation relative en  $x$  des demi-calorimètres en fonction du temps compté en unité de 'fill' du LEP en 1992, du côté A d'*ALEPH*. La variation maximale est inférieure à  $8\mu m$  et sera comptée parmi les incertitudes systématiques.

Un aspect vital des mesures de précision est la surveillance de la stabilité du détecteur tout au long de la prise de données. Pour cela, *SiCAL* utilise un système 'G64' sous contrôle d'un microprocesseur qui remplit les fonctions suivantes:

- contrôle de la tension de *dépletion* de chaque cristal et monitoring de son courant de fuite total (y compris l'anneau de garde), avec génération d'un bit - 'HV-OK' - utilisé à la fois pour autoriser le déclenchement et pour signaler que le *SiCAL* est *vivant* au programme d'acquisition.
- contrôle et régulation des basses tensions d'alimentation des calorimètres, monitoring de ces tensions et des courants associés, ainsi que de celles des adaptateurs de niveaux (cf section 4.5). A noter que la mise à la masse de l'expérience est faite dans les *ADCs*, et que les alimentations et le

calorimètre sont isolés électriquement du reste d'*ALEPH*.

- monitoring des 30 sondes de température des 2 calorimètres, dont un exemple est montré *figure 4.1*.
- monitoring des détecteurs de position donnant la séparation des détecteurs en  $x$  et  $y$ , voir l'exemple *figure 4.4*.
- génération d'alarme en cas de dépassement des valeurs autorisées pour toutes les quantités monitorées.

Ce système fut interfacé avec le '*Slow-Control*' général d'*ALEPH* en juillet 1992. Lors du remplissage du *LEP* et pendant la phase d'accélération, les interrupteurs des 'hautes tensions' (35V) sont ouverts, mais la basse tension est maintenue pour éviter des variations de température, et donc des fluctuations de gains et de piédestaux. Pour en terminer avec le chapitre de la température du *SiCAL*, notons que les capacités limitées du circuit de refroidissement ont rendu le *SiCAL* sensible à tout ce qui peut changer la consommation des *Amplex*: luminosité de la machine, énergie des faisceaux, taux de répétition des croisements, valeurs des basses tensions, ainsi qu'aux conditions mêmes de refroidissement: température et pression de l'eau, apoint par ventilation d'air, *etc.* L'intérêt d'un suivi en temps prend alors toute son importance.

## 4.5 Connection à l'électronique associée

Nous allons ici brièvement décrire les éléments de la chaîne électronique nécessaire au déclenchement et à l'enregistrement des événements *Bhabha* dans le cadre de l'expérience *ALEPH*.

### 4.5.1 Les adaptateurs de niveau

Les signaux en provenance du calorimètre sont des tensions continues (mode *HOLD* de l'*Amplex*) comprises entre -2.1 et 3.0 Volts en liaison différentielle. Ces signaux doivent être transmis d'une part aux convertisseurs analogique-digital (*ADC*), et d'autre part au système de déclenchement spécifique du *SiCAL*. Pour cela, des distributeurs analogiques d'un type particulier ont été construits: la sortie du signal en couplage *DC* vers les *ADCs* est décalée de 2 volts pour s'adapter au niveau d'entrée de l'*ADC*, alors que la sortie en couplage *AC* vers le déclencheur est doublée, puisque chaque signal participe à deux routes (cf *figure 2.6* chap.2.5 ).

### 4.5.2 Les convertisseurs analogique-digital

L'*ADC* 12 bits utilisé a un temps de conversion fixe de  $6.875\mu s$ . Chaque *Amplex* donnera lieu à 17 conversions, d'abord le '*Fast-Or*', puis les signaux des 16 damiers. En prenant en compte un niveau de multiplexage interne supplémentaire, le temps total de la séquence de conversion de l'ensemble du calorimètre est de l'ordre d'une milliseconde. Cet intervalle de temps conséquent n'est pas rédhibitoire pour le *temps mort* de l'expérience, dont le taux de déclenchement total est inférieur à 10 Hz. Les valeurs des piédestaux, qui sont typiquement de 400 coups d'*ADC*, réduisent de 10% la gamme dynamique de 4095 coups; néanmoins les facteurs de sécurité employés lors du '*design*' de l'*Amplex* autorisent cette perte.

Afin de minimiser le temps d'acquisition des valeurs après conversion ainsi que le volume de données, l'*ADC* est muni d'un dispositif de '*suppression de zéro*'. Pour cela, seuls les canaux dont les valeurs sont supérieures à des seuils pré-chargés - typiquement la valeur du piédestal incrémentée de 4 coups d'*ADC*, soit 10mV - seront gardés dans la mémoire de lecture. Cette opération qui prend 4 cycles de l'horloge interne de 8 MHz, soit 500 ns, est effectuée en parallèle sur les données de trois convertisseurs pour des raisons historiques liées à l'utilisation originelle *ECAL*; si l'une quelconque de ces données est

supérieure à son seuil, les trois données seront enregistrées. Cet effet n'augmente en fait pas le volume des données car on a pris soin d'organiser les entrées de façon à ce que les signaux de ces trois convertisseurs proviennent de damiers alignés de trois couches consécutives, donc dans la projection de la gerbe. Le temps total de la '*suppression de zéro*' est de  $170 \mu s$ .

### 4.5.3 Le séquenceur

Le *séquenceur* joue le rôle de chef d'orchestre dans la synchronisation du multiplexage de l'*Amplex* et de la conversion dans l'*ADC*. Il est chargé de la génération de tous les signaux de commande vers le détecteur, et surtout il constitue l'interface avec le *superviseur de déclenchement* d'*ALEPH* pour la génération du signal *HOLD* des *Amplex* et la maîtrise des séquences d'acquisition et de calibration.

### 4.5.4 Le protocole du superviseur de déclenchement

| Déclencheur       | Description                                 | Seuil(s)  | Facteur d'échantillonnage | Taux pour $\mathcal{L} = 10^{31}$ |
|-------------------|---|---|---------------------------|-----------------------------------|
| <i>SCAL – MED</i> | Double bras<br>(coïncidence <i>Bhabha</i> ) | $\geq 24 GeV$ ( <b>haut</b> )<br>$\geq 12 GeV$ ( <b>bas</b> ) | 1                         | 2 Hz                              |
| <i>SCAL – HI</i>  | Simple bras <i>Haut</i><br>(Efficacité)     | $\geq 39 GeV$ ( <b>très haut</b> )                            | 2                         | 1 Hz                              |
| <i>SCAL – LO</i>  | Simple bras <i>Bas</i><br>(Bruit de fond)   | $\geq 9 GeV$ ( <b>très bas</b> )                              | 2500                      | 50 mHz                            |

TAB. 4.1 – Les déclencheurs de luminosité et leurs taux inclusifs après échantillonnage pour une luminosité typique du LEP de  $10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ . Le taux exclusif du déclencheur simple bras à haut seuil est de 120 mHz.

Le superviseur de déclenchement - *TS* - ([28]) suit lui aussi une séquence synchrone des croisements de faisceaux, selon un protocole à 2 niveaux de déclenchement. Nous allons ici en donner les grandes lignes et voir comment il est utilisé dans *SiCAL*:

- $1 \mu s$  avant le croisement, le *TS* envoie un signal synchrone du passage des faisceaux, dit *EGBX* ('*Early Gated Beam Crossing*'), auquel tous les sous-détecteurs doivent répondre *GBXACK* ('*GBX Acknowledge*'). Le **OU** de toutes ces réponses constitue le signal d'occupation (*BUSY*) de l'expérience. La commande *HOLD* vers *SiCAL*, qui bloque les signaux sur les mémoires capacitatives des *Amplex*, est dérivée de ce signal *EGBX*. Il est retardé d'une valeur ajustée de façon à mesurer le signal de la figure 3.5 (a) à son maximum, c'est à dire d'environ 250 ns par rapport au temps de collision.
- $5 \mu s$  après le croisement (temps imposé par le temps de dérive dans la *TPC*), la décision de déclenchement de niveau 1 est distribuée. En l'absence de déclenchement - *LINO* - chaque sous-détecteur doit se réinitialiser pour le croisement suivant (le taux de répétition du LEP est de  $22.5 \mu s$ ) et libérer le signal *GBXACK*. Le **ET** de cette condition réarmera le déclencheur général. En cas de

déclenchement de premier niveau - *LIYES* - la séquence de conversion est démarrée pour le *SiCAL* en maintenant le signal *HOLD* des *Amplex*, tandis que d'autres sous-détecteurs élaborent la décision de niveau 2.

- la décision de déclenchement *LIYES* peut être infirmée par une réponse négative '*L2NO*' du déclencheur de deuxième niveau, disponible  $50\mu s$  après le croisement. Dans ce cas la séquence de conversion est interrompue et chaque sous détecteur doit se réinitialiser comme dans le cas *LINO*. En l'absence de *L2NO*, la séquence de conversion est menée à son terme et déclenchera elle-même le signal de lecture des *ADCs*. Le temps d'acquisition moyen des 16 *ADCs* est de 5 ms, donnant donc naissance à un *temps mort* total d'environ 7 ms.

#### 4.5.5 Le déclenchement du *SiCAL*

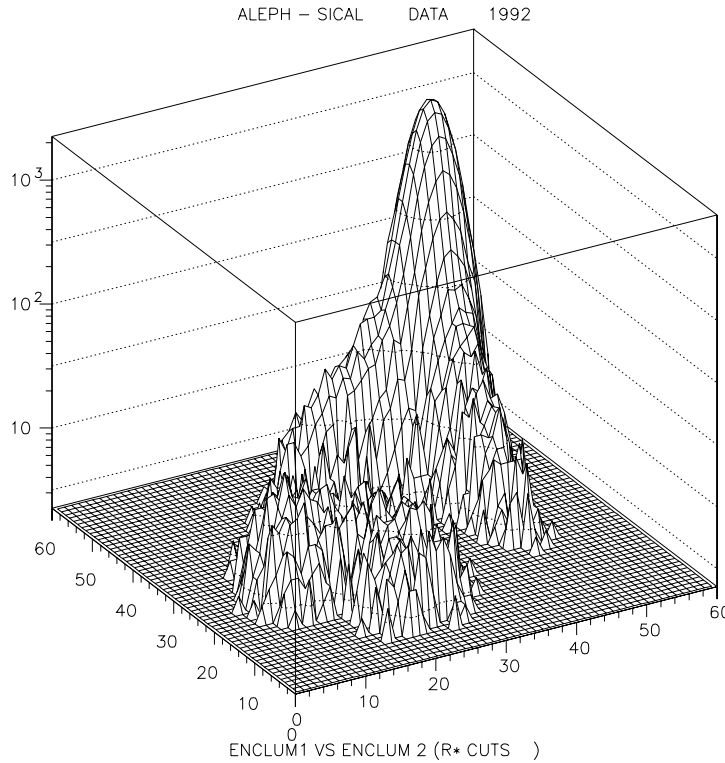


FIG. 4.5 – *Energie (GeV) de l'amas de plus haute énergie du côté B en fonction de son homologue du côté A. La structure visible à basse énergie est le résultat de la condition du déclenchement en coïncidence à seuils haut et bas.*

Contrairement aux déclencheurs hadroniques plus élaborés, la décision de déclenchement du *SiCAL* disponible  $1.5\mu s$  après le croisement ne participe que du premier niveau, et une décision de premier niveau en provenance du *SiCAL* ne pourra être invalidée par un *L2NO*.

Trois types de déclenchement sont nécessaires pour la mesure de luminosité, tous basés sur des dépôts d'énergie localisés avec des seuils croissants *très bas*, *bas*, *haut*, *très haut*:

- une coïncidence à '**double bras**' - des côtés *A* et *B* - qui est le déclencheur *Bhabha* principal: *SCAL-MED*. La condition est en fait  $(A_{bas} \cdot B_{haut}) \text{ OU } (A_{haut} \cdot B_{bas})$  de façon à ne pas rejeter les *Bhabhas* radiatifs tout en s'affranchissant des coïncidences de particules *hors-axe* de basse énergie. L'effet de ces seuils est particulièrement visible sur la figure 4.5.

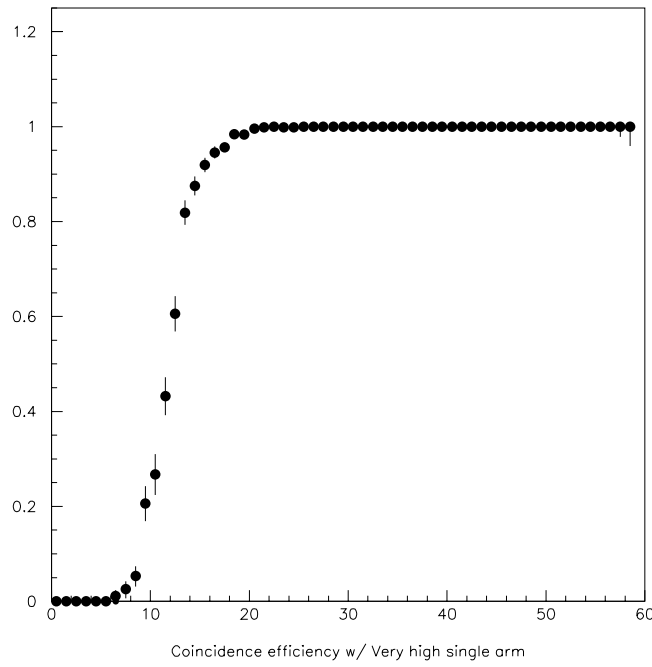


FIG. 4.6 – Efficacité du déclencheur à ‘double bras’ en fonction de l’énergie (GeV) mesurée dans le bras à seuil bas. Les événements sélectionnés satisfont la condition de déclenchement à seuil haut dans le bras opposé.

- un ‘simple bras’ - du côté *A* ou du côté *B* - à seuil très haut: *SCAL-HI* servant à déterminer l’efficacité du déclencheur principal.
- un ‘simple bras’ - du côté *A* ou du côté *B* - à seuil très bas: *SCAL-LO* utilisé pour estimer le spectre en énergie et la contamination des particules hors-axe.

Les différentes caractéristiques de ces déclenchements sont résumées tableau 4.1.

Pour maximiser l’efficacité du déclencheur de coïncidence, la redondance des sommes d’énergie sur les couches *paires* est *impaires* est mise à profit (voir chap. 2.5). Le déclencheur *SCAL-ME* est un **OU** des quatre conditions:

$$(A_{bas}^{pair} \cdot B_{haut}^{pair}) \text{OU} (A_{haut}^{pair} \cdot B_{bas}^{pair}) , (A_{bas}^{impair} \cdot B_{haut}^{impair}) \text{OU} (A_{haut}^{impair} \cdot B_{bas}^{impair}) ,$$

$$(A_{bas}^{pair} \cdot B_{haut}^{impair}) \text{OU} (A_{haut}^{pair} \cdot B_{bas}^{impair}) , (A_{bas}^{impair} \cdot B_{haut}^{pair}) \text{OU} (A_{haut}^{impair} \cdot B_{bas}^{pair})$$

où *pair* (*impair*) se rapporte aux couches mises en jeu, et *haut* (*bas*) se réfère au seuil en énergie.

L’efficacité du déclencheur à double bras en fonction de l’énergie est obtenue en utilisant les événements satisfaisant la condition *SCAL-HI* d’un coté; la fraction d’événements satisfaisant également la condition *SCAL-ME* en fonction de l’énergie vue de l’autre coté donne alors simplement l’efficacité du déclencheur pour les seuils *bas* et *haut*. Par exemple, la figure 4.6 montre que le point d’inflexion de l’efficacité se situe à 12 GeV pour le seuil *bas*, et que le déclencheur principal est 100% efficace au dessus de 20 GeV. On y voit également que la résolution en énergie du déclencheur, qui n’utilise que les signaux ‘Fast-Or’ digitisés par des ‘Flash-ADCs’ à 7 bits [29], n’est que de 4 GeV en utilisant la moitié des couches du calorimètre. La figure 4.7 montre la comparaison de l’énergie reconstruite dans le calorimètre après calibration, à celle mesurée dans la *route paire* correspondante du déclencheur, et permet de conclure que le déclencheur est linéaire dans la gamme d’énergie couverte à *LEP-I*. D’autre

part, la comparaison des efficacités des déclencheurs des *routes* paires et impaires permet de calculer une inefficacité relative  $< 10^{-4}$ , et démontre que l'inefficacité globale du **OU** du déclencheur final est totalement négligeable.

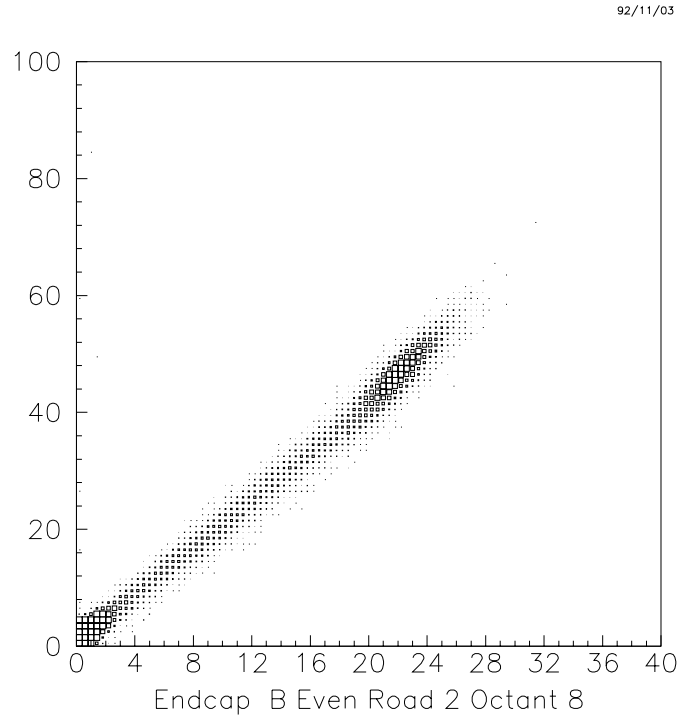


FIG. 4.7 – *Energie (GeV) vue dans un secteur du déclencheur en fonction de l'énergie (GeV) reconstruite dans le calorimètre. Les secteurs du déclencheur ne contenant que des couches paires ou impaires, les événements Bhabha forment un pic à la moitié de l'énergie du faisceau.*

Lors de la lecture d'un événement déclenché par le *SiCAL*, tous les sous-détecteurs sont lus, de façon à ce que le temps mort soit le même que pour les événements hadroniques. Le temps mort total d'*ALEPH* était de 2.3% sans *SiCAL* en 1992; avec *SiCAL*, dont le taux de déclenchement est supérieur à celui de  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , il monta à 4% pour un taux de déclenchement total de 3 Hz. Le déclencheur à simple bras à seuil très bas est affecté d'un fort facteur d'échantillonnage (2500) pour éviter la saturation du système d'acquisition d'*ALEPH*, limité à 10 Hz.

*SiCAL*, du reste comme *ALEPH* en général, est un détecteur lent à la fois pour son déclenchement et son acquisition, mais néanmoins adapté à la répétition des croisements toutes les  $22.5\mu s$ . Afin de réduire l'interaction *faisceau-faisceau*, le *LEP* expérimenta fin 1992 un schéma de faisceaux dit '**Pretzel**' dans lequel les orbites des faisceaux  $e^+$  et  $e^-$  ne se croisent pas en dehors des points de collision où sont situées les 4 expériences. On peut alors augmenter la luminosité de la machine en injectant 8 paquets de chaque type de particules au lieu de 4, induisant une répétition des croisements toutes les  $11.25\mu s$  et un gain en luminosité de 50%. Ces nouvelles conditions sont à la limite du critique pour le *SiCAL*; en effet un événement créant une condition de déclenchement valide se produit tous les  $10^4$  croisements de faisceaux, et dans les autres cas un signal *LINO* est envoyé aux sous-détecteurs  $5\mu s$  après le croisement. Dans *SiCAL* ce signal libère le *HOLD* des *Amplex*, qui se traduit par une petite injection de charge négative, et la sortie du préamplificateur ne retrouve le niveau de base qu'après  $6\mu s$ . Au total, le détecteur est donc revenu à son niveau de base  $11\mu s$  après un croisement, c'est à dire très peu de temps avant le croisement suivant. La manifestation la plus visible est un décalage cohérent vers le bas des valeurs des piédestaux de 4 coups d'*ADC* - i.e 10 mV - dans les périodes de prise de données en schéma *Pretzel* à 8 paquets par rapport aux périodes à 4 paquets.

## 4.6 Stabilité et robustesse du détecteur

Afin de s'affranchir des fluctuations dans le temps de la réponse du détecteur, les piédestaux des *ADCs* sont mesurés à la fin de chaque remplissage du *LEP*, après le vidage des faisceaux. Cette procédure est incorporée dans la '*calibration*' de l'expérience *ALEPH*, où 200 déclenchements fictifs sont envoyés dans l'ensemble du détecteur. Tout comme les gains, les piédestaux dépendent de la capacité en entrée des *Amplex*, et cette calibration doit être effectuée en conservant la tension de polarisation du silicium, donc préférentiellement en l'absence de faisceaux. Si, sur les 12288 canaux du détecteur, plus de 100 canaux ont dérivé de plus de 10 coups d'*ADC* par rapport à la calibration précédente, la nouvelle calibration est invalidée; dans le cas contraire, la nouvelle calibration est utilisée pour calculer les nouveaux seuils qui sont immédiatement chargés dans les *ADCs* pour la fonction de '*suppression de zéro*'. D'une calibration à l'autre, la variation moyenne des piédestaux sur l'ensemble du détecteur est en général de l'ordre de  $10^{-2}$  coup d'*ADC*, alors que la variation des piédestaux en fonction de la basse tension  $\pm 5V$  est de 0.15mV/mV - soit 0.06 coup d'*ADC*/mV -. Les *sigmas* des piédestaux valent en moyenne 0.7 coup d'*ADC*, et le seuil placé 4 coups au dessus du piédestal correspond à un coupure à plus de 5 *sigmas* au delà du bruit électronique.

L'opérateur en charge du *SiCAL* peut éventuellement effectuer une *calibration des gains* des *Amplex*, en remplaçant la séquence d'acquisition par une séquence où 5 tensions calibrées sont injectées en entrée de tous les canaux des *Amplex* au cours des mêmes 200 déclenchements. Les gains obtenus ne sont alors utilisés que pour vérifier la calibration relative des damiers. Les gains individuels des damiers sont obtenus en n'injectant que sur une entrée, et en répétant l'opération 16 fois pour couvrir l'ensemble des damiers. Cette dernière procédure, qui n'intervient que lors des arrêts prolongés de l'accélérateur, est nécessaire pour s'affranchir des effets de diaphonie entre canaux voisins. La calibration absolue est connue au pic du *Z* par les événements *Bhabha* eux-mêmes à 45.6 GeV, et on suppose le calorimètre linéaire comme l'ont montré les études en faisceaux de test d'avril 1990 et sur l'amplificateur *Amplex*.

Une des caractéristiques marquantes de *SiCAL* est sa stabilité au cours du temps. A titre d'exemple, les piédestaux varient en moyenne de moins d'un coup d'*ADC* d'une année sur l'autre et les gains actuels sont compatibles avec ceux utilisés en 1992. On peut également citer son extrême robustesse, puisque aucun canal *mort* n'est apparu depuis le dernier réempilage au début de l'année 1993, ceci malgré plusieurs pertes de faisceaux à proximité et plusieurs surchauffes à des températures avoisinant  $60^{\circ}C$  pour interruption du circuit de refroidissement. Cette résistance particulière aux conditions hostiles est en grande partie liée au durcissement des différents éléments de détection - silicium, amplificateurs, et même *ADCs* - par '*burning*' avant l'installation dans l'expérience.

## Chapitre 5

# La mesure de la luminosité

La mesure de luminosité est essentiellement un comptage d'événements dans une acceptance de détecteur, et ne présente donc pas de difficultés particulières lorsque les précautions nécessaires ont été prises en amont - c'est à dire lors de la conception - afin de définir à la fois aisément et précisément la région *fiducielle*. Dans *SiCAL*, on tire évidemment profit de la symétrie cylindrique, de l'homogénéité et de l'absence de zones inactives du détecteur. Nous allons dans ce chapitre nous intéresser à la méthode d'analyse, à la soustraction des bruits de fond et nous concluerons par la mesure de luminosité avec les données prises en 1992. Le détail des incertitudes systématiques *expérimentales* et *théoriques*, qui justifie la précision obtenue sur la luminosité, sera l'objet de l'appendice A.

### 5.1 Reconstruction des amas d'énergie

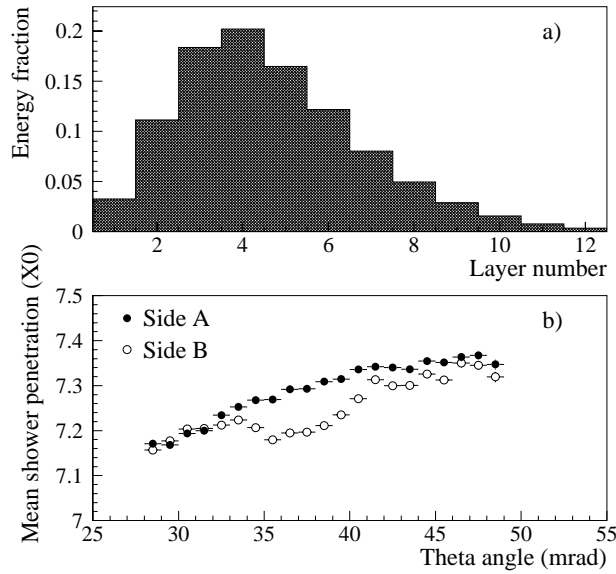


FIG. 5.1 – (a) Profil longitudinal de gerbe de 45 GeV ( $1.95X_0/\text{couche}$ ). (b) Valeur moyenne de la profondeur de gerbe (en  $X_0$ ) en fonction de l'angle polaire de l'amas; on note une structure du cote B entre 34 et 41 mrad, due à la présence d'un anneau de sustentation du tube à vide.

La sélection des événements est basée sur la reconstruction des **amas d'énergie** qui doivent présenter une topologie de diffusion *Bhabha*. Afin de minimiser le temps de calcul nécessaire à la reconstruction de l'événement, la calibration en énergie n'est appliquée qu'aux damiers appartenant à un amas. En conséquence, dans un premier temps les énergies utilisées par l'algorithme de recherche d'amas sont obtenues en multipliant les valeurs brutes extraites des *ADCs* (après soustraction des pédestaux) par un simple facteur de conversion proche de 5 MeV/coup d'*ADC*; cette procédure est justifiée par la bonne linéarité et la faible dispersion des gains des *Amplex* sélectionnés pour les calorimètres.

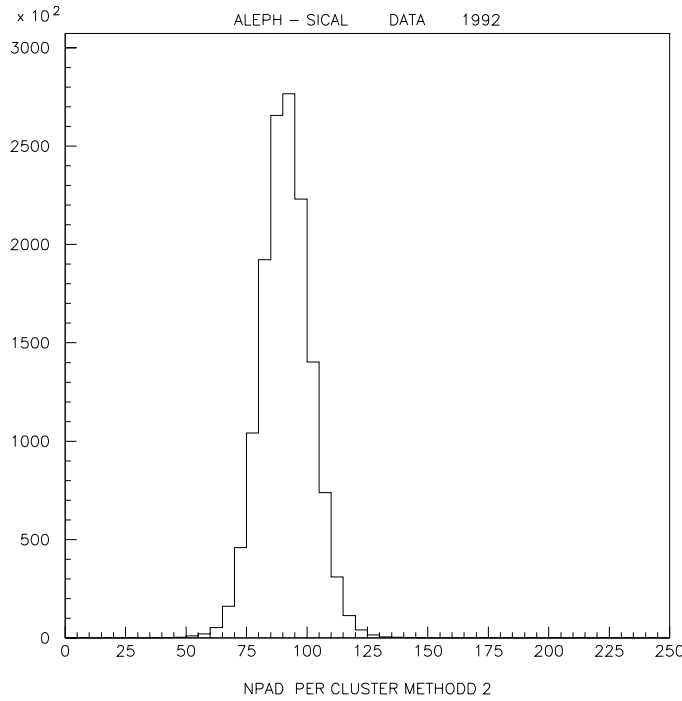


FIG. 5.2 – Nombre de damiers par amas (Pour la sélection *Bhabha*, la moyenne vaut 91.3).

L'algorithme de recherche d'amas utilisé pour la mesure de luminosité a pour but d'associer les damiers appartenant à une même gerbe électromagnétique, et d'en calculer les barycentres en  $\mathbf{R}$ ,  $z$  et  $\phi$ . La séparation entre une gerbe d'électron et un photon radiatif n'étant pas nécessaire, c'est donc un simple algorithme d'association qui procède de la façon suivante:

- la recherche débute dans la troisième couche du calorimètre - *i.e* après  $6X_0$  et donc à proximité du maximum de la gerbe (cf *figure 5.1*) - par un damier 'précurseur' d'énergie supérieure à 300 MeV. Si aucun précurseur n'a été trouvé, la recherche de précurseur continue dans les couches plus profondes à  $8X_0$  *etc.*
- dans une même couche, les damiers voisinant - soit par une bordure commune, soit par un coin commun - un damier appartenant à l'amas, peuvent lui être attachés s'ils contiennent une énergie supérieure à 30 MeV - c'est à dire 2 coups d'*ADC* au dessus du seuil de 'suppression de zéros'. Un damier 'mort' voisin de l'amas lui est attaché pour ne pas briser la connectivité.
- la connection avec les voisins des couches adjacentes ne se fait que pour des damiers situés en vis-à-vis à même rayon, en prenant en compte les décalages de  $3.75^\circ$  d'une couche à l'autre.

La figure *figure 5.2* montre la distribution du nombre total de damiers appartenant à un amas pour les événements *Bhabha* dans l'acceptance du détecteur correspondant à la sélection de luminosité. La valeur moyenne de ce nombre total de damiers pour des amas d'énergie comprise entre 40 et 50 GeV décroît lentement en fonction du numéro de damier dans lequel se trouve le barycentre de l'amas  $\mathbf{R}_{clus}$

(cf figure 5.3) en raison de l'augmentation de la taille du damier avec le rayon.

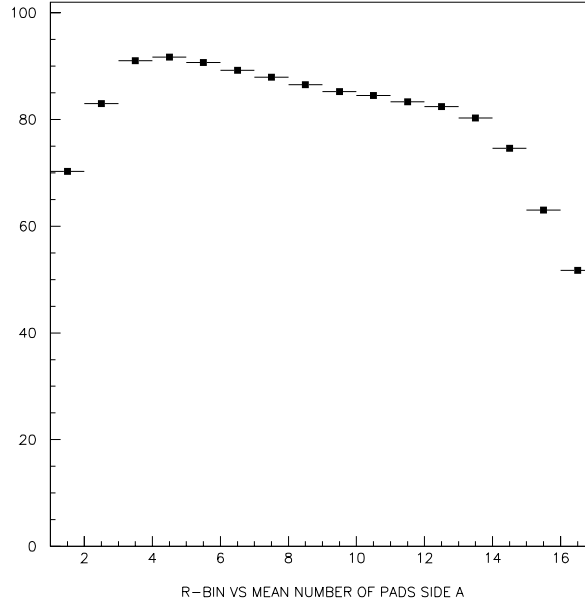


FIG. 5.3 – Variation du nombre de damiers par amas en fonction du numéro de damier du barycentre pour des amas d'énergie entre 40 et 50 GeV (carrés pleins). La chute à petit (grand) numéro de damier est due à la perte de gerbe sur le bord interne (externe) du calorimètre.

Chaque amas est caractérisé par son énergie et la position de son barycentre ( $R$ ,  $\phi$  et  $z$ ). Des corrections périodiques en  $R$  et  $\phi$  permettent de prendre en compte l'effet de 'Snake' inhérent à la méthode du barycentre, ainsi que les effets de bord et de courbure de damier. Hormis les effets de bord, la correction de la coordonnée radiale est donnée par:

$$Corr_R^{bary} = a_1 \sin(2\pi R_{clus}) + a_2 \sin(2\pi R_{clus}) \quad (5.1)$$

où  $a_1 = -0.030 \text{ cm}$  et  $a_2 = 0.325$ . La formule de la correction additive en  $\phi$  est compliquée par le décalage en  $\phi$  des couches successives:

$$Corr_\phi^{bary} = \sum_{i=1}^3 b_i \sin(2\pi \phi_i^{clus}) + c_0 \sin(2\pi \phi_i^{clus}) \quad (5.2)$$

où  $\phi_i^{clus}$  est le barycentre en  $\phi$  déplacé par le décalage azimuthal de la couche correspondante,  $b_i = -0.0438, -0.0450$  et  $-0.0449$ , et  $c_0 = 0.500$ . Les corrections finales en  $R$  et  $\phi$  sont représentées figure 5.4.

Avant de décrire la calibration en énergie, notons que la résolution en énergie non calibrée est de 6.2% pour des gerbes de 45 GeV. D'autre part, la faible valeur de l'énergie minimale nécessaire pour connecter un damier à l'amas assure qu'une gerbe issue d'un photon radiatif sera fusionnée à celle de l'électron/positron dont il est issu, jusqu'à des séparations angulaires de l'ordre de 16mrad. Enfin, le très petit nombre de damiers appartenant à l'amas montre que l'occupation du détecteur est extrêmement faible et justifie la procédure de 'suppression de zéros' en-ligne.

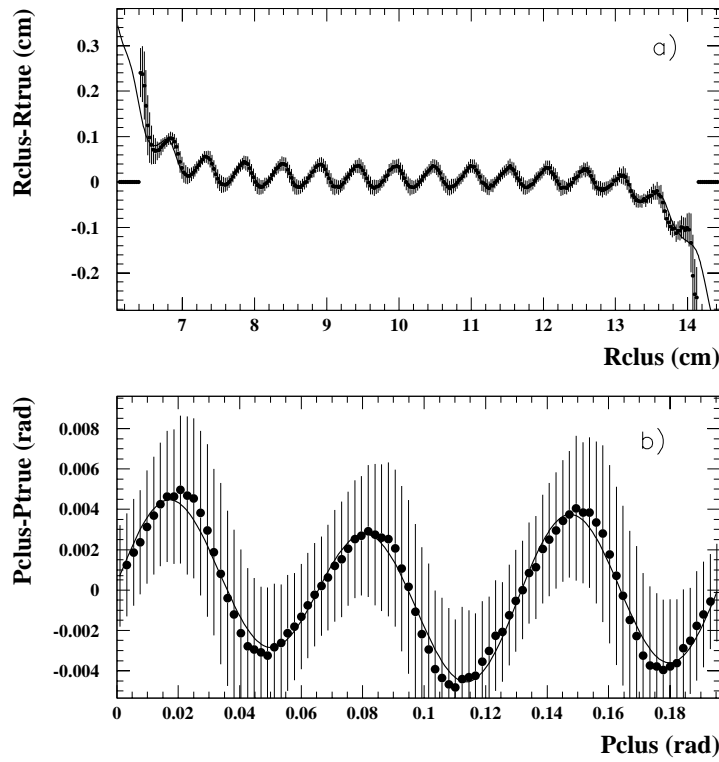


FIG. 5.4 – En haut: Correction au barycentre radial  $R_{clus}$  sur la totalité de l'acceptance radiale du calorimètre. En bas: Correction au barycentre azymuthal  $\phi_{clus}$  sur la largeur azymuthale d'un damier ( $\pi/32$ ).

## 5.2 Calibration en énergie

Une gerbe électromagnétique s'étalant sur plusieurs damiers d'un cristal, la réponse de chaque damier est affectée par la diaphonie positive des damiers adjacents et la diaphonie négative des damiers lointains (voir *figure 3.5 (b)*). La procédure de calibration des canaux individuels permet de mesurer ces diaphonies, et l'on pourrait idéalement penser déconvoluer l'énergie effectivement déposée dans chaque damier. Cette idée apparaît néanmoins irréaliste au vu du nombre de constantes impliquées, et infaisable puisqu'on a fait le choix de la lecture des ADCs en mode '*suppression de zéros*'.

Toutefois, les distributions d'énergie dans le plan transverse à la gerbe (cf *figure 5.5*) montrent que, au maximum de la gerbe, environ 80% de l'énergie est contenue dans 2 damiers. En conséquence, les effets de diaphonie seront limités pour ces damiers, et nous avons choisi d'utiliser les constantes de calibration obtenues lorsque l'on injecte sur un damier unique. L'ajustement parabolique des courbes de calibration des 12288 damiers fournit 36864 constantes, dont on réduit le nombre à 3856 de la manière suivante:

- 16 constantes décrivent la dépendance moyenne des gains des 16 canaux de l'*Amplex*, c'est-à-dire une dépendance radiale unique.
- pour chaque *Amplex*, 2 constantes décrivent le gain moyen et l'écart par rapport à la dépendance radiale moyenne.
- 3 constantes décrivent la variation parabolique du gain moyen en fonction de l'énergie, toujours pour chacun des 768 *Amplex*.

L'application de ces '*gains*', en remplacement du facteur de conversion de 5 MeV/coup d'ADC, améliore la résolution de 6.2% à 5.5%. Néanmoins, la calibration que nous avons décrite ne permet pas d'assurer une réponse uniforme pour les raisons suivantes:

- *Longitudinalement*: les canaux '*morts*', bien qu'en petit nombre (1 secteur en  $\phi$  d'un couche pro-

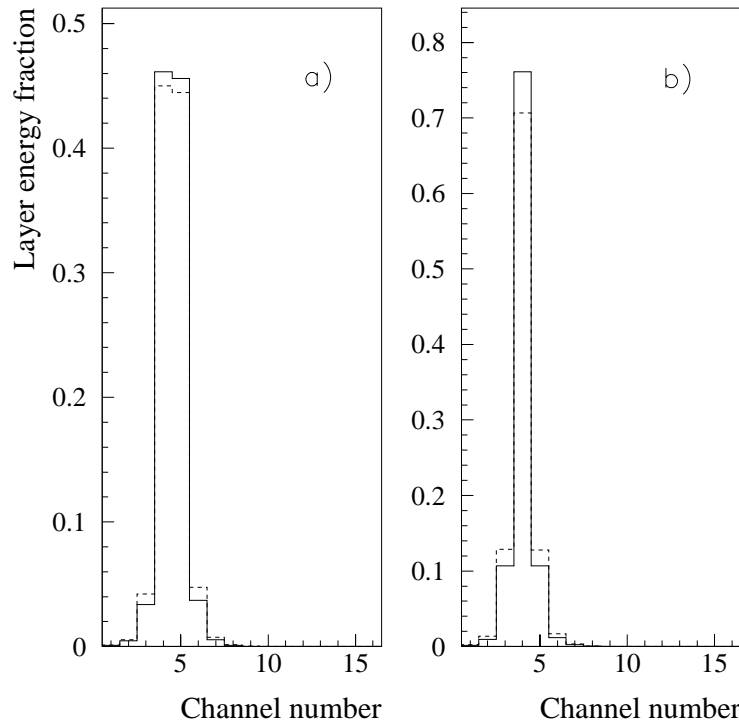


FIG. 5.5 – Exemple de profils transverse radiaux de l'énergie déposée dans le secteur azimuthal barycentrique, à des profondeurs de  $6X_0$  (traits pleins) et  $8X_0$  (traits pointillés) dans le calorimètre. En (a) pour des gerbes centrées entre les damiers 4 et 5, en (b) centrées sur le damier 4.

fonde + 14 damiers individuels), ne font pas l'objet d'une correction en énergie; cette correction ne verra le jour qu'en 1993. D'autre part, certains cristaux peuvent avoir un gain intrinsèque faible, tout en ayant des capacités conformes à la normale, et donc avoir des réponses très différentes en calibration et lors de l'illumination par une gerbe de particules. Les gains de ces cristaux furent réajustés en forçant la forme de la distribution longitudinale par secteur azimuthal à sa valeur moyenne sur le détecteur.

- *Radialement*: la valeur du temps de *HOLD* utilisée en calibration peut être différente de celle ajustée en acquisition pour maximiser la réponse du détecteur lors d'une gerbe électromagnétique (cf figure 3.5 (a)). Or, nous avons mesuré que la dépendance radiale des gains est fortement fonction du temps de *HOLD*: 10% de variation pour un changement de 'timing' de 100ns. De plus, les déviations radiales par rapport à l'ajustement parabolique du gain moyen sont ignorées, de même que les effets de diaphonie entre les damiers voisins d'un même cristal. La correction apportée est néanmoins petite puisqu'elle est inférieure à 1% d'un damier à son voisin, c'est à dire de part et d'autre de la frontière fiducielle.
- *Azimuthalement*: comme nous l'avons mentionné (chap. 3.3), le positionnement en quinconce des cristaux introduit une différence d'environnement pour les cristaux d'un même *mini-module*. La sensibilité aux effets de dilution de gerbe, c'est à dire à l'épaisseur d'air entre le tungstène *amont* et le cristal, ainsi qu'à ceux de retrodiffusion qui dépendent de l'épaisseur de G10 entre le cristal et le tungstène *aval*, dépendra donc du barycentre azimuthal de la gerbe. Une correction azimuthale empirique de 4%, appliquée à l'énergie des cristaux échantés, permet de corriger cet effet.

La valeur moyenne de l'énergie des amas, en fonction du numéro de damier ' $R_{bin}$ ', est indiquée figure 5.6 après toutes corrections. La décroissance à bas et grand  $R_{bin}$  est due à la mesure partielle de l'énergie lorsque la gerbe est proche des bords du calorimètre ('*Shower Leakage*'). La résolution en énergie après ces corrections est de 4.9% pour les gerbes électromagnétiques entièrement contenues,

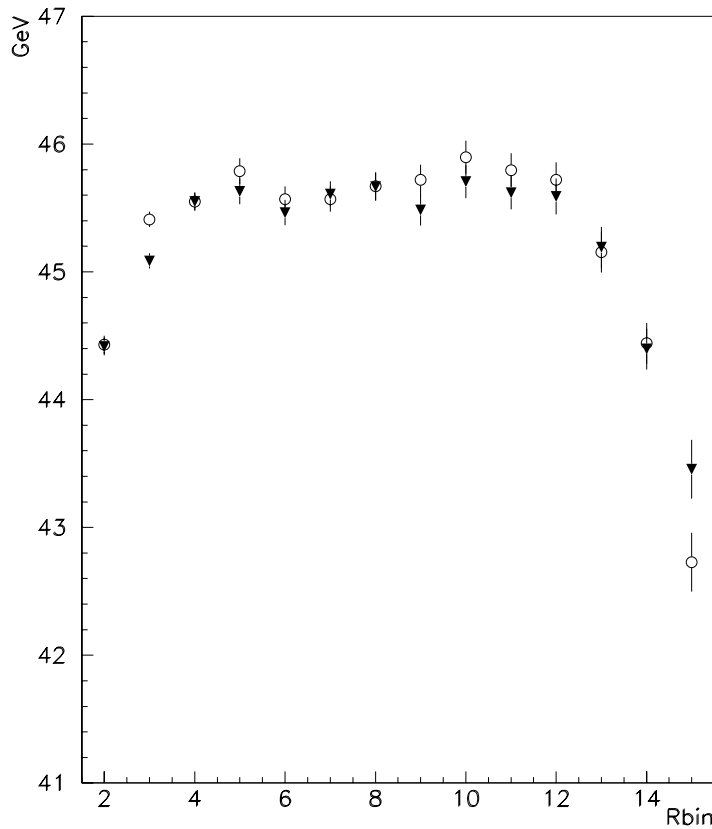


FIG. 5.6 – Dépendance radiale de la valeur moyenne de l'énergie des amas entre le deuxième et le quinzième damier du côté A (triangles pleins) et B (cercles ouverts).

correspondant à  $\sigma_E/E = 34\%/\sqrt{E}$ , ce qui est finalement meilleur que les impératifs du cahier des charges (chap. 2.1) pour séparer le signal du bruit de fond.

### 5.3 Sélection des données

Les événements *Bhabha* sont sélectionnés à partir du lot satisfaisant la condition de déclenchement en coïncidence, et doivent satisfaire de plus 4 critères que nous allons détailler. La fraction d'événements rejetés par ces coupures est indiquée *tableau 5.1*. On y voit clairement que la coupure en rayon est la plus restrictive, essentiellement à bas angle en raison de la forme de la distribution *Bhabha*. Au total, 737042 événements sont sélectionnés avant soustraction du bruit de fond.

|  |            |
|--|------------|
| (1) $\geq 1$ amas reconstruit de chaque côté | nil        |
| (2) Coupures en énergie                      | 14%        |
| (3) Coupure fiducielle en rayon              | 43%        |
| (4) Coupure d'acoplanarité                   | $\leq 1\%$ |
| Fraction totale rejetée                      | 58%        |

TAB. 5.1 – Fraction d'événements rejetés par les coupures de sélection de luminosité.

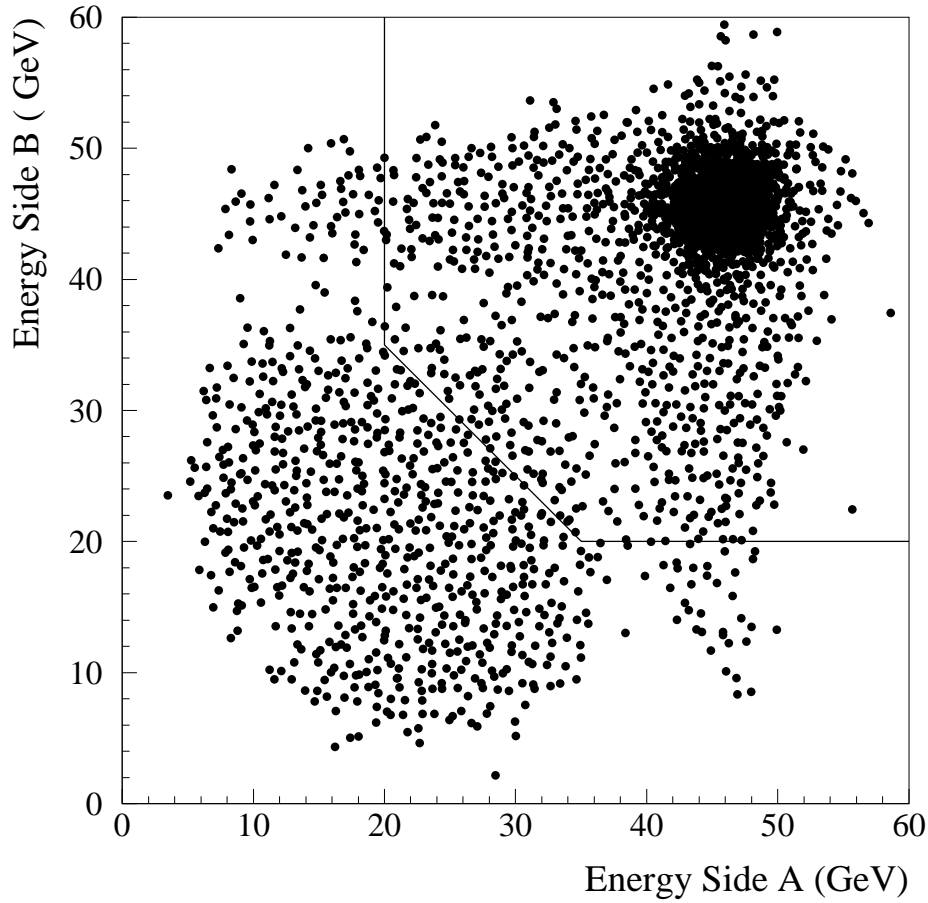


FIG. 5.7 – *Energie (GeV) de l'amas de plus haute énergie du côté B en fonction de son homologue du côté A. La ligne brisée permet de visualiser les coupures en énergie.*

### 5.3.1 Coupure sur le nombre d'amas

Chacun des calorimètres A et B contient au moins un amas. La demande d'un amas par côté assure une topologie de diffusion *Bhabha*, et ne se limite pas à un seul amas puisqu'une gerbe due à un photon radiatif sera fusionnée ou séparée de la gerbe principale selon l'énergie du photon. Le *tableau 5.2* indique la répartition du nombre d'amas dans chaque calorimètre. On voit que 97.5% des événements ont  $\leq 3$  amas reconstruits, et constate la propreté du déclencheur de coïncidence puisqu'aucun événement ne possède moins d'un amas reconstruit de chaque côté. Etant donné qu'aucun événement sur 250.000 n'a été rejeté par cette coupure, on peut assigner une limite supérieure de  $1.2 \times 10^{-5}$  (95 % CL) à l'inefficacité de reconstruction.

### 5.3.2 Coupures en énergie

L'amas le plus énergétique de chaque côté a une énergie  $E_A, E_B \geq 44\%$  de l'énergie du faisceau (20 GeV au pic du Z), et la somme des énergies  $E_A + E_B$  doit être  $\geq 60\%$  de  $\sqrt{s}$  (55 GeV au Z). Les coupures en énergie ont pour but, d'une part de se placer dans la zone où le déclencheur est efficace (cf *figure 4.6*), d'autre part de s'affranchir d'une partie du bruit de fond des particules *hors-axe* tout en conservant la plus grande partie des événements radiatifs. La *figure 5.7* montre la séparation claire de ces deux types d'événements. La *figure 5.8* indique l'accord obtenu avec le programme de simulation d'événements *Bhabha* radiatifs que nous décrirons chapitre 5.6, et où la gerbe est simulée conformément

|   | Nombre d'amas (côté A) |        |       |       |       |       |
|---|------------------------|--------|-------|-------|-------|-------|
|   | 0                      | 1      | 2     | 3     | 4     | 5     |
| 0 | 0.00%                  | —      | —     | —     | —     | —     |
| 1 | —                      | 83.14% | 6.73% | 0.56% | 0.06% | 0.01% |
| 2 | —                      | 7.66%  | 0.72% | 0.08% | 0.01% | —     |
| 3 | —                      | 0.80%  | 0.07% | 0.01% | —     | —     |
| 4 | —                      | 0.11%  | 0.01% | —     | —     | —     |
| 5 | —                      | 0.02%  | —     | —     | —     | —     |

TAB. 5.2 – Nombre d'amas du côté A en fonction du nombre d'amas du côté B.

à la paramétrisation de l'appendice A.4; on peut noter un excès d'événements à haute énergie provenant, non pas d'une queue de résolution mal simulée, mais de coïncidences accidentelles entre un *Bhabha* et une particule *hors-axe*, créant une fusion d'amas qui n'a pas été intégrée dans le programme de simulation. Cette figure montre également l'intérêt systématique de la coupure à une énergie très basse, là où la population se situe 3 ordres de grandeurs en deçà de celle du pic à 45 GeV.

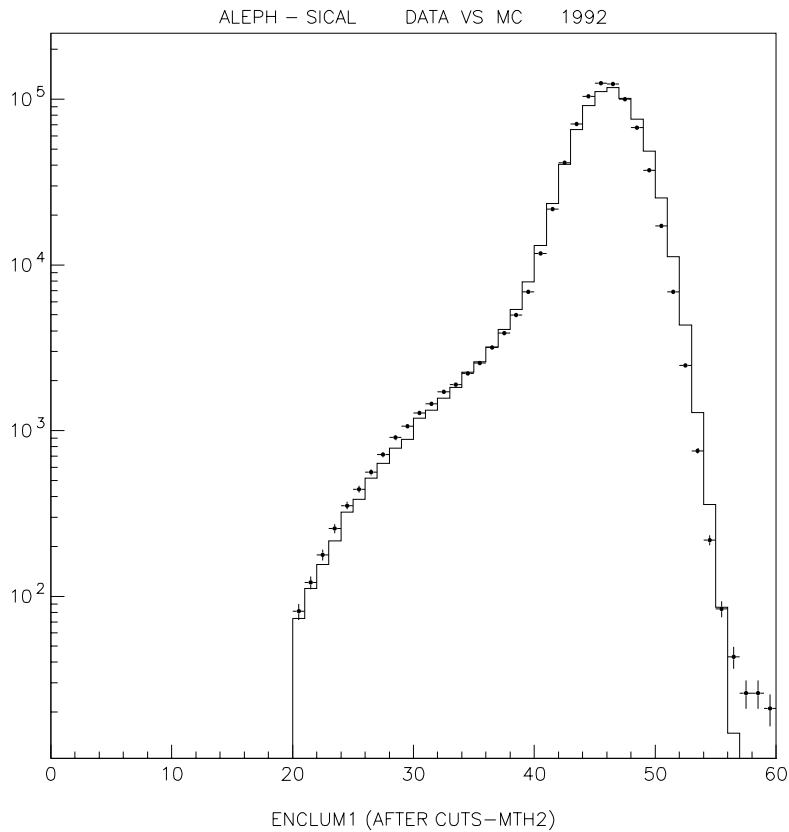


FIG. 5.8 – Energie (GeV) de l'amas de plus haute énergie du côté A après les coupures de sélection.

### 5.3.3 Coupure fiducielle en rayon

Les amas doivent être situés dans une zone fiducielle radiale stricte dans un calorimètre, et lâche dans l'autre. Le but de la coupure fiducielle en rayon est de définir précisément l'acceptance de la section-efficace *Bhabha*. Afin de réduire la sensibilité à des déplacements du point d'interaction, et aussi

pour ne pas mettre une contrainte trop dure sur la colinéarité de l'événement qui n'est qu'approximativement vérifiée pour les *Bhabhas* radiatifs, des coupures différentes sont appliquées sur les amas de part et d'autre du point d'interaction: d'un côté (arbitrairement choisi) on applique une coupure *stricte* en demandant que l'amas soit compris entre les damiers 4 et 12 (inclus), alors que de l'autre côté on applique une coupure *lâche* en demandant que l'amas soit compris entre les damiers 2 et 15 (inclus). Le rôle de chaque côté est bien entendu interchangé entre 2 événements. La définition du critère d'appartenance radiale n'est pas basée sur le barycentre de l'amas, mais sur l'asymétrie radiale en énergie  $\mathcal{A}_r$ , déjà évoquée chap. 3.4:

$$\mathcal{A}_r = \frac{E_{in} - E_{out}}{E_{in} + E_{out}}, \quad (5.3)$$

où  $E_{in}$  est une somme d'énergie partielle à l'**intérieur** de la zone fiducielle, et  $E_{out}$  est son homologue à l'**extérieur** de cette zone. Chaque somme partielle intègre l'énergie de quatre damiers situés au bord de la limite fiducielle radiale: en  $\phi$  les deux damiers les plus proches du barycentre azimuthal (à cause de l'effet de quinquonce), et ceci seulement pour les couches 3 (à  $6X_0$ ) et 4 (à  $8X_0$ ) correspondant au maximum longitudinal de la gerbe (la restriction est dictée par la géométrie non-projective du calorimètre). Ce choix minimise la sensibilité aux fluctuations de gerbe, tout en limitant l'effet d'une simulation imparfaite du profil transverse de la gerbe par le programme de Monte-Carlo.

27/07/93 14.36

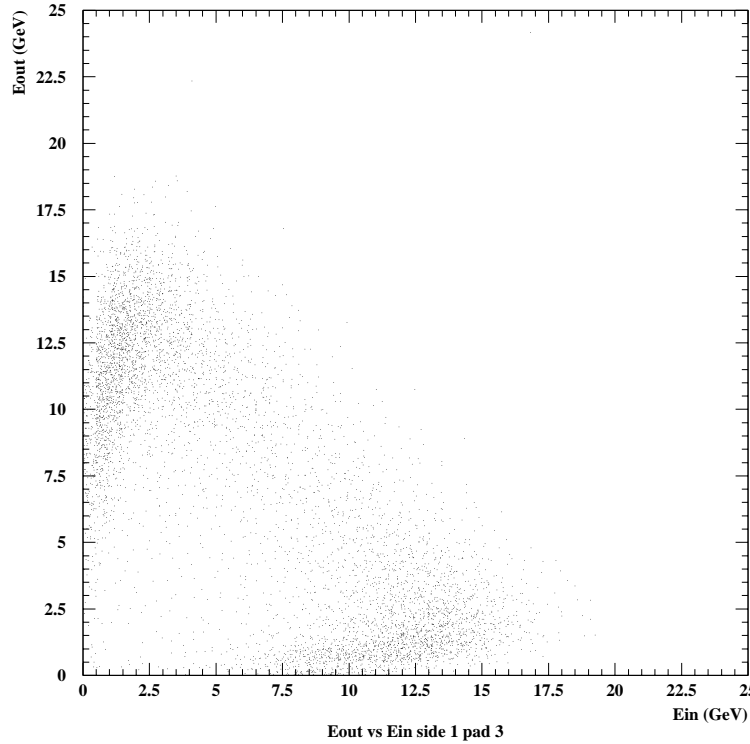


FIG. 5.9 – Distribution de la somme d'énergie partielle  $E_{out}$  (damier 3) en fonction de  $E_{in}$  (damier 4) pour les événements passant les coupures de sélection et dont le barycentre de l'amas est situé dans ces damiers. La coupure en asymétrie  $\mathcal{A}_r > 0$  revient à ne conserver que les événements dans le demi-plan en dessous de la diagonale  $E_{out} = E_{in}$ .

La figure 5.9 montre la répartition de l'énergie au voisinage de la frontière entre les damiers 3 ( $E_{out}$ ) et 4 ( $E_{in}$ ). La somme  $E_{in} + E_{out}$  vaut approximativement 15 GeV, et en suivant la diagonale corres-

pendant à cette valeur, on passe d'événements centrés dans le damier 3 à ceux centrés dans le damier 4. Cette propriété est due à la taille des damiers qui est de l'ordre de grandeur du rayon de Molière du calorimètre.

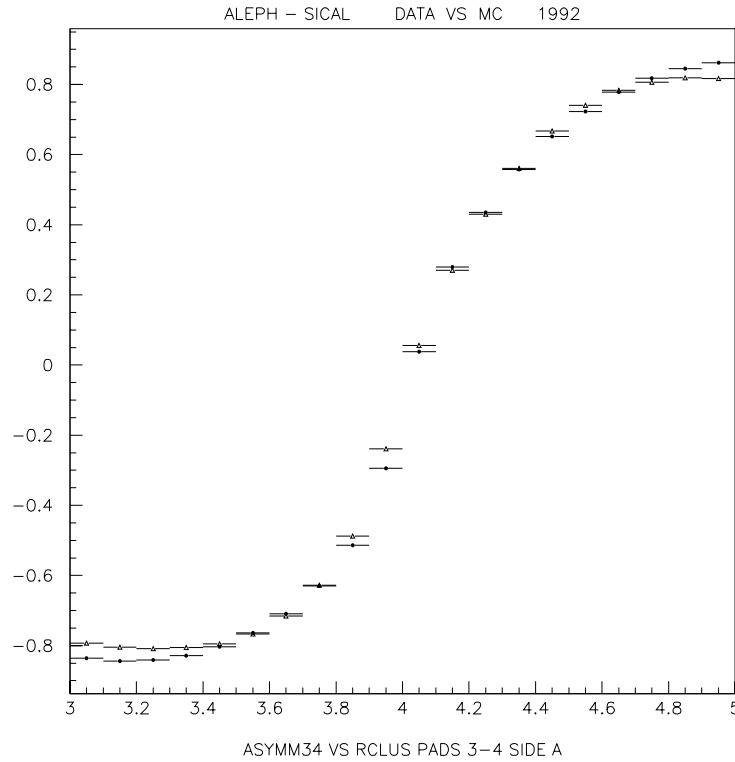


FIG. 5.10 – Variation de l'asymétrie  $\mathcal{A}_r$  en fonction de la position radiale de l'amas  $R_{clus}$  (en unité de taille d'un damier), entre la frontière interne du damier 3 et la frontière externe du damier 4. Les données (points pleins) y sont comparées à la simulation (triangles ouverts).

Les événements ayant une asymétrie  $\mathcal{A}_r$  **positive** sont conservés. La variation de l'asymétrie en fonction de la position radiale de l'amas  $R_{clus}$  est indiquée figure 5.10 et comparée à la simulation obtenue en utilisant notre paramétrisation du développement de gerbe électromagnétique (chap. A.4). A noter que la variable  $R_{clus}$  est affectée par l'effet de 'Snake' et que l'on ne peut extraire les paramètres de l'asymétrie (pente et 'offset' radial à  $\mathcal{A}_r = 0$ ) à partir de cette seule figure.

La distribution en numéro de damier pour la coupure fiducielle *stricte* est indiquée figure 5.11, et celle correspondant à la coupure fiducielle *lâche* sur la figure 5.12. Ces figures montrent également l'accord obtenu par la simulation, où seule la partie grisée correspond à l'acceptance retenue pour l'analyse. L'accord est également indiqué au delà de la région fiducielle (zones non-grisée) et sera utilisé pour la détermination de l'incertitude systématique.

#### 5.3.4 Coupure d'acoplanarité

**Les deux amas de plus haute énergie doivent être dos-à-dos pour présenter la topologie coplaire d'une diffusion Bhabha.** Les événements *Bhabha* sont essentiellement coplanaires, et la coupure sur la différence d'angle azimuthal  $\Delta\phi \equiv \phi_A - \phi_B$  entre les amas de plus haute énergie de part et d'autre du point d'interaction a été optimisée pour conserver autant que possible la queue radiative, tout

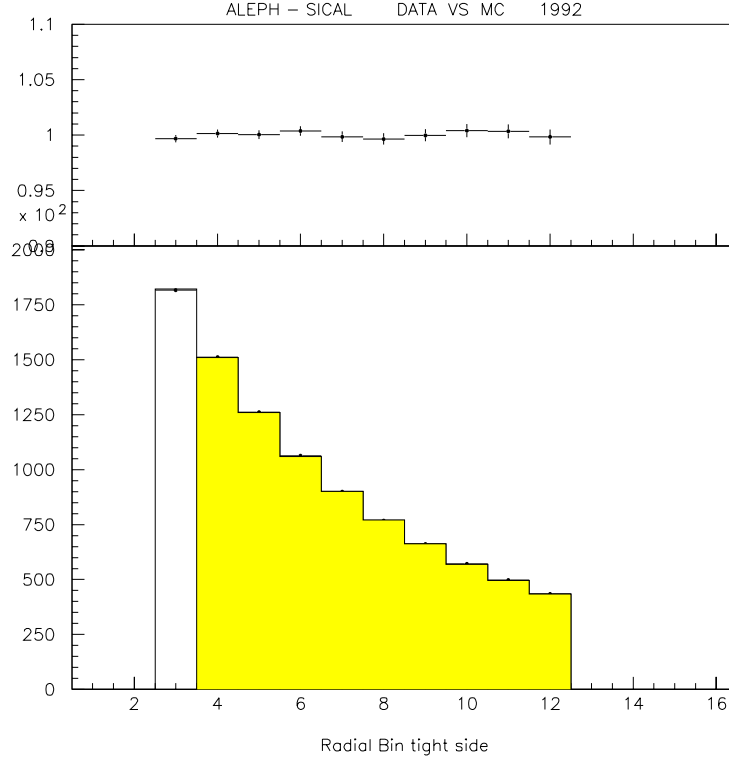


FIG. 5.11 – *Distribution radiale pour la coupure stricte. Les données (points) y sont comparées au Monte-Carlo (histogramme). L'abscisse est en unité de damier.*

en rejetant les coïncidences accidentelles de particules *hors-axe*. Les événements sont acceptés dans la fourchette:

$$150^\circ \leq \Delta\phi \leq 210^\circ.$$

Les distributions en  $\Delta\phi$  des données et de la simulation sont indiquées *figure 5.13*. Le pic à  $180^\circ$  est bien reproduit par le Monte-Carlo tandis que les excès en dehors de la coupure montrent le niveau de bruit de fond résiduel. La prise en compte de celui-ci est l'objet du prochain paragraphe.

## 5.4 Le bruit de fond lié à l'accélérateur

Pour déterminer la contribution du bruit de fond dû aux coïncidences de particules *hors-axe* dans chacun des calorimètres, nous avons utilisé les événements issus du déclencheur à simple bras à seuil très bas (environ 9 GeV) et possédant un amas satisfaisant la coupure en énergie de 20 GeV. On mesure ainsi les taux moyens sur un '*fill*',  $\langle f_{bas}^{A,B} \rangle$  et  $\langle f_{haut}^{A,B} \rangle$ , d'événements remplissant les conditions de seuil *bas* (12 GeV) ou *haut* (à 24 GeV) des côtés A et B.

On peut alors construire le taux d'événements satisfaisant la condition de déclenchement de coïncidence, ( $A_{haut} \cdot B_{bas}$  OU  $A_{bas} \cdot B_{haut}$ ), en additionnant les différentes contributions faisant intervenir les taux de chaque coté. Le taux de coïncidences '*accidentelles*'  $f_{Acc}$  est alors:

$$f_{Acc} = (\langle f_{haut}^A f_{haut}^B \rangle + \langle f_{haut}^A f_{bas}^B \rangle + \langle f_{bas}^A f_{haut}^B \rangle) / \nu \quad (5.4)$$

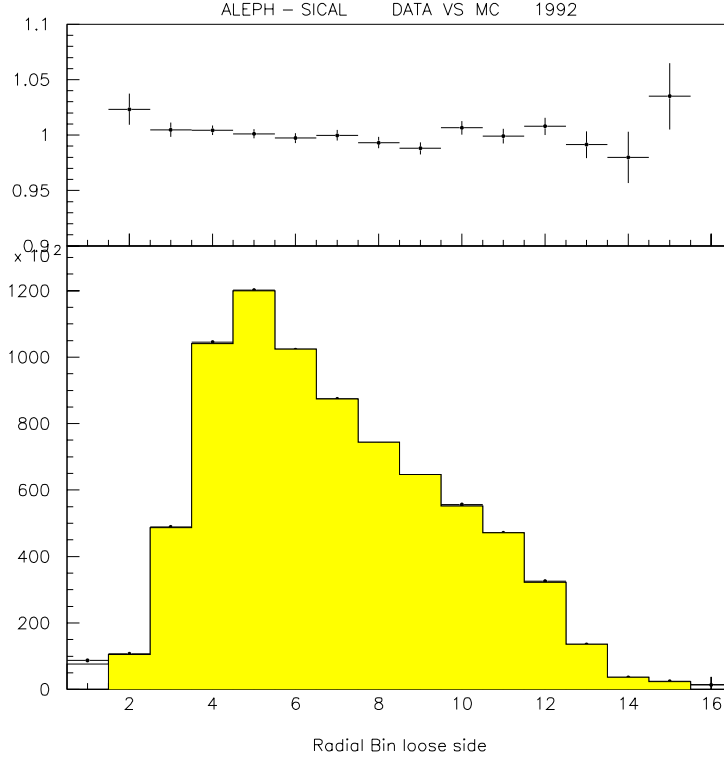


FIG. 5.12 – *Distribution radiale pour la coupure lâche. Les données (points) y sont comparées au Monte-Carlo (histogramme). L'abscisse est en unité de damier.*

où  $\nu$  est la fréquence de croisement des faisceaux (45 kHz en fonctionnement à 4 bunchs dans la machine et 90 kHz à 8 bunchs). Une petite correction doit être appliquée, puisque les taux  $\langle f^A \rangle$  et  $\langle f^B \rangle$  de bruit de fond peuvent être corrélés par exemple lors de l'appauvrissement du faisceau au cours du 'fill'. Les taux mesurés précédemment étant des valeurs moyennes sur le 'fill', on passe de  $\langle f^A \rangle \cdot \langle f^B \rangle$  à  $\langle f^A f^B \rangle$  par:

$$\frac{\langle f^A f^B \rangle}{\langle f^A \rangle \langle f^B \rangle} = 1 + \frac{Cov(f^A, f^B)}{\langle f^A \rangle \langle f^B \rangle} \quad (5.5)$$

La correction est de +11% en moyenne sur la période de prise de données de 1992.

Le taux de déclenchement accidentel étant connu pour chaque 'fill', les événements du déclencheur à simple bras sont utilisés pour former toutes les combinaisons comportant un amas dans chaque calorimètre, et toutes les coupures de sélection de luminosité sont appliquées à ces pseudo-événements de coïncidence. Les distributions en énergie et en  $\Delta\phi$  de ces événements y sont comparées à leurs homologues des événements du déclencheur de coïncidence sur la figure 5.14. Le taux de déclenchement accidentel après coupures est alors le taux de bruit de fond. Il représente  $7.0 \times 10^{-4}$  du taux de *Bhabha* acceptés.

Les événements du déclencheur de coïncidence satisfaisant  $E_A, E_B \geq 20$  GeV mais pas  $E_A + E_B \geq 55$  GeV sont pour la plupart du bruit de fond. Leur distribution en  $\Delta\phi$  est comparée à celle des pseudo-événements de coïncidence sur la figure 5.15. On y voit un désaccord de forme autour de  $\phi = 180^\circ$ , dû aux événements *Bhabha* doublement radiatifs, et de normalisation. Le niveau de bruit de fond a été augmenté de 20% pour y remédier, et on a utilisé ces 20% en tant qu'incertitude systématique

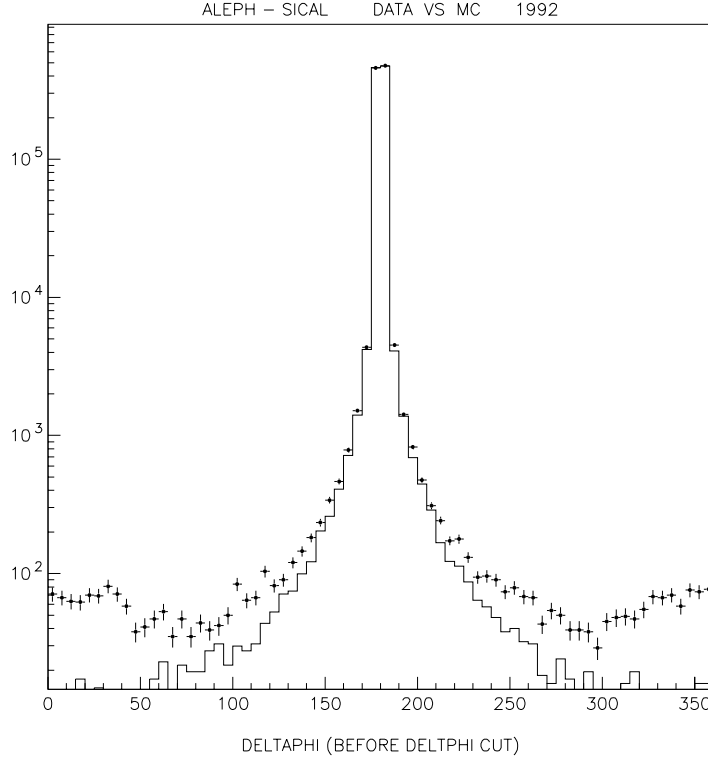


FIG. 5.13 – Distribution de la différence d'angle azimuthal  $\Delta\phi$  entre les amas des côtés strict et lâche. Les données (points) y sont comparées aux événements de simulation de Bhabhas radiatifs (histogramme); les excès à petit et grand  $\Delta\phi$  proviennent des particules hors-axe.

sur le bruit de fond qui vaut en moyenne :

$$BdF = (8.5 \pm 1.7) \times 10^{-4}$$

Ce bruit de fond, dont la valeur dépend des conditions de collimation et du halo des faisceaux, a été soustrait des données pour chaque 'fill' individuellement.

Un autre effet possible des particules *hors-axe* pourrait être la perte d'un bon événement quand un amas du bruit de fond lui est surimposé. En effet, si l'événement est fortement radiatif et que l'amas additionnel possède une énergie supérieure, l'événement peut être rejeté par la coupure en  $\Delta\phi$ . Nous avons évalué une limite supérieure à la perte de bons événements de  $5 \times 10^{-5}$ , en comparant la fraction d'événements *Bhabha* ayant une des énergies inférieure à 35 GeV au taux d'événements provenant du déclencheur à simple bras d'énergie supérieure à 20 GeV. Cet effet est donc négligeable.

## 5.5 Contribution des bruits de fond physiques

Quatre principales sources de bruit de fond physique ont été considérées. A l'inverse du bruit de fond des particules *hors-axe* déterminé à partir des données et soustrait de celles-ci, l'estimation de la contamination par des processus physiques a été étudiée par Monte-Carlo et traitée comme une correction à la section efficace interceptée par le détecteur.

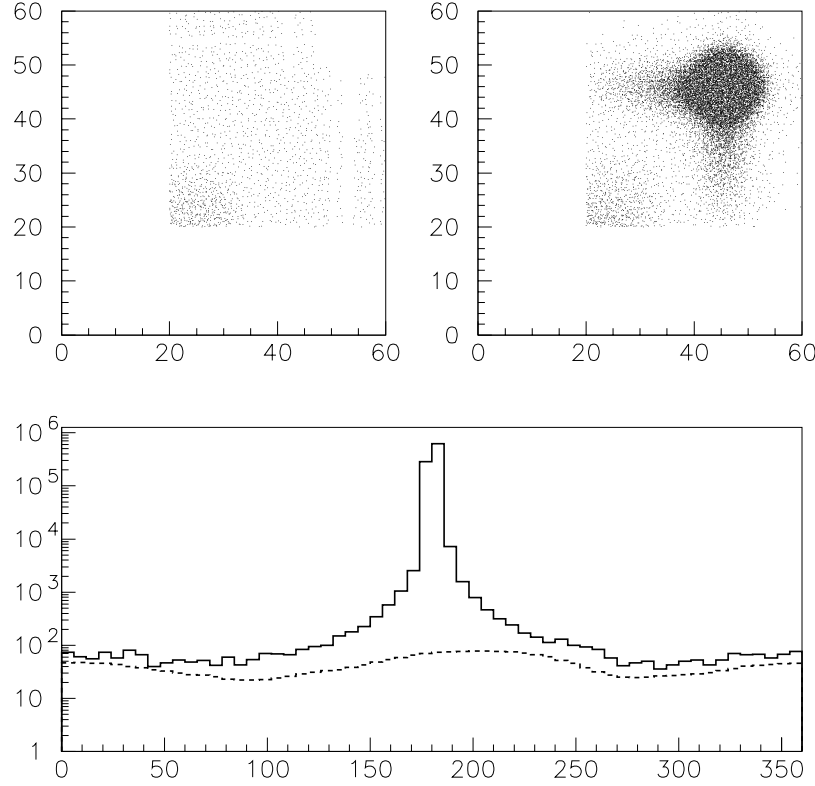


FIG. 5.14 – En haut: comparaison des distributions  $E_A$  vs  $E_B$  (GeV) pour les événements de bruit de fond reconstruits (à gauche) et signal+bruit de fond (à droite). En bas: distribution en  $\Delta\phi$  (degrés) après coupure en somme d'énergie pour le bruit de fond (tirets) et signal+bruit (histogramme).

- La production de deux (ou trois) photons durs dans la voie  $t$ ,  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ . C'est la seule source de bruit de fond non-négligeable dans *SiCAL*. Dans notre calorimètre électromagnétique, les photons ne sont pas discernables des électrons, et la déflexion due au champ magnétique d'*ALEPH* ne permet pas non plus cette distinction. Un événement à deux photons énergétiques colinéaires présentera donc une topologie *Bhabha*. Un lot correspondant à  $70 \text{ pb}^{-1}$ , c'est-à-dire 8 fois le volume des données, fut produit en utilisant le générateur *GGS* [30]. Sur 10000 événements totalement simulés, correspondant à une section efficace de  $0.143 \text{ nb}$ , seuls 947 survivent aux coupures de sélection. La **correction additive** à la section efficace *Bhabha* est donc  $13.6 \text{ pb}$ , soit  $0.016\%$ . L'incertitude sur la correction est de  $3\%$  provenant de la statistique de simulation, et  $3\%$  dus à l'incertitude théorique du générateur, ce qui se traduit par une incertitude de  $7 \times 10^{-6}$  sur la luminosité.
- Dans le processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ , interactions ' $\gamma\gamma$ ', deux photons radiatifs de l'état initial interagissent et produisent soit une paire de leptons, soit un état hadronique, où encore une résonance de méson pseudoscalaire qui se désintègre en deux photons réels. La principale contamination en provenance de cette réaction provient d'événements où à la fois l'électron et le positron *reculent* à cause du photon émis, et sont interceptés par le *SiCAL*. Des lots correspondant à  $10 \text{ pb}^{-1}$  ont été produits en utilisant le générateur *PHOT* [31, 32] pour les configurations où de 0 à 2 électrons de recul interagissent. Les événements hadroniques ont été générés en utilisant des modélisations *QED* et *VDM* de l'interaction ([33]). Nous avons estimé à moins de  $6 \times 10^{-5}$  la contamination

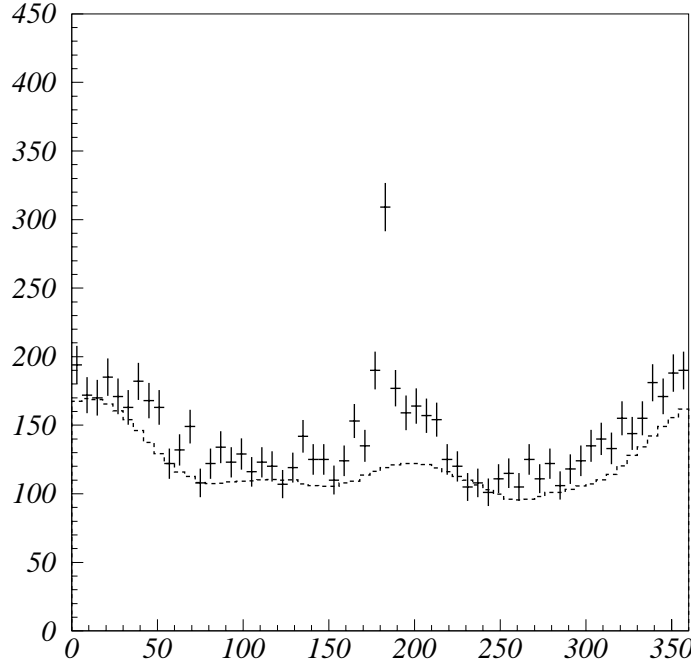


FIG. 5.15 – Comparaison des distributions en  $\Delta\phi$  (degrés) pour les événements du déclencheur de coïncidence en dessous de la coupure  $E_A + E_B \geq 55$  GeV (croix) et pour le bruit de fond calculé (tirets) avant renormalisation de 20% (voir texte).

de la production de leptons et de hadrons. Cette contamination n'a pas été soustraite des données, mais traitée comme une incertitude systématique.

- Un lot de  $50 \text{ pb}^{-1} e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  fut produit en utilisant le générateur *HVFL* [34]. La contamination du lot expérimental *Bhabha* fut trouvée inférieure à  $5 \times 10^{-6}$ , c'est-à-dire totalement négligeable.
- La section efficace de production  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  varie approximativement en  $(1 + \cos\theta^2)$ . La section efficace au pic du  $Z$  étant de  $2.0 \text{ nb}$ , la fraction contenant un  $\tau$  pointant dans l'acceptance angulaire d'un calorimètre n'est que de  $2.5 \text{ pb}$ . On peut donc estimer de façon prudente une contamination inférieure à  $3 \times 10^{-5}$ .

En résumé, seule la contribution due à la production de deux photons durs est appréciable et donne lieu à une **correction** de la section efficace *Bhabha* de **0.016%** avec une incertitude négligeable. Toutes les contributions des autres sources, de même que les incertitudes qui leur sont attachées, sont couvertes par une incertitude systématique de  $1.0 \times 10^{-4}$  sur la luminosité.

## 5.6 La simulation par méthode de Monte-Carlo

Le programme de simulation d'événements pseudo-expérimentaux pour le *SiCAL* est constitué de l'interfaçage d'un logiciel de génération de la cinématique - *BHLUMI* [35] - et d'une simulation complète de l'appareillage *ALEPH* basée sur le logiciel *GEANT* : *GALEPH*. Nous allons brièvement décrire la méthode utilisée, qui permet d'associer aux statistiques issues du Monte-Carlo la section efficace interceptée par le *SiCAL*, et donc d'en déduire la luminosité.

|                    |              |              |              |
|--------------------|--------------|--------------|--------------|
| Ecart de centrage  | Position $x$ | Position $y$ | Position $z$ |
|                    | -0.21 cm     | 0.02 cm      | 0.0 cm       |
| Angles du faisceau | $\alpha_x$   | $\alpha_y$   |              |
|                    | -0.59 mrad   | +0.20 mrad   |              |
| Résolution         | $\sigma_x$   | $\sigma_y$   | $\sigma_z$   |
|                    | 0.014 cm     | 0.0010 cm    | 1.00 cm      |

TAB. 5.3 – Résumé des paramètres du faisceau et des résolutions sur le vertex utilisés dans le générateur *BHLUMI*.

*BHLUMI* est un générateur spécifique d’interactions *Bhabha* radiatives à bas angle. Il inclut les corrections *QED* complètes  $\mathcal{O}(\alpha)$  ainsi que la production de multiphotons suivant le schéma *Yennie-Frautschi-Suura* [36]. En revanche les corrections électrofaibles ne sont pas incluses et feront l’objet d’une correction de la section efficace *QED* de *BHLUMI* (voir 5.7). Environ 9 millions d’événements ont été engendrés dans une acceptation large, de  $0.6^\circ$  (10.5 mrad) à  $4.1^\circ$  (71.6 mrad), correspondant à une section efficace de 1149.49 nb. Les valeurs de centrage et les angles des faisceaux (voir A.2), ainsi que les résolutions sur le vertex observés dans les données (voir tableau 5.3) sont pris en compte lors de la génération. Une première sélection sur les variables cinématiques permet de s’assurer que l’événement sera intercepté par *SiCAL*. A peu près 2 millions d’événements, correspondant à une section efficace de  $253.738 \pm 0.168$  nb, passent ce premier stade.

|                  | Événements engendrés | Événements acceptés | $\sigma_{Acc}$ nb | incertitude nb                |
|------------------|----------------------|---------------------|-------------------|-------------------------------|
| BHLUMI Gen       |                      | 9132931             | 1149.490          | $\pm 0.263$                   |
| Préselection     | 9132931              | 2016000             | 253.738           | $\pm 0.168$                   |
| GALEPH           | 2016000              | selon méthode       |                   |                               |
| SELECTION        |                      |                     |                   |                               |
| Méthode 1        | 2016000              | 827469              | 104.147           | $\pm 0.112$                   |
| <b>Méthode 2</b> | <b>2016000</b>       | <b>668254</b>       | <b>84.108</b>     | <b><math>\pm 0.101</math></b> |
| Méthode 3        | 2016000              | 309427              | 38.945            | $\pm 0.069$                   |
| Méthode 4        | 2016000              | 310618              | 39.095            | $\pm 0.070$                   |
| Méthode 5        | 2016000              | 249668              | 31.424            | $\pm 0.062$                   |
| Méthode 6        | 2016000              | 251150              | 31.610            | $\pm 0.063$                   |

TAB. 5.4 – Résumé des nombres d’événements et des sections efficace engendrés et acceptés. La sélection finale correspond à la ligne ‘Méthode 2’, les autres sélections sont décrites dans l’annexe A.

La simulation complète de ces événements est alors effectuée, jusqu’au niveau de la digitisation dans les *ADCs*. Les conditions de déclenchement, et la géométrie complète incluant les ‘*offsets*’ de positionnement des calorimètres dans *ALEPH* et l’alignement interne des cristaux, sont pris en compte. A noter que **66%** des événements présélectionnés de *BHLUMI* donnent lieu à un déclenchement de coïncidence. Les dépôts d’énergie sont simulés soit par une paramétrisation du développement des gerbes électromagnétiques issue d’un ajustement des profils longitudinaux et transverses observés dans les données (cf chap A.4), soit pour des besoins particuliers en utilisant *EGS* (100 fois plus lent). Les événements pseudo-expérimentaux sont reconstruits par le même programme que les données (*JULIA*), puis subissent les mêmes coupures de sélection que les données. La tableau 5.4 résume les statistiques d’événements et de section efficace engendrés et acceptés pour différentes sélections correspondant à diverses acceptances radiales et azimuthales. La sélection *standard* dénotée ‘**Méthode 2**’ accepte 668254 événements corres-

pondant à une section efficace  $\sigma_{SiCAL} = 84.108 \pm 0.101 \text{ nb}$ , où l'incertitude est purement d'ordre statistique.

## 5.7 La première mesure de luminosité en 1992

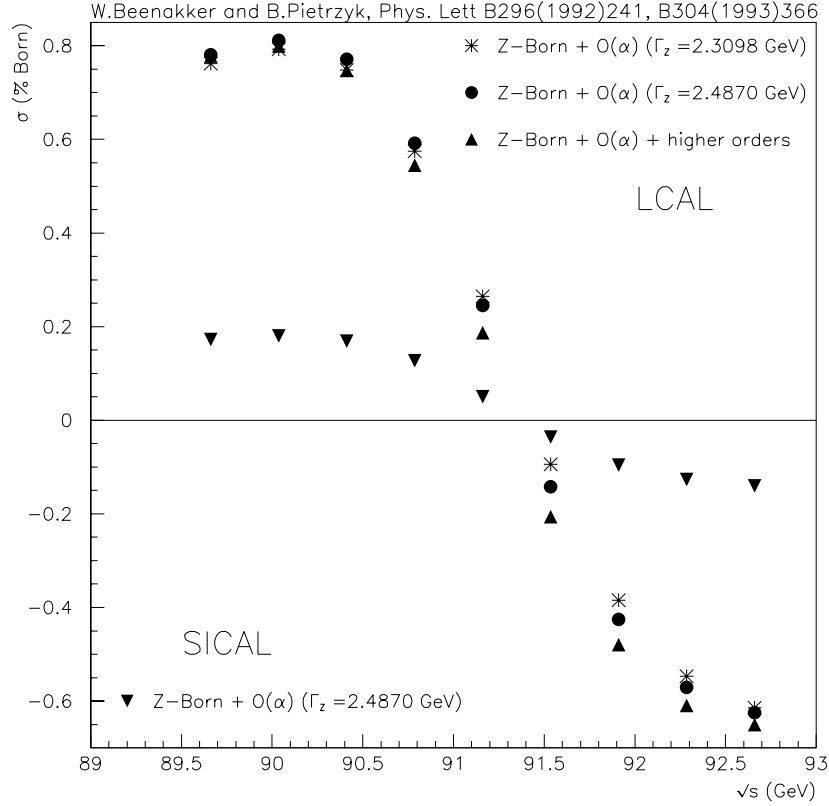


FIG. 5.16 – Correction électrofaible à la section efficace Bhabha pour l'acceptance angulaire du **SiCAL** (triangles pointe en bas). A titre de comparaison, on a également représenté cette correction pour l'acceptance à plus grand angle du **LCAL** sous différentes hypothèses (cercles et autres).

Bien que *BHLUMI* décrive précisément la contribution de l'échange de photon dans la voie *t*, il n'inclue que l'échange de *Z* dans la voie *s* dans l'approximation de Born. Si cette approximation est suffisante pour la simulation d'événements, la section efficace doit néanmoins être corrigée pour prendre en compte les termes manquants. Une procédure inspirée par *W. Beenakker et B. Pietrzyk* [37] permet de corriger la section efficace de *BHLUMI* pour l'échange de *Z* à l'ordre  $\alpha$  complet en utilisant un deuxième générateur (*BABAMC* [38]). La comparaison des résultats des 2 générateurs interfacés à une simulation rapide incluant les coupures de sélection de l'analyse de luminosité donne la correction à la section efficace. La figure 5.16 montre la taille de cette correction autour de  $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ . A noter que cette correction, qui vaut +0.061 % à 91.268 GeV, est 4 fois plus petite pour le *SiCAL* que pour le *LCAL* situé à plus grand angle.

La section efficace corrigée des contributions manquantes d'échange de *Z* (+0.061 %), et du bruit de

fond physique de production de photons durs (+ 0.016%) (chap. 5.5), vaut alors:

$$\sigma_{SiCAL}^{corr} = 84.17 \pm 0.10 \text{ nb}$$

La luminosité est donnée par:

$$L = \int \mathcal{L} dt = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{SiCAL}^{corr}} \quad (5.6)$$

où  $N_{Bhabha} = N_{data} - N_{BdF}$  est le nombre d'événements passant la sélection de luminosité (chap. 5.3) après soustraction du bruit de fond (chap. 5.4).

La luminosité a été déterminée pour l'ensemble des sous-périodes de prise données acceptées pour la 'sélection électrofaible', c'est-à-dire essentiellement 95.5 % des 57 'fills' du LEP pour lesquels SiCAL était présent. Plus de  $10^6$  déclencheurs de coïncidence ont été reconstruits et ont donné:

$$737042 \text{ (Signal + Bruit de fond)} - 639 \text{ (Bruit de fond)} = 736403 \text{ Bhabhas}$$

ce qui permet de calculer la luminosité pour les deux derniers mois de 1992. L'incertitude systématique qui sera associée à cette mesure provient de trois sources *expérimentales*:

- la connaissance des efficacités de déclenchement et de reconstruction
- l'incertitude liée aux coupures de sélection
- l'estimation des bruits de fond résiduels après la sélection

A cela vient s'ajouter une incertitude sur le calcul de la section efficace *théorique* dans l'acceptance du détecteur. Le détail de ces incertitudes d'origine *théorique* et *expérimentale* - partiellement discutées en ce qui concerne la précision mécanique et la prise en compte des bruits de fond - est relativement technique, est sera traité dans l'appendice A. De façon intuitive, il apparaît naturel de penser que la plus grande incertitude provient de la coupure fiducielle *stricte* à bas rayon (voir *figure 5.11*), puisque cette coupure est effectuée dans le *corps* d'une distribution rapidement décroissante, à l'inverse des autres coupures (fiducielle *lâche*, énergie, acoplanarité) effectuées dans les *queues* de distribution. De fait, la plus grande incertitude provient de la connaissance *mécanique* du positionnement des damiers, et nous allons en esquisser l'estimation.

A partir de l'équation 3.2 (chap. 3.4) qui donne l'incertitude liée à la connaissance de la frontière fiducielle:

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} = \frac{\delta \sigma_{QED}^{acc}}{\sigma_{QED}^{acc}} = \frac{2f\delta R_{min}}{R_{min}}$$

avec  $f = 1.24$  (cf équation 3.3), en utilisant l'incertitude d'origine *mécanique*  $\delta R = 18 \mu m$  (cf *tableau 3.2*), et avec un rayon minimum fiduciel  $R_{min} = 7.67 cm$ , on obtient l'incertitude due à cette source:  $\delta \mathcal{L} / \mathcal{L} = 5.8 \times 10^{-4}$ . Toutes les incertitudes liées à la coupure fiducielle en rayon sont estimées dans l'appendice A en utilisant une méthode analogue.

Le *tableau 5.5* résume toutes les incertitudes systématiques envisagées pour la mesure de luminosité de façon *expérimentale* et *théorique*. On constate que cette mesure est très vite limitée par l'incertitude *théorique* liée à la précision du générateur utilisé.

La luminosité de cette période est donc:

$$\int \mathcal{L} dt = 8749 \pm 10 \text{ (statistique)} \pm 13 \text{ (expérimental)} \pm 22 \text{ (théorique)} \text{ nb}^{-1}$$

Pour cette seule période de la fin 1992, un ajustement des observables électrofaibles, comme les sections efficaces leptoniques et les asymétries avant-arrière, permet de déterminer la section efficace hadronique au pic  $\sigma_{peak}^{(0)}$ :

$$\sigma_{peak}^{(0)} = 41.600 \pm 0.192 \text{ nb}$$

|   |             |        |
|---|-------------|--------|
| Estimation du bruit de fond:            |             |        |
| - particules hors-axe                   | (Chap. 5.4) | 0.018% |
| - bruit de fond 'physique'              | (Chap. 5.5) | 0.010% |
| Efficacité de déclenchement             | (Chap. 4.5) | 0.010% |
| Efficacité de reconstruction            | (Chap. 5.3) | 0.001% |
| Coupure fiducielle en rayon:            |             |        |
| - précision mécanique                   | (Chap. A.1) | 0.058% |
| - alignement vs faisceau                | (Chap. A.2) | 0.035% |
| - séparation en Z des modules A-B       | (Chap. A.2) | 0.035% |
| - coupures en asymétrie                 | (Chap. A.3) | 0.044% |
| - simulation de la gerbe                | (Chap. A.4) | 0.023% |
| Coupures en énergie                     | (Chap. A.5) | 0.015% |
| Coupure en acoplanarité                 | (Chap. A.6) | 0.005% |
| Statistique de la simulation            | (Chap. 5.6) | 0.120% |
| Incertitude <i>expérimentale</i> TOTALE |             |        |
|   |             | 0.153% |
| Incertitude <i>théorique</i>            | (Chap. A.8) | 0.250% |
| TOTAL luminosité                        |             |        |
|   |             | 0.293% |

TAB. 5.5 – Résumé des incertitudes systématiques expérimentales et théoriques sur la mesure de la luminosité de 1992.

ainsi que le nombre de neutrinos légers  $N_\nu$ :

$$N_\nu = 2.973 \pm 0.040$$

Ces valeurs ne représentent pas une révolution en elles-mêmes, mais il est important de noter que la précision obtenue avec 2 mois de données incluant *SiCAL* est du même ordre que celle obtenue avec les données accumulées de 1989, 1990 et 1991 avant l'installation du *SiCAL*.

Dans ce chapitre, nous avons décrit la première mesure de luminosité par *SiCAL*. Le chapitre 6 montrera brièvement les particularités des mesures de luminosité jusqu'à la fin de *LEP-I*. Nous verrons enfin au chapitre 7 l'apport de cette mesure de luminosité au tableau d'ensemble de la physique électrofaible, pour la mesure des observables du modèle standard et les contraintes sur les paramètres tels que les masses  $m_t$  du quark *top* et  $M_H$  du boson de *Higgs*.

## Chapitre 6

# Les mesures de luminosité jusqu'à la fin de LEP-I

### 6.1 Le 'scan' de 1993

Durant l'arrêt hivernal 1992-1993, le *SiCAL* fut démonté pour remplacer les cristaux de silicium des couches profondes noyées lors de la première installation de 1992. Les cartes '*front-end*' défaillantes furent également remplacées, et depuis lors aucune intervention n'a eu lieu à l'intérieur des détecteurs.

En 1993, les collaborations ont opté pour un '*scan*', c'est-à-dire qu'elles ont choisi de collecter des données non seulement à l'énergie '*pic*' correspondant à la masse du  $Z$ , mais aussi à 2 énergies à 2 GeV de part et d'autre du *pic*. Des lots correspondant à des luminosités de l'ordre de  $9000 \text{ nb}^{-1}$  ont été enregistrés à chacune de ces 3 énergies.

L'analyse de luminosité est effectuée de la même façon que pour les données de 1992, toutefois afin de minimiser les incertitudes systématiques, les améliorations suivantes sont mises en œuvre:

- la dilatation des plaques *amont* et *aval* des *mini-modules* à la température de fonctionnement dans *ALEPH* est mesurée, et la calibration des *LED* de mesure de la séparation des demi-calorimètres est refaite. Il en résulte une diminution de l'incertitude d'origine mécanique sur la position de la zone fiducielle: de  $18 \mu\text{m}$  à  $9 \mu\text{m}$ . Cette contribution, qui était dominante sur l'incertitude sur la luminosité de 1992, décroît de  $5.8 \times 10^{-4}$  à  $2.9 \times 10^{-4}$ .
- la chambre à vide qui détermine la position du *SiCAL*, et qui était décentrée en 1992, est réalignée. L'incertitude associée à la position relative du *SiCAL* par rapport au faisceaux s'améliore de  $3.5 \times 10^{-4}$  à  $3.0 \times 10^{-4}$ .
- les fluctuations des gains de damier à damier sont réduites grâce à l'amélioration de l'uniformité du détecteur. La calibration en énergie est plus précise principalement grâce à l'augmentation de la statistique du lot expérimental. Une procédure de prise en compte de l'énergie dans les cellules *mortes* est installée, et l'incertitude due au désaccord données-MonteCarlo de la distribution du rayon fiduciel du côté *lâche* passe de  $3.2 \times 10^{-4}$  à  $1.6 \times 10^{-6}$ . Au total, l'incertitude sur la luminosité provenant de la coupure en asymétrie  $\mathcal{A}_r$  passe de  $4.4 \times 10^{-4}$  à  $2.5 \times 10^{-4}$ .
- la simulation des profils transverses et longitudinaux de la gerbe électromagnétique est améliorée. L'incertitude sur l'*'offset'* radial décroît de  $7 \mu\text{m}$  à  $5 \mu\text{m}$ , et conjointement l'incertitude due à la précision de la simulation diminue de  $2.3 \times 10^{-4}$  à  $1.6 \times 10^{-4}$ .
- l'incertitude liée aux coupures en énergie, prudemment estimée à  $1.5 \times 10^{-4}$  en 1992, passe à  $0.4 \times 10^{-4}$  en raison de l'amélioration de la simulation, et d'une meilleure compréhension de la résolution expérimentale.

Trois autres facteurs ont permis de réduire significativement l'incertitude sur la luminosité:

- le bruit de fond des particules *hors-axe*, lié principalement aux conditions de collimation et de transport des faisceaux par le LEP, fut particulièrement favorable à ALEPH en 1993 (et pas à OPAL qui eut à subir des dommages dans son calorimètre de luminosité). Le bruit de fond décroît de  $(8.5 \pm 1.7) \times 10^{-4}$  à  $(1.8 \pm 0.3) \times 10^{-4}$  des événements de la sélection *Bhabha*.
- la statistique de la simulation était la contribution dominante de l'incertitude *expérimentale*. Elle est dans un premier temps réduite de moitié, soit de  $12 \times 10^{-4}$  à  $6 \times 10^{-4}$ , en engendrant un lot pseudo-expérimental beaucoup plus important, essentiellement au *pic*.
- l'incertitude *théorique* commence à diminuer [47] en passant de  $25 \times 10^{-4}$  à  $16 \times 10^{-4}$

L'incertitude *expérimentale* totale est évaluée à  $8.7 \times 10^{-4}$ , ce qui, en prenant en compte la nouvelle incertitude *théorique*, aboutit à une incertitude systématique sur la luminosité de  $18.2 \times 10^{-4}$ . Le tableau 6.2 qui récapitule les incertitudes sur la luminosité de 1992 à 1995 présente des incertitudes plus faibles pour les contributions provenant de la statistique de simulation et de l'incertitude *théorique*, appliquées rétroactivement lors de l'analyse globale des données de LEP-I.

L'apport de cette mesure à la détermination des paramètres du modèle standard sera présenté au chapitre 7, en se replaçant dans le contexte expérimental de la fin de l'année 1993.

## 6.2 La prise de données au pic en 1994

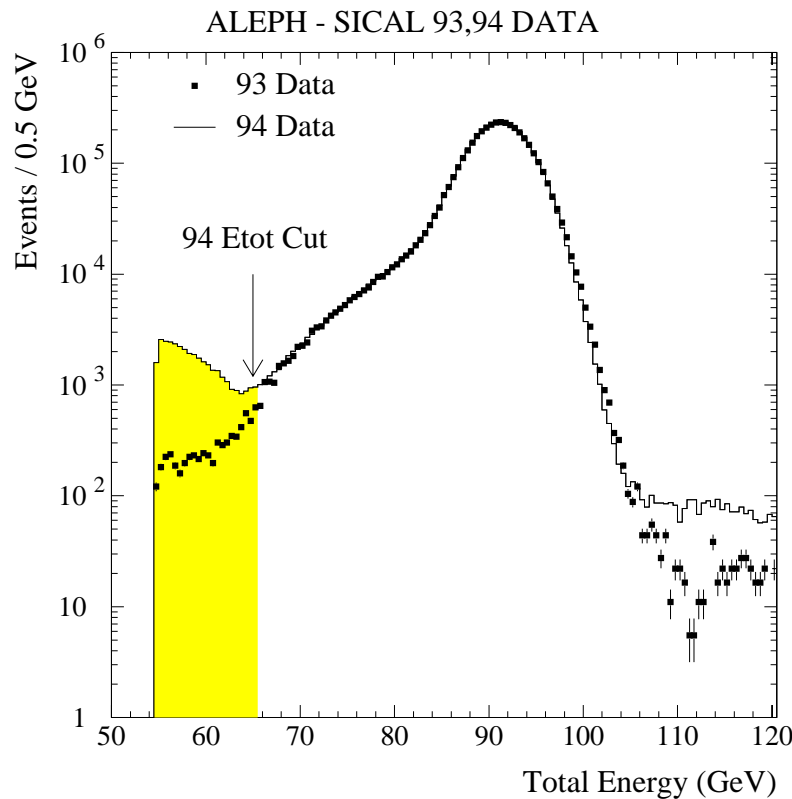


FIG. 6.1 – Comparaison des distribution de la somme  $E_A + E_B$  des énergies des amas dos-à-dos pour les données de 1993 et 1994. L'augmentation drastique du bruit de fond entre 55 et 65 GeV y est particulièrement visible. Noter également l'augmentation à haute énergie, provenant de superposition d'événements *Bhabha* et de bruit de fond *hors-axe*.

Aucune modification ne fut apportée au détecteur proprement dit. Seul le système de lecture des ADCs

subit une migration de *Fastbus* à *VME* pour l'ensemble d'*ALEPH*. De plus, la chambre à vide autour de laquelle est installé le *SiCAL* fut graduée de façon à confirmer la mesure de la distance absolue entre les calorimètres, connue avec une précision  $\delta z \sim 0.5 \text{ mm}$ . Ce qui fut fait, sans incidence sur l'incertitude sur la luminosité.

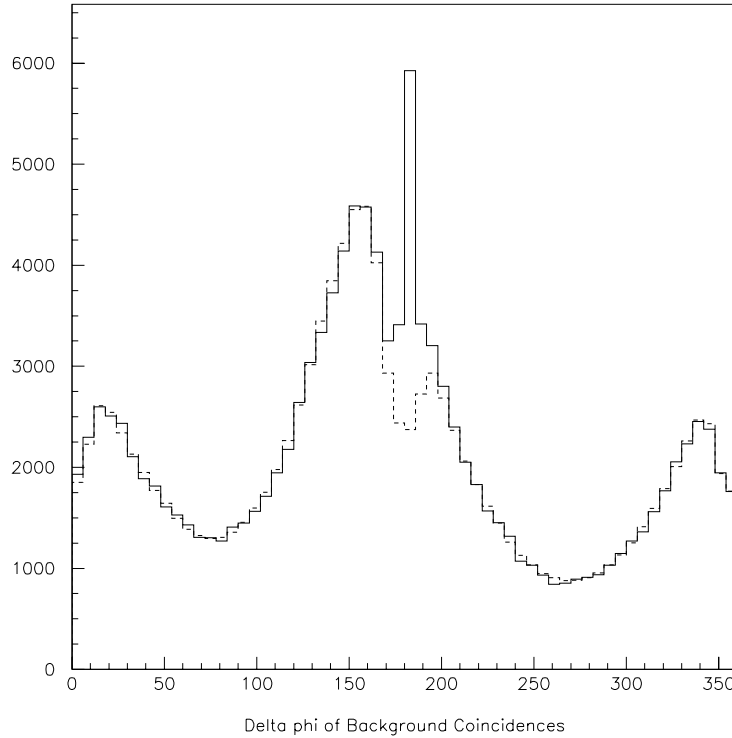


FIG. 6.2 – Distribution en  $\Delta\phi$  des événements de bruit de fond pour des énergies inférieures à 65 GeV. La courbe en trait plein correspond aux événements satisfaisant le déclenchement de coïncidence, tandis que la courbe tirée correspond au bruit de fond reconstruit à partir des événements du déclencheur à simple bras (renormalisé de 7.7%). Ces distributions montrent que les bruits de fond en provenance des faisceaux  $e^+$  et  $e^-$  ne sont pas exactement dans le même plan. Le pic à  $180^\circ$  correspond aux Bhabhas doublement radiatifs avec énergie manquante. Elles peuvent être comparées à leur homologues de 1992 figure 5.15.

L'année 1994 fut dédiée à un 'run' au pic à haute intensité en configuration 4 paquets, à une énergie de faisceau de 91.202 GeV. L'optimisation de l'intensité de la machine amena des conditions de bruit de fond catastrophiques dans *ALEPH*. *SiCAL* fut particulièrement affecté par le bruit de fond des particules *hors-axe*, à un niveau environ 20 fois supérieur à celui de 1993:  $45 \times 10^{-4}$  au lieu de  $1.8 \times 10^{-4}$  en 1993 et  $8.5 \times 10^{-4}$  en 1992. La quasi-totalité de ce bruit de fond est située à proximité du plan du *LEP* (horizontal), et une façon de s'en affranchir serait d'introduire des coupures azimuthales dans l'acceptance du détecteur. Ceci aurait par contre le désavantage d'une nouvelle incertitude systématique associée à une coupure entre 2 secteurs azimuthaux qui ne sont pas projectifs dans le détecteur.

Une réduction substantielle du bruit de fond est obtenue en augmentant la coupure sur la somme des énergies des amas dos à dos de 55 GeV à 65 GeV. La figure 6.1 montre la comparaison de la somme des énergies vues dans les deux calorimètres pour les données de 1993 et 1994, ainsi que l'emplacement de la coupure en 1994. Le bruit de fond est alors considérablement réduit (on rappelle que l'énergie

moyenne des particules *hors-axe* est de 28 GeV), à un niveau de  $1.7 \times 10^{-4}$ , c'est-à-dire à un niveau finalement inférieur à celui de 1993. La *figure 6.2* montre la distribution en  $\Delta\phi$  des événements de bruit de fond: on y compare la distribution des événements du déclencheur de coïncidence pour une énergie totale inférieure à 65 GeV à la distribution de bruit de fond reconstruite à partir de superposition d'événements satisfaisant la condition de déclenchement à simple bras. Le pic à  $180^\circ$  provient d'événements doublement radiatifs pour lesquels une partie de l'énergie est perdue dans le tube à vide.

Il va de soi que l'incertitude associée aux coupures en énergie doit être réévaluée. En sommant linéairement les contributions provenant des coupures en énergie du côté *strict* ( $3.1 \times 10^{-5}$ ), *lâche* ( $1.8 \times 10^{-5}$ ), et surtout sur la somme des énergies ( $1.04 \times 10^{-4}$ ), l'incertitude systématique sur la luminosité augmente au niveau de  $1.53 \times 10^{-4}$ .

Une nouvelle génération de Monte Carlo permet de réduire l'incertitude provenant de la statistique de la simulation à  $2.4 \times 10^{-4}$ . L'incertitude *expérimentale* totale ressort alors à  $7.3 \times 10^{-4}$ , et l'incertitude finale sur la luminosité est  $\delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 17.6 \times 10^{-4}$ .

Le record de luminosité de LEP-I a été atteint le 01/08/94 à  $2.2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Environ 15% des données de 1994 ne peuvent être normalisées par SiCAL et ne sont utilisées que pour des rapports de largeurs partielles et les asymétries leptoniques avant-arrière. Les  $42695 \text{ nb}^{-1}$  restant font plus que doubler la statistique accumulée jusque-là dans ALEPH.

### 6.3 Le 'bunch-train' de 1995

Pour 1995, le LEP introduisit un nouveau mode de fonctionnement, destiné à contourner les problèmes liés à des paquets contenant trop de particules (interaction faisceau-faisceau, focalisation finale,...). L'idée de ce nouveau schéma '*Bunch Train*' est de séparer un gros paquet en  $N$  petits, que l'on peut faire à leur tour grossir. Le gain en intensité théorique est alors  $N$ . Les caractéristiques proposées pour 1995 étaient:

- de 1 à 4 paquets dans le train. On en utilisa 3, que nous appelons  $A$ ,  $B$  et  $C$  dans la suite.
- un intervalle entre paquets compris entre 200 et 500ns. La valeur finalement retenue fut 247.5 ns.

Rappelons avant tout que les signaux en provenance des *Amplex* du SiCAL sont en quelque sorte '*photographiés*' à un temps choisi après la collision. Ce temps est généralement celui où le signal est maximal, c'est-à-dire environ 300 ns après la collision. Après la '*photographie*', le temps de retour au niveau zéro de la sortie de l'*Amplex* est de l'ordre de  $7\mu\text{s}$ . En conséquence l'électronique du SiCAL a besoin d'une référence en temps synchrone du passage des particules, qui était jusqu'alors **unique** et donnée par les '*pick-up loops*' du LEP. Dans le cas de trois paquets séparés de 247.5 ns, on ne peut pas '*photographier*' individuellement chacun des paquets, et il faut choisir arbitrairement un des trois temps de collision possibles. Cette procédure est équivalente à un '*downscaling*' du déclencheur par un facteur trois.

Nous avons alors mis au point un système d'échantillonnage '*pseudo-aléatoire*' des signaux des *Amplex*, évitant que par exemple dans le cas de quatre trains de quatre paquets dans le LEP on n'échantillonne qu'un paquet de chaque train d'une révolution à la suivante. Ce système donna entière satisfaction et permit de continuer à mesurer la luminosité. La *figure 6.3* montre les trois échantillonnages possibles des trois possibilités de temps de collision.

Par contre, la faible valeur du temps séparant deux temps de collision possibles (247.5 ns), par rapport à la durée totale de l'amplification par les *Amplex* (environ 800ns), fait que lorsque l'on échantillonne un paquet on est sensible à une collision se produisant dans le paquet précédent ou le paquet suivant. Pour être plus précis, d'après la *figure 6.3*:

- en échantillonnant le paquet  $A$ , on est aussi sensible à une collision se produisant en  $B$  et l'énergie totale moyenne *vue* est de 45 GeV (au lieu des 92 GeV réellement déposés).

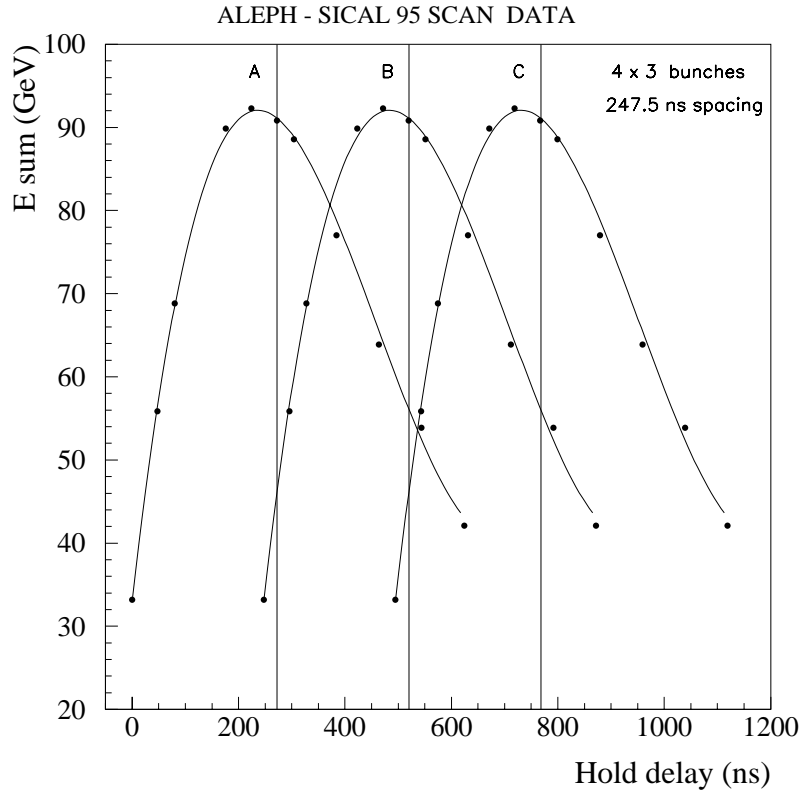


FIG. 6.3 — Schématisation de la dépendance en temps de la somme des signaux en provenance des Amplex lors de collisions du premier wagon ‘A’ vers 270 ns, deuxième wagon ‘B’ 247.5 ns plus tard, ou troisième wagon ‘C’ 495 ns plus tard. Trois temps d’échantillonnage sont indiqués. Il apparaît clairement que si l’échantillonnage est fait pour un wagon différent de celui qui donne lieu à une collision, l’énergie sera incomplètement mesurée. On voit également que les temps d’échantillonnage choisis ne correspondent pas exactement au pics des courbes, ceci dans le but de maximiser la diaphonie lorsque la collision a lieu dans le wagon précédent celui que l’on échantillonne.

- en échantillonnant le paquet *B*, on est sensible à une collision se produisant en *C* et l’énergie totale moyenne vue est de 45 GeV. On est également sensible à une collision se produisant en *A* et l’énergie totale moyenne vue est de 55 GeV avec une forte diaphonie due à l’échantillonnage tardif (voir figure 3.5b pour ‘Hold delay’ = 550 ns).
- en échantillonnant le paquet *C*, on est aussi sensible à une collision se produisant en *B* et l’énergie totale moyenne vue est de 55 GeV, là encore avec diaphonie.

Cette contamination risque de provoquer un double comptage des événements. Pour s’en affranchir, les changements suivants sont apportés à l’analyse:

- la coupure en énergie totale augmente à nouveau en passant à 70 GeV. La figure 6.4 montre que la majeure partie de la contamination par les paquets précédents et suivants est ainsi éliminée. Après cette coupure, les distributions en énergie des amas des paquets *B* et *C* montrent une contamination résiduelle vers 30 GeV, à un niveau de  $16 \times 10^{-4}$ , que ne montre pas la distribution correspondante pour le paquet *A*. On en conclut que cette contamination provient d’événements se produisant dans le paquet précédent, absents quand on échantillonne sur le paquet *A*.
- Une des caractéristiques non souhaitée de l’Amplex est alors utile: en cas d’échantillonnage tardif, la diaphonie importante qui se développe sur les damiers voisins d’un même secteur azimuthal

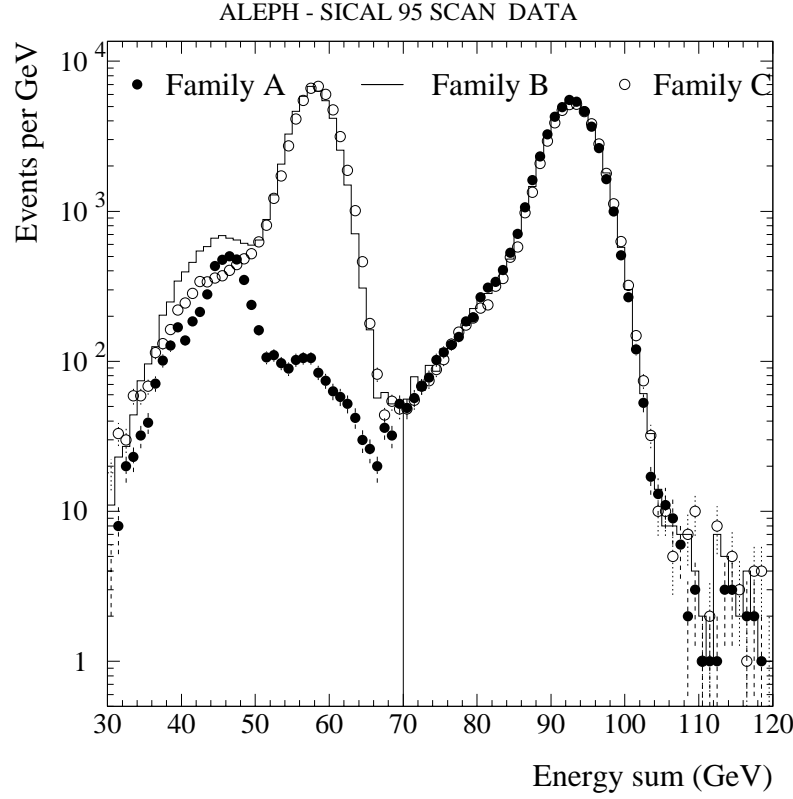


FIG. 6.4 – Distribution de la somme des énergies pour les événements satisfaisant les coupures en rayon et  $\Delta\phi$ , pour les 3 sortes de paquets. Les contaminations des paquets précédents ou suivants sont visibles en dessous de la coupure en énergie totale à 70 GeV.

élargit considérablement le profil transverse radial de la gerbe. La variance radiale de l'amas  $\sigma_R^2$  est utilisée comme estimateur pour déterminer si l'événement provient du paquet précédent. La coupure à deux dimensions décrite sur la figure 6.5 permet de diminuer la contamination d'un facteur 160, soit  $0.1 \times 10^{-4}$ , et la perte de bons événements est estimée à partir de la famille A qui n'a pas de paquet précédent:  $7.2 \times 10^{-4}$

L'incertitude systématique liée aux coupures en énergie est réévaluée à  $3.8 \times 10^{-4}$  dont  $3.3 \times 10^{-4}$  provient de la coupure en énergie totale. Les contaminations par les paquets précédents (resp suivants) amènent une incertitude additionnelle de  $0.1 \times 10^{-4}$  (resp  $0.06 \times 10^{-4}$ ). L'incertitude expérimentale totale augmente légèrement à  $8 \times 10^{-4}$ , tandis que l'incertitude théorique diminue encore à  $11 \times 10^{-4}$  [48]. Il en résulte une incertitude systématique sur la luminosité de  $13.6 \times 10^{-4}$ . La statistique accumulée lors du 'scan' de 1995 à trois énergies est du même ordre de grandeur que celle accumulée lors du 'scan' de 1993:  $8121 \text{ nb}^{-1}$  (pic - 2),  $4872 \text{ nb}^{-1}$  (pic),  $9373 \text{ nb}^{-1}$  (pic + 2)

## 6.4 Conclusion

L'année 1995 marqua la fin de LEP-I et un premier test de montée en énergie eut lieu en novembre à 136 GeV. Des masques de tungstène à bas angle furent introduits dans la chambre à vide pour diminuer le bruit de fond de radiation synchrotron supplémentaire qui risquait de saturer les détecteurs de traces ITC et TPC d'ALEPH, écrantant l'acceptance du SiCAL entre 24 et 34.5 mrad. De plus, la mesure précise de la luminosité absolue n'étant pas un point déterminant pour les analyses de LEP-II, on décida que SiCAL

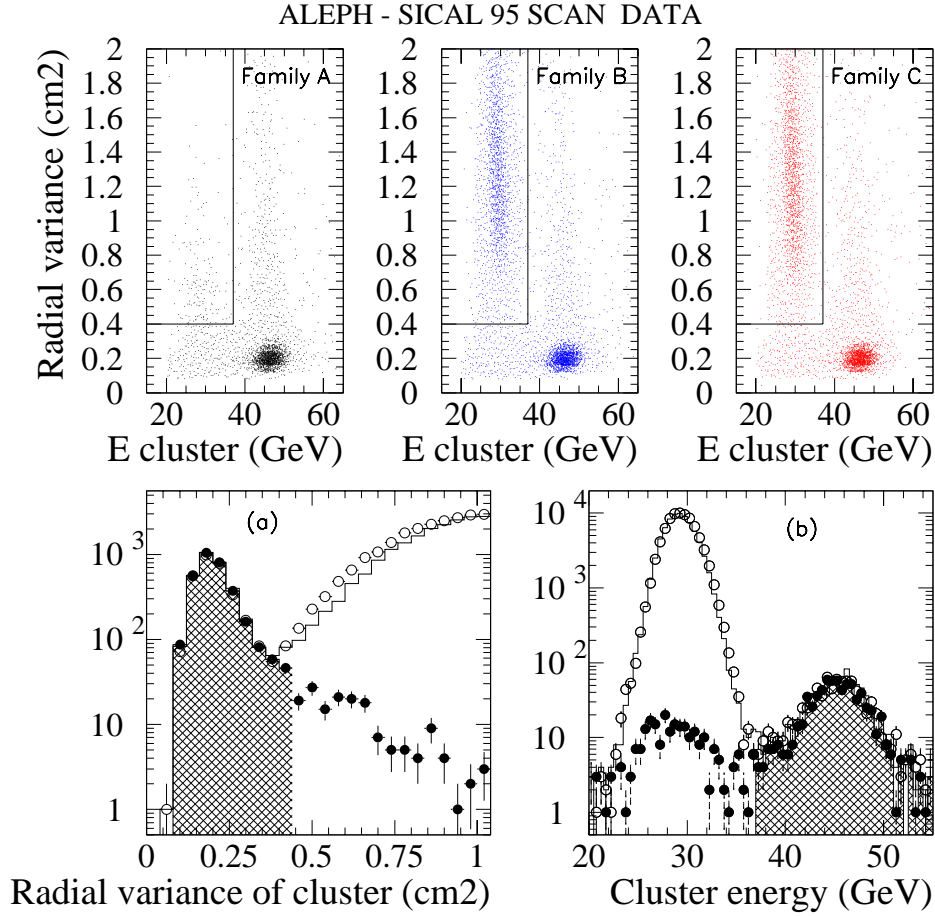


FIG. 6.5 – Rangée du haut: distribution de la **variance radiale de l'amas**  $\sigma_R^2$  en fonction de l'énergie de l'amas, pour les trois échantillonnages possibles. On enlève les événements contenus dans la boîte [ $\sigma_R^2 > 0.4, E_{amas} < 37\text{GeV}$ ]. La famille 'A' qui n'a pas de contamination d'un collision précédente est utilisée comme référence. En bas: (a) distribution de  $\sigma_R^2$  quand  $E_{amas} < 37\text{GeV}$  pour les familles 'A' (cercles noirs), 'B' (cercles ouverts), et 'C' (histogramme). (b) montre la distribution  $E_{amas}$  lorsque  $\sigma_R^2 > 0.4$ . La partie hachurée de ces deux distributions est conservée par la coupure.

ne remplirait plus que la fonction de calorimètre fermant l'acceptance à bas angle, ce qu'il fait encore à l'heure actuelle.

Comme nous l'avons mentionné plusieurs fois dans ce chapitre, l'incertitude *théorique* n'a pas cessé de diminuer. Le *tableau 6.1* résume cette évolution; dans la dernière colonne se trouvent les valeurs correspondant à la dernière version de *BHLUMI* [49] qui sont appliquées de façon rétroactive aux données depuis 1993.

Le *tableau 6.2* présente le détail des incertitudes systématiques sur la luminosité absolue, pour les quatre années où *SiCAL* fut utilisé en tant que luminomètre. La luminosité de 1992 est déterminée en utilisant la version 2.01 de *BHLUMI*, ce qui explique les valeurs plus importantes des incertitudes liées à la statistique de simulation et la théorie. Les incertitudes totales ainsi réévaluées pour les années 1993 à 1995 sont  $\sim 0.1\%$ . A titre de comparaison, l'incertitude sur la luminosité provenant du calorimètre *LCAL* était de l'ordre de  $\sim 0.4\%$ .

Avant de clore ce chapitre, rappelons que l'une des motivations de la construction du *SiCAL* était

| Année de référence                         | 1992   | 1993   | 1995   | final  |
|--|--------|--------|--------|--------|
| (1) $\mathcal{O}(\alpha^2 L)$ photonique   | 0.15 % | 0.15 % | 0.10 % | 0.027% |
| (2) $\mathcal{O}(\alpha^3 L^3)$ photonique | 0.09 % | 0.008% | 0.015% | 0.015% |
| (3) Polarisation du vide                   | 0.05 % | 0.05 % | 0.04 % | 0.04 % |
| (4) Paires légères                         |        | 0.04 % | 0.03 % | 0.03 % |
| (5) Echange de Z                           | 0.04 % | 0.03 % | 0.015% | 0.015% |
| TOTAL ( somme quadratique )                | 0.25 % | 0.16 % | 0.11 % | 0.061% |

TAB. 6.1 – Résumé de l'évolution de l'incertitude théorique au cours du temps, pour un calorimètre d'acceptance angulaire de  $1^\circ$  à  $3^\circ$  aux énergies de LEP-I. La dernière colonne indique l'incertitude finale assignée aux données de 1993 à 1995 (voir tableau 6.2).

la mesure de la luminosité lors de l'utilisation de *faisceaux polarisés longitudinalement*. Qu'en est-il advenu ? Les quatre collaborations durent très vite faire un choix entre les différents programmes scientifiques prévus au LEP. Il en ressortit dès 1990 le planning suivant :

- 1992: 'lineshape' à haute précision
- 1993: LEP-I 'haute luminosité'
- 1994-1996: LEP-II
- 1997: faisceaux polarisés à LEP-I

Les raisons de ce choix étaient essentiellement, d'une part les modifications nécessaires pour l'opération avec des faisceaux polarisés (inclinaison des détecteurs au point d'interaction, installation des 'wigglers' et *rotateurs de spin*), d'autre part une forte motivation pour la montée en énergie avec la perspective d'une découverte du boson de Higgs. Le programme dérivait légèrement, puisque la phase LEP-II qui commença en 1996 doit s'achever fin 2000 avec une énergie de plus de 100 GeV par faisceau.

Il apparut assez rapidement que le programme de polarisation à LEP avait peu de chances de voir le jour. En 1994 naquit un projet de mesure de  $A_{LR}$  [51] avec un dispositif expérimental plus simple que celui des 4 expériences LEP mais dédié aux mesures  $Z \rightarrow q\bar{q}$  et  $Z \rightarrow e^+e^-$ , et dans lequel SiCAL aurait pu avoir un rôle à jouer pour la mesure précise des intensités des paquets polarisés longitudinalement. Ce projet, qui regroupait des physiciens du LEP et des quatre collaborations, prévoyait l'installation d'un nouveau détecteur dans le puits IP5 du LEP, sans interférence majeure sur LEP-II. Il fut malgré tout refusé pour des raisons financières et de 'planning', et seule l'expérience SLD continue à utiliser le faisceau d'électrons polarisés du SLAC, rivalisant en précision avec les expériences à beaucoup plus haute statistique du CERN (voir 7.2.1).

| Source d'incertitude               | 1992 <i>SiCAL</i> | 1993 EW  | 1994 EW  | 1995 EW  |
|------------------------------------|-------------------|----------|----------|----------|
| Estimation du bruit de fond:       |                   |          |          |          |
| - particules hors-axe              | 0.018%            | 0.003%   | 0.0007%  | 0.0009%  |
| - bruit de fond 'physique'         | 0.010%            | 0.010%   | 0.010%   | 0.010%   |
| Efficacité de déclenchement        | 0.0010%           | 0.0002%  | 0.0006%  | 0.003%   |
| Efficacité de reconstruction       | 0.001%            | 0.001%   | 0.001%   | 0.001%   |
| Coupure fiducielle en rayon:       |                   |          |          |          |
| - précision mécanique              | 0.058%            | 0.029%   | 0.029%   | 0.029%   |
| - alignement vs faisceau           | 0.035%            | 0.030%   | 0.031%   | 0.030%   |
| - séparation en Z des modules      | 0.035%            | 0.035%   | 0.035%   | 0.035%   |
| - coupures en asymétrie            | 0.044%            | 0.025%   | 0.030%   | 0.030%   |
| - simulation de la gerbe           | 0.023%            | 0.016%   | 0.016%   | 0.016%   |
| Coupures en énergie                | 0.015%            | 0.004%   | 0.015%   | 0.038%   |
| Coupure en acoplanarité            | 0.005%            | 0.005%   | 0.005%   | 0.005%   |
| Evénements surimposés              | < 0.005%          | nil      | 0.008%   | 0.003%   |
| Coupure en variance radiale:       |                   |          |          |          |
| - contamination du wagon suivant   |                   |          |          | 0.0006%  |
| - contamination du wagon précédant |                   |          |          | 0.001%   |
| SOUS TOTAL                         | 0.095%            | 0.063%   | 0.069%   | 0.076%   |
| Statistique de la simulation       | 0.120%            | 0.024%   | 0.024%   | 0.026%   |
| TOTAL <i>expérimental</i>          | 0.153%            | 0.067%   | 0.073%   | 0.080%   |
| Incertitude <i>théorique</i>       | 0.160%            | 0.061% † | 0.061% † | 0.061% † |
| TOTAL luminosité                   | 0.221%            | 0.091%   | 0.095%   | 0.101%   |

TAB. 6.2 – Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure de la luminosité. L'incertitude théorique marquée † provient de la version 4.04 de BHLUMI, tandis que la version 2.01 est utilisée pour les données de 1992.

## Chapitre 7

# La mesure de la courbe d'excitation du Z et les paramètres du modèle standard

Dans ce chapitre, nous allons décrire la façon dont sont utilisées les observables mesurées par les expériences installées auprès du *LEP*, pour imposer des contraintes sur les paramètres du modèle standard tels que la masse  $m_t$  du quark *top*, ou la masse  $M_H$  du boson de *Higgs*.

|                |           | ALEPH | DELPHI | L3   | OPAL | LEP  |
|----------------|-----------|-------|--------|------|------|------|
| $q\bar{q}$     | '90-'91   | 451   | 356    | 423  | 454  | 1684 |
|                | '92       | 680   | 697    | 677  | 733  | 2787 |
|                | '93 prel. | 653   | 677    | 658  | 653  | 2641 |
|                | total     | 1784  | 1730   | 1758 | 1840 | 7112 |
| $\ell^+\ell^-$ | '90-'91   | 55    | 37     | 40   | 58   | 190  |
|                | '92       | 82    | 69     | 58   | 88   | 297  |
|                | '93 prel. | 79    | 71     | 62   | 81   | 293  |
|                | total     | 216   | 177    | 160  | 227  | 780  |

TAB. 7.1 – Statistique (en  $10^3$  événements) utilisée par chacune des expériences pour l'analyse du 'lineshape' du  $Z^0$  et des asymétries leptoniques avant-arrière, après la prise de données de 1993.

Nous allons nous replacer ici dans le contexte de la fin de l'année 1993, c'est-à-dire juste avant l'annonce de la découverte du quark *top* au *Tevatron* par *CDF* ([52]) aux conférences d'hiver de 1994. Les statistiques utilisées par les quatre expériences *LEP* représentent un peu moins de la moitié de lot final de *LEP-I*, et sont indiquées dans le tableau 7.1.

Dans un premier temps nous décrirons l'analyse du 'lineshape' du  $Z^0$ , avant d'introduire de nouvelles observables du secteur des quarks lourds et du lepton  $\tau$  qui permettent d'imposer des contraintes plus fortes sur les paramètres du modèle standard.

### 7.1 Extraction des observables électrofaibles du 'lineshape'

Le choix de l'année 1993 n'est pas tout à fait anodin. En effet, plusieurs améliorations majeures ont été apportées au niveau expérimental:

- la première concerne la statistique de plus de  $18pb^{-1}$  accumulée de part et d'autre du *pic* à  $|\sqrt{s} - M_Z| < 3 \text{ GeV}$ , et d'environ  $15pb^{-1}$  au *pic* pour chacune des expériences

- en mesurant fréquemment l’énergie du faisceau par la technique de dépolarisation résonnante, les incertitudes sur les échelles **absolue** et **relative** d’énergie qui affectent l’incertitude sur  $M_Z$  et  $\Gamma_Z$  peuvent être réduites. L’incertitude sur l’énergie du faisceau diminue à 3 MeV par une meilleure compréhension des effets de température, des marées terrestres et des mouvements du sol liés au niveau d’eau dans le lac de Genève
- ainsi que nous l’avons largement décrit dans le cas d’*ALEPH*, chaque expérience améliore sa mesure de luminosité, diminuant ainsi l’incertitude sur les mesures **absolues** et **relatives** des sections efficaces.
- les expériences sont munies de détecteurs ‘micro-vertex’ au silicium, ce qui améliore grandement la mesure des observables dans le secteur des quarks lourds

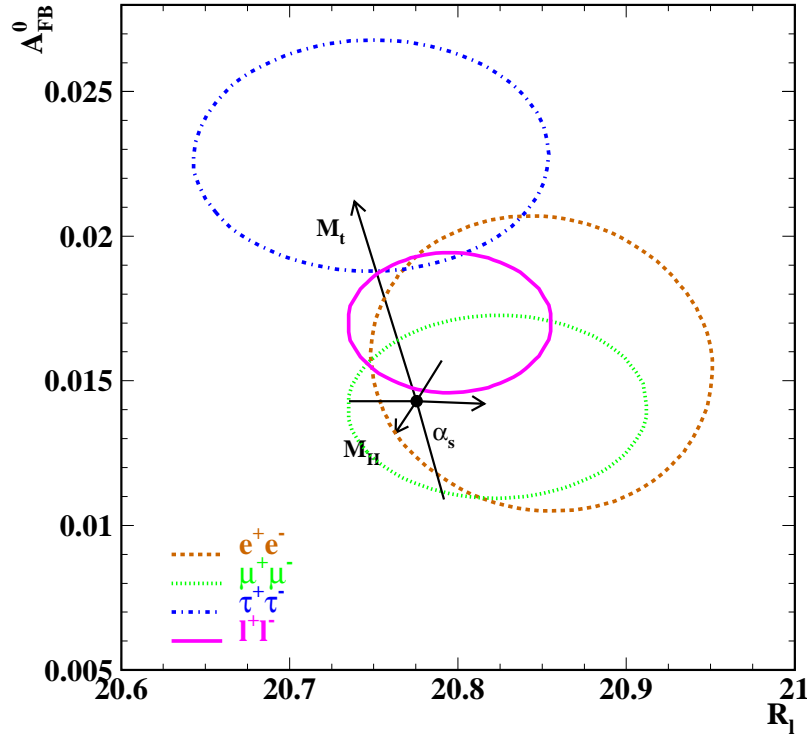


FIG. 7.1 – Contours à 68% de probabilité dans le plan  $R_\ell - A_{\text{FB}}^{0,\ell}$  pour  $l = e, \mu, \tau$  et en supposant l’universalité leptonique. La prédiction du modèle standard pour  $M_Z = 91.1888 \text{ GeV}$ ,  $m_t = 150 \text{ GeV}$ ,  $M_H = 300 \text{ GeV}$ ,  $\alpha_s = 0.123$  est également indiquée à l’intersection des flèches correspondant à des variations individuelles de ces paramètres :  $50 < m_t(\text{GeV}) < 250$ ,  $60 < M_H(\text{GeV}) < 1000$  et  $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.006$ .

Tous les résultats que nous allons présenter sont basés sur la combinaison des mesures des quatre expériences par le ‘**LEP Electroweak Working Group**’ ([53]), qui prend en compte les corrélations entre les incertitudes des différentes expériences. L’incertitude sur l’énergie du faisceau est considérée comme non corrélée à celle des années précédentes, et seules les données de 1993 sont utilisées pour la détermination de  $M_Z$ .

Chaque expérience fournit 9 paramètres qui décrivent l’information contenue dans les sections efficaces hadronique et leptoniques, ainsi que dans les asymétries avant-arrière. Ces paramètres ont entre eux une corrélation minimale:

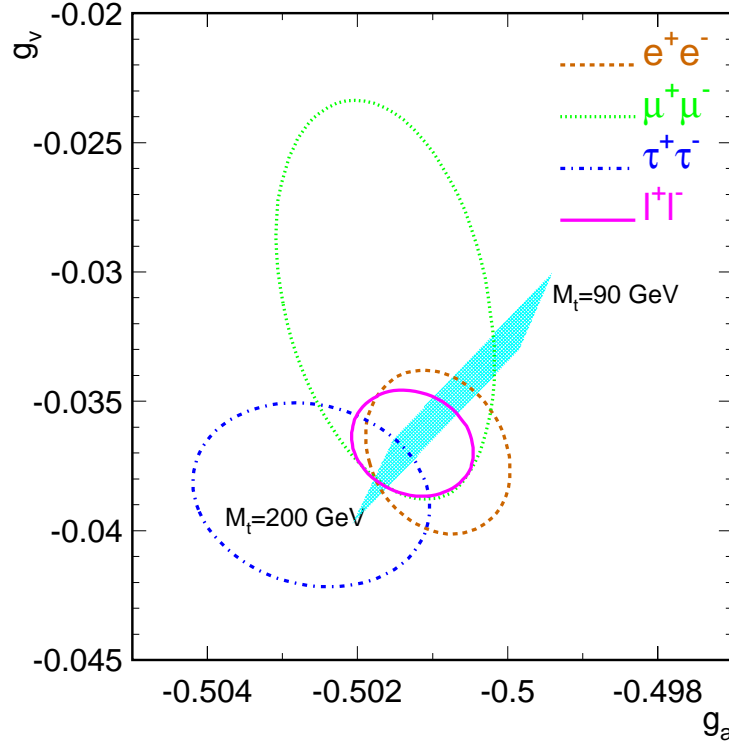


FIG. 7.2 – Contours à 68% de probabilité dans le plan  $g_{V_\ell}-g_{A_\ell}$  pour  $l = e, \mu, \tau$  et en supposant l'universalité leptonique. La bande grisée représente la prédiction du modèle standard pour  $90 < m_t(\text{GeV}) < 200$ .

- la masse du  $Z^0$ ,  $M_Z$ , et la largeur totale,  $\Gamma_Z$ , où la définition est basée sur le dénominateur de la forme Breit Wigner ( $s - M_Z^2 + i s \Gamma_Z / M_Z$ ) du terme dominant de l'équation 1.1 :

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{e\bar{e}}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z^2} \frac{1}{1 + \delta_{QED}} \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2} + \sigma_\gamma + \sigma_{\gamma Z^0},$$

La figure 1.1 montre l'ajustement du 'lineshape' du Z par l'expérience ALEPH.

- la section efficace hadronique au pôle, c'est-à-dire  $s = M_Z^2$ :

$$\sigma_h^0 \equiv \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{e\bar{e}}\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_Z^2}$$

où  $\Gamma_{e\bar{e}}$  et  $\Gamma_{\text{had}}$  sont les largeurs partielles de désintégration du  $Z^0$  en électrons et en hadrons.  $\sigma_h^0$  est l'observable sensible à  $N_\nu$ .

- les rapports de largeurs partielles:

$$R_e \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{e\bar{e}} \quad R_\mu \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\mu\bar{\mu}} \quad R_\tau \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\tau\bar{\tau}}$$

où  $\Gamma_{\mu\bar{\mu}}$  et  $\Gamma_{\tau\bar{\tau}}$  sont les largeurs partielles de désintégration du  $Z^0$ :  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Les largeurs partielles leptoniques sont sensibles à  $g_{A_\ell}$  et  $g_{V_\ell}$  (avec  $\delta_{QED}^\ell = 3\alpha(M_Z)/4\pi$ ) :

$$\Gamma_{\ell\bar{\ell}} = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (g_{V_\ell}^2 + g_{A_\ell}^2) (1 + \delta_{QED}^\ell) \quad (7.1)$$

- les asymétries avant-arrière au pôle,  $A_{\text{FB}}^{0,e}$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,\mu}$  and  $A_{\text{FB}}^{0,\tau}$  pour les processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  and  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Par définition:

$$A_{\text{FB}}^\ell \equiv \frac{\sigma_F^\ell - \sigma_B^\ell}{\sigma_F^\ell + \sigma_B^\ell} \quad (7.2)$$

où  $F(B)$  désigne  $\cos \theta > 0 (< 0)$  et  $\theta$  est l’angle entre l’ $e^-$  et le lepton  $l$  émergent. En pratique elles sont extraites par ajustement de la forme de la distribution angulaire de la section efficace  $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$  dans la voie  $s$ , en fonction de l’angle de diffusion  $\theta^*$  dans le centre de masse:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} = \frac{3}{8} \sigma^l(s) (1 + \cos^2 \theta^* + \frac{8}{3} A_{\text{FB}}^\ell(s) \cos \theta^*) \quad (7.3)$$

Un second ajustement en fonction de  $s$  permet de déterminer la valeur au pôle  $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$ . Ces asymétries peuvent s’exprimer en fonction des constantes de couplage *vectorielle*  $g_{V_\ell}$  et *axial-vectorielle*  $g_{A_\ell}$  des leptons :

$$A_{\text{FB}}^{0,\ell} \equiv \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_\ell \quad (7.4)$$

où l’asymétrie de couplage s’écrit:

$$\mathcal{A}_\ell \equiv \frac{2g_{V_\ell}/g_{A_\ell}}{1 + (g_{V_\ell}/g_{A_\ell})^2}. \quad (7.5)$$

Dans ‘l’approximation de Born améliorée’, on a coutume d’utiliser une définition *effective* de l’angle de mélange électrofaible  $\sin^2 \theta_{eff}^{\text{lept}}$  qui absorbe les corrections radiatives au vertex pour les leptons (mais pas pour les quarks):

$$\sin^2 \theta_{eff}^{\text{lept}} \equiv \frac{1}{4} (1 - g_{V_\ell}/g_{A_\ell}). \quad (7.6)$$

|                          | ALEPH                | DELPHI               | L3                   | OPAL                 |
|--------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $M_Z(\text{GeV})$        | $91.1915 \pm 0.0052$ | $91.1870 \pm 0.0052$ | $91.1900 \pm 0.0054$ | $91.1862 \pm 0.0054$ |
| $\Gamma_Z(\text{GeV})$   | $2.4959 \pm 0.0061$  | $2.4951 \pm 0.0059$  | $2.5040 \pm 0.0058$  | $2.4945 \pm 0.0061$  |
| $\sigma_h^0(\text{nb})$  | $41.59 \pm 0.13$     | $41.26 \pm 0.17$     | $41.44 \pm 0.15$     | $41.47 \pm 0.16$     |
| $R_e$                    | $20.67 \pm 0.13$     | $20.96 \pm 0.16$     | $20.94 \pm 0.13$     | $20.90 \pm 0.13$     |
| $R_\mu$                  | $20.91 \pm 0.14$     | $20.60 \pm 0.12$     | $20.93 \pm 0.14$     | $20.855 \pm 0.097$   |
| $R_\tau$                 | $20.69 \pm 0.12$     | $20.64 \pm 0.16$     | $20.70 \pm 0.17$     | $20.91 \pm 0.13$     |
| $A_{\text{FB}}^{0,e}$    | $0.0212 \pm 0.0054$  | $0.0207 \pm 0.0073$  | $0.0109 \pm 0.0081$  | $0.0060 \pm 0.0066$  |
| $A_{\text{FB}}^{0,\mu}$  | $0.0189 \pm 0.0039$  | $0.0128 \pm 0.0037$  | $0.0132 \pm 0.0048$  | $0.0124 \pm 0.0035$  |
| $A_{\text{FB}}^{0,\tau}$ | $0.0253 \pm 0.0043$  | $0.0209 \pm 0.0057$  | $0.0299 \pm 0.0073$  | $0.0193 \pm 0.0044$  |
| $\chi^2/(d.o.f.)$        | 172/178              | 154/132              | 111/131              | 87/125               |

TAB. 7.2 – Paramètres du ‘lineshape’ et asymétries provenant des ajustements à 9 paramètres par chacune des quatre expériences du LEP.

Les valeurs fournies par les quatre expériences sont indiquées *tableau 7.2*. Le *tableau 7.3* montre la moyenne effectuée par [53], ainsi que le résultat de l’ajustement à 5 paramètres lorsque l’on suppose l’universalité leptonique. Les contours à 68% de probabilité dans le plan  $R_\ell$ - $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$  sont indiqués *figure 7.1*. La contribution du lepton  $\tau$  a tendance à éloigner la valeur correspondant à l’universalité leptonique de la valeur du modèle standard. De la même façon, dans la *figure 7.2*, on voit que la contribution de ce même lepton *tire* la masse du quark *top* vers les grandes valeurs.

| Paramètre                | 9 paramètres         | Universalité         |
|--------------------------|----------------------|----------------------|
| $M_Z(\text{GeV})$        | $91.1888 \pm 0.0044$ | $91.1888 \pm 0.0044$ |
| $\Gamma_Z(\text{GeV})$   | $2.4974 \pm 0.0038$  | $2.4974 \pm 0.0038$  |
| $\sigma_h^0(\text{nb})$  | $41.49 \pm 0.12$     | $41.49 \pm 0.12$     |
| $R_e$                    | $20.850 \pm 0.067$   | –                    |
| $R_\mu$                  | $20.824 \pm 0.059$   | –                    |
| $R_\tau$                 | $20.749 \pm 0.070$   | –                    |
| $R_\ell$                 | –                    | $20.795 \pm 0.040$   |
| $A_{\text{FB}}^{0,e}$    | $0.0156 \pm 0.0034$  | –                    |
| $A_{\text{FB}}^{0,\mu}$  | $0.0141 \pm 0.0021$  | –                    |
| $A_{\text{FB}}^{0,\tau}$ | $0.0228 \pm 0.0026$  | –                    |
| $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$ | –                    | $0.0170 \pm 0.0016$  |
| $\chi^2/(d.o.f.)$        | 26.8/27              | 18.4/15              |

TAB. 7.3 – Valeur moyenne des paramètres du ‘lineshape’ et asymétries en supposant (3<sup>ème</sup> colonne) ou non (2<sup>ème</sup> colonne) l’universalité leptonique.

Ces résultats appellent quelques commentaires. En premier lieu en ce qui concerne la valeur  $M_Z$  de la masse du  $Z$ , connue avec une incertitude de 4.4 MeV dont 4.0 MeV d’incertitude commune aux quatre expériences provenant de la calibration absolue en énergie du  $LEP$ . Cela représente une incertitude relative de  $5 \times 10^{-5}$ , et  $M_Z$  est ainsi un des paramètres du modèle standard les mieux mesurés. La largeur  $\Gamma_Z$  est mesurée avec une incertitude absolue de 3.8 MeV, dont 2.7 MeV provenant de la calibration relative de l’énergie du  $LEP$ , soit une incertitude relative de  $1.5 \times 10^{-3}$ . Ces deux observables sont essentiellement déterminées par des sections efficaces relatives. La figure 7.3 montre la sensibilité des observables autres que  $M_Z$ , mesurées ou dérivées du ‘lineshape’, à la masse  $m_t$  du quark *top*.

| Sans universalité leptonique:         |                       |
|---------------------------------------|-----------------------|
| $\Gamma_{e\bar{e}}(\text{MeV})$       | $83.85 \pm 0.21$      |
| $\Gamma_{\mu\bar{\mu}}(\text{MeV})$   | $83.95 \pm 0.30$      |
| $\Gamma_{\tau\bar{\tau}}(\text{MeV})$ | $84.26 \pm 0.34$      |
| Avec universalité leptonique:         |                       |
| $\Gamma_l(\text{MeV})$                | $83.96 \pm 0.18$      |
| $\Gamma_{\text{had}}(\text{MeV})$     | $1745.9 \pm 4.0$      |
| $\Gamma_{\text{inv}}(\text{MeV})$     | $499.8 \pm 3.5$       |
| $g_{V_l}^2$                           | $0.00144 \pm 0.00014$ |
| $g_{A_l}^2$                           | $0.25118 \pm 0.00056$ |
| $\sin^2 \theta_{eff}^{\text{lept}}$   | $0.23107 \pm 0.00090$ |

TAB. 7.4 – Valeur moyenne de paramètres dérivés des ajustements à 9 et 5 paramètres.

La figure 7.1 montre que  $R_\ell$  est très sensible à  $\alpha_s$ , à l’inverse de  $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$ . La valeur  $\alpha_s$  peut être extraite de  $R_\ell$  seul, en utilisant la formule effective:

$$R_\ell = R_\ell^0 \left( 1 + 1.060 \frac{\alpha_s}{\pi} + 0.9 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - 15 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \right)$$

où  $R_\ell^0$  est estimé pour la valeur de  $m_t$  prédite par le modèle standard et  $M_H = 300$  GeV. On obtient alors:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.126 \pm 0.006$$

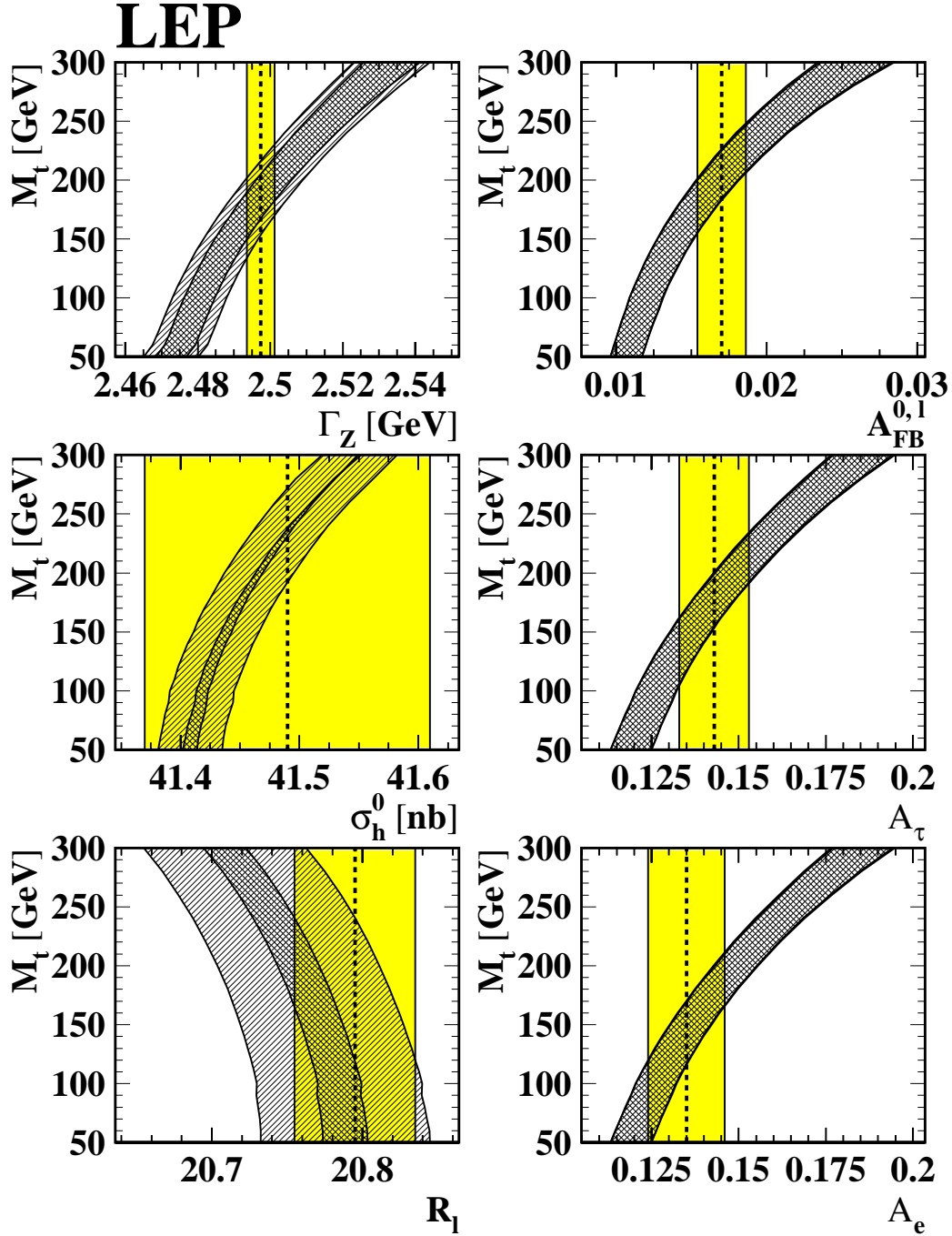


FIG. 7.3 – Comparaison des observables du ‘lineshape’ (bandes grisées verticales) à la prédiction du modèle standard en fonction de  $m_t$ . La zone doublement hachurée montre l’effet d’une variation de  $M_H$  dans l’intervalle  $60 < M_H \text{ (GeV)} < 1000$ , et la zone simplement hachurée correspond à une variation de  $\alpha_s(M_Z^2)$  dans l’intervalle  $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.006$ . La largeur totale de la prédiction est la somme linéaire de ces deux incertitudes.

La troisième observable  $\sigma_h^0$  qui est une mesure absolue, dépend directement de la luminosité. Utilisée conjointement à la largeur  $\Gamma_Z$ , elle permet de déterminer les largeurs partielles du  $Z$  en hadrons et en leptons, données dans le *tableau 7.4*.

La largeur ‘invisible’  $\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_Z - \Gamma_{\text{had}} - (\Gamma_{e\bar{e}} + \Gamma_{\mu\bar{\mu}} + \Gamma_{\tau\bar{\tau}})$  est utilisée pour déterminer le nombre de neutrinos légers. A partir du *tableau 7.4* on trouve:

$$\Gamma_{\text{inv}}/\Gamma_{\ell\bar{\ell}} = 5.953 \pm 0.046 .$$

En utilisant alors la valeur du modèle standard du rapport des largeurs partielles du  $Z$  en neutrinos et en leptons chargés:

$$(\Gamma_{\nu\bar{\nu}}/\Gamma_{\ell\bar{\ell}})_{SM} = 1.992 \pm 0.003 ,$$

où la valeur centrale est évaluée pour  $m_t = 175$  GeV,  $M_H = 300$  GeV et  $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123$ , et l’incertitude autorisant des variations dans les limites habituelles. On trouve alors:

$$N_\nu = 2.988 \pm 0.023 .$$

Alternativement, on peut supposer  $N_\nu = 3$  et en dériver une valeur  $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}/\Gamma_{\ell\bar{\ell}} = 1.984 \pm 0.015$ .

Dans le *tableau 7.4*, on trouve une valeur de l’angle de mélange *effectif* électrofaible  $\sin^2\theta_{eff}^{\text{lept}}$  déterminée par les observables du ‘*lineshape*’. Une valeur plus précise sera présentée au chapitre 7.2 lorsque d’autres observables sensibles seront introduites.

**En résumé, l’ajustement du ‘*lineshape*’ du  $Z^0$  permet essentiellement de déterminer précisément la masse  $M_Z$  et la largeur  $\Gamma_Z$  du  $Z^0$ . Certains paramètres tels  $\Gamma_Z$  et  $A_{FB}^{0,\ell}$  sont connus avec une précision suffisante pour être sensibles à la masse  $m_t$  du quark *top*. La mesure de la luminosité joue un rôle crucial pour la normalisation relative des sections efficaces aux différentes énergies, et donc la mesure de  $\Gamma_Z$ . La section efficace au *pic*  $\sigma_h^0$  est encore limitée par l’incertitude sur la luminosité pour être prédictive sur  $m_t$ , mais permet une mesure précise du nombre de familles de neutrinos légers, tandis que  $R_\ell$  est sensible à  $\alpha_s$ .**

## 7.2 Contraintes sur les paramètres du modèle standard

Afin d’imposer les contraintes les plus strictes possibles sur les paramètres du modèle standard, on adjoint aux observables du ‘*lineshape*’ toutes les observables sensibles mesurées au *LEP*:

- la polarisation du  $\tau$
- les rapports des largeurs partielles des quarks  $b$  et  $c$  à la largeur partielle hadronique:  $R_b \equiv \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{had}}$  et  $R_c \equiv \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{\text{had}}$
- les asymétries avant-arrière  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  et  $A_{FB}^{c\bar{c}}$  des quarks lourds
- les rapports de branchement semileptoniques,  $BR(b \rightarrow \ell)$  et  $BR(b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$ , ainsi que le paramètre moyen de mélange  $B^0\bar{B}^0$ :  $\bar{\chi}$ .

On inclut également la mesure de  $A_{LR}$  mesurée par *SLD* au *SLAC*, ainsi que la valeur de  $M_W$  mesurée auprès des collisionneurs hadroniques, et la valeur de  $\sin^2\theta_W$  mesurée à très basse énergie dans les expériences de cible fixe  $\nu N$ .

### 7.2.1 Polarisation du $\tau$ et $A_{LR}$

La polarisation du  $\tau$ ,  $\mathcal{P}_\tau$ , est déterminée en utilisant les produits de désintégration du  $\tau$  (par exemple en  $\pi\nu$ ) comme analyseurs de l’état d’hélicité.  $\mathcal{P}_\tau$  est définie par:

$$\mathcal{P}_\tau \equiv \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} ,$$

où  $\sigma_R$  et  $\sigma_L$  sont les sections efficaces de production d'une paire  $\tau^+\tau^-$  dans laquelle le  $\tau^-$  est d'hélicité *droite* où *gauche*. Dans le cas de la désintégration  $\tau \rightarrow \pi\nu$ , on détermine la polarisation en ajustant la distribution de l'énergie du  $\pi$  par une pondération de distributions simulées correspondant aux états d'hélicité  $+1$  et  $-1$ . Au total, cinq modes de désintégration sont analysés:  $e\nu\bar{\nu}$ ,  $\mu\nu\bar{\nu}$ ,  $\pi(K)\nu$ ,  $\rho\nu$  et  $a_1\nu$ , où les canaux les plus sensibles sont  $\pi\nu$  et  $\rho\nu$ .

En ignorant les effets d'échanges de  $\gamma$ , et en se plaçant au pôle du  $Z$ , la distribution angulaire de  $\mathcal{P}_\tau$  en fonction de l'angle  $\theta$  entre le  $e^-$  et le  $\tau^-$  fait intervenir les asymétries  $\mathcal{A}_e$  et  $\mathcal{A}_\tau$  de couplage:

$$\mathcal{P}_\tau(\cos \theta) = -\frac{\mathcal{A}_\tau(1 + \cos^2 \theta) + \mathcal{A}_e(2 \cos \theta)}{(1 + \cos^2 \theta) + \mathcal{A}_\tau\mathcal{A}_e(2 \cos \theta)}. \quad (7.7)$$

Par conséquent, si la puissance statistique des données est suffisante, l'ajustement de la distribution angulaire permet de déterminer  $\mathcal{A}_e$  et  $\mathcal{A}_\tau$ , ou plus simplement:

- en moyennant sur  $\cos \theta$ :  $\langle \mathcal{P}_\tau \rangle = -\mathcal{A}_\tau$
- en définissant  $A_{\text{FB}}^{\mathcal{P}_\tau} = \langle \mathcal{P}_\tau \rangle_{\cos \theta > 0} - \langle \mathcal{P}_\tau \rangle_{\cos \theta < 0}$ , alors  $A_{\text{FB}}^{\mathcal{P}_\tau} = -\frac{3}{4}\mathcal{A}_e$

Les valeurs moyennes de  $\mathcal{A}_\tau$  et  $\mathcal{A}_e$ :

$$\mathcal{A}_\tau = 0.143 \pm 0.010, \quad (7.8)$$

$$\mathcal{A}_e = 0.135 \pm 0.011, \quad (7.9)$$

sont compatibles entre elles et favorisent l'hypothèse de l'universalité leptonique.

La polarisation du  $\tau$  apparaît donc comme un outil extrêmement puissant pour déterminer directement les asymétries de couplage  $\mathcal{A}_\ell$ , et par suite les couplages  $g_{A_\ell}$  et  $g_{V_\ell}$ , et donc  $\sin^2 \theta_{eff}^{\text{lept}}$ . Malheureusement, la statistique est limitée puisque la polarisation n'a lieu qu'après la réaction  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  qui ne représente que 3.37 % des désintégrations du  $Z$ .

|                                 | $\sin^2 \theta_{eff}^{\text{lept}}$ | Moyenne par groupe  | Moyenne cumulée     | $\chi^2/\text{d.o.f.}$ |
|---------------------------------|-------------------------------------|---------------------|---------------------|------------------------|
| $A_{\text{FB}}^{0,\ell}$        | $0.2311 \pm 0.0009$                 |                     |                     |                        |
| $\mathcal{A}_\tau$              | $0.2320 \pm 0.0013$                 |                     |                     |                        |
| $\mathcal{A}_e$                 | $0.2330 \pm 0.0014$                 | $0.2317 \pm 0.0007$ | $0.2317 \pm 0.0007$ | 1.4/2                  |
| $A_{\text{FB}}^{0,b}$           | $0.2327 \pm 0.0007$                 |                     |                     |                        |
| $A_{\text{FB}}^{0,c}$           | $0.2310 \pm 0.0021$                 |                     |                     |                        |
| $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$ | $0.2320 \pm 0.0016$                 | $0.2325 \pm 0.0006$ | $0.2321 \pm 0.0004$ | 2.8/5                  |
| $A_{\text{LR}} (\text{SLD})$    | $0.2294 \pm 0.0010$                 | $0.2294 \pm 0.0010$ | $0.2317 \pm 0.0004$ | 9.0/6                  |

TAB. 7.5 – Comparaison des valeurs de  $\sin^2 \theta_{eff}^{\text{lept}}$  déterminées par les asymétries. La troisième colonne contient les moyennes partielles de chaque groupe d'observation: leptons, quarks lourds et  $A_{\text{LR}}$ . La quatrième colonne donne les moyennes cumulées ainsi que l'évolution du  $\chi^2$ .

L'expérience *SLD* exploite cette sensibilité à la polarisation initiale avec la mesure de  $A_{\text{LR}}$  rendue possible en polarisant le faisceau d'électrons:

$$A_{\text{LR}} \equiv \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L},$$

où cette fois  $\sigma_R$  et  $\sigma_L$  sont les sections efficaces  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  dans lesquelles le  $e^-$  est polarisé *droit* ou *gauche*, et ceci pour n'importe quel type de fermion  $f$ :  $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $q$ . Dans ce cas,  $A_{\text{LR}}$  donne quasi-directement accès à  $\mathcal{A}_e$ :

$$A_{\text{LR}} = \mathcal{P}_e \mathcal{A}_e$$

où  $\mathcal{P}_e$  est la polarisation du faisceau, dont la mesure détermine l'incertitude systématique sur la mesure de  $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$ . On apprécie pleinement la puissance de cette méthode en remarquant qu'avec seulement 50000 événements, la mesure de  $A_{LR}$  par *SLD* permet d'atteindre une précision comparable à celle obtenue à partir de l'ajustement du 'lineshape' du  $Z$  au *LEP* avec près de  $8 \times 10^6$  événements:

$$\sin^2\theta_{eff,SLD}^{lept} = 0.2294 \pm 0.0010$$

Cette valeur est significativement plus petite que celle provenant de  $A_{FB}^{0,\ell}$  au *LEP*, et privilégie une haute masse du quark *top* de l'ordre de 250 GeV.

### 7.2.2 Secteur des quarks lourds

Des progrès significatifs ont également été accomplis à partir de 1993, non seulement par le raffinement des méthodes d'analyse, mais aussi grâce à l'utilisation des détecteurs *micro-vertex* qui donnent accès à d'autres méthodes d'étiquetage des quarks lourds.

Sans entrer dans le détail de ces analyses, les méthodes suivantes sont utilisées:

- l'étiquetage *leptonique*: on utilise le fait que les hadrons *beaux* ont une grande masse, et donc le lepton provenant de la désintégration possède un grand  $P_t$  par rapport au hadron primaire. De plus, la fragmentation étant *dure*, le lepton emporte une fraction importante de l'énergie disponible. Un ajustement global dans le plan  $(P, P_t)$  permet d'extraire à la fois les largeurs partielles  $R_b$  et  $R_c$ , les asymétries  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  et  $A_{FB}^{c\bar{c}}$ , le paramètre de mélange  $\bar{\chi}$ , ainsi que les corrélations entre ces paramètres.
- la méthode '*Event Shape*' basée sur l'utilisation de variables topologiques complexes de l'événement (comme le *produit des sphéricités boostées*) dans un réseau de neurones. Cette méthode est caractérisée par une haute statistique, mais une *pureté* assez basse.
- l'étiquetage en *durée de vie* est basée sur la '*grande*' durée de vie ( $\langle \tau_B \rangle \sim 1.5ps$ ), et la détection du vertex secondaire de désintégration du hadron *beau* par les détecteurs *micro-vertex*. C'est actuellement la méthode la plus précise, qui cumule une bonne efficacité ( $\sim 26\%$ ) et une très bonne pureté ( $\sim 96\%$ ).
- aucune des méthodes précédentes ne permet l'isolation d'un lot d'événements charmés propre. Celui-ci est obtenu en sélectionnant des mesons  $D^{*\pm}$  emportant une grande fraction de l'énergie du faisceau.

Dans les méthodes où un seul hémisphère est étiqueté, l'efficacité d'étiquetage est fournie par le Monte-Carlo. Les méthodes basées sur un double étiquetage permettent de s'en affranchir et de déterminer directement  $R_b$ . La mesure de ce paramètre est en 1993 dominée par les résultats des analyses basées sur l'étiquetage en durée de vie. Le quark  $b$  appartenant à la même famille que le quark  $t$ , la largeur partielle  $\Gamma_{b\bar{b}}$  est particulièrement sensible aux contributions d'une boucle incluant le quark *top* au vertex  $Z \rightarrow b\bar{b}$ . Toutefois, la valeur moyenne mesurée par les méthodes autres que l'étiquetage *leptonique*:

$$R_b(R_c = 0.158) = 0.2202 \pm 0.0020$$

est à plus de 2 écarts standards de la valeur du modèle standard (0.2158). Cette valeur diminue à  $R_b(R_c^{SM} = 0.171) = 0.2197$  en utilisant la valeur de  $R_c$  du modèle standard, alors que l'étiquetage *leptonique* fournit une valeur moins précise :  $R_b = 0.2173 \pm 0.0048$ . Ce désaccord, appelé '*problème  $R_b$* ', inspira beaucoup les théoriciens qui y virent un signe de nouvelle physique, et ne fut résolu que trois ans plus tard par une réanalyse due à *Jack Steinberger* [54]. Le désaccord exhibé par  $R_c$ , quoique moins significatif parce que plus entaché d'incertitude expérimentale, sera également résolu par la suite [55].

Les asymétries avant-arrière pour les quarks  $b$  et  $c$  sont définies de la même façon que les asymétries pour les leptons, à la différence que l'angle  $\theta$  est cette fois entre la direction de l'électron incident et

celle du quark émergeant, prise comme étant l'axe du '*thrust*' de l'événement. Les asymétries au pôle sont extraites après une correction en énergie, une correction *QED* pour tenir compte de la radiation dans l'état initial, et une correction *QCD* des effets de masse des quarks lorsque l'on utilise l'axe de '*thrust*' comme axe de l'événement. La somme de ces corrections vaut  $+0.0052 \pm 0.0010$  pour  $A_{FB}^{0,b}$  et  $+0.0084 \pm 0.0005$  pour  $A_{FB}^{0,c}$ . La précision obtenue sur  $A_{FB}^{0,b}$  en fait une des observables les plus sensibles à  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ . Signalons enfin une nouvelle méthode de mesure de la valeur moyenne de l'asymétrie de charge des jets  $\langle Q_{FB} \rangle$ , observable reliée à  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  et qui permet donc également une détermination de  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ , avec une précision un peu moins bonne (voir *tableau 7.5*).

|  | mesure               | ajustement SM | pull        |
|--|----------------------|---------------|-------------|
| a) <u>LEP</u>  |                      |               |             |
| 'Lineshape' et asymétries <i>FB</i> :                    |                      |               |             |
| $M_Z$ [GeV]  | $91.1888 \pm 0.0044$ | 91.1887       | <b>0.0</b>  |
| $\Gamma_Z$ [GeV]   | $2.4974 \pm 0.0038$  | 2.4973        | <b>0.0</b>  |
| $\sigma_h^0$ [nb]  | $41.49 \pm 0.12$     | 41.437        | <b>0.4</b>  |
| $R_\ell$   | $20.795 \pm 0.040$   | 20.786        | <b>0.2</b>  |
| $A_{FB}^{0,\ell}$  | $0.0170 \pm 0.0016$  | 0.0153        | <b>1.0</b>  |
| Polarisation du $\tau$ :                                 |                      |               |             |
| $\mathcal{A}_\tau$                                       | $0.143 \pm 0.010$    | 0.143         | <b>0.0</b>  |
| $\mathcal{A}_e$  | $0.135 \pm 0.011$    | 0.143         | <b>-0.7</b> |
| Secteur des quarks b et c quark:                         |                      |               |             |
| $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$                   | $0.2202 \pm 0.0020$  | 0.2158        | <b>2.2</b>  |
| $R_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$                   | $0.1583 \pm 0.0098$  | 0.172         | <b>-1.4</b> |
| $A_{FB}^{0,b}$   | $0.0967 \pm 0.0038$  | 0.1002        | <b>-0.9</b> |
| $A_{FB}^{0,c}$   | $0.0760 \pm 0.0091$  | 0.0714        | <b>0.5</b>  |
| Asymétrie de charge $q\bar{q}$ :                         |                      |               |             |
| $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ de $\langle Q_{FB} \rangle$ | $0.2320 \pm 0.0016$  | 0.2320        | <b>0.0</b>  |
| b) <u><math>p\bar{p}</math> et <math>\nu N</math></u>    |                      |               |             |
| $M_W$ [GeV] (CDF, D0, UA2;)                              | $80.23 \pm 0.18$     | 80.31         | <b>-0.5</b> |
| $1 - M_W^2/M_Z^2(\nu N)$                                 | $0.2256 \pm 0.0047$  | 0.2243        | <b>0.3</b>  |
| c) <u>SLD à SLAC</u>                                     |                      |               |             |
| $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ de $\mathcal{A}_e$          | $0.2294 \pm 0.0010$  | 0.2320        | <b>-2.6</b> |

TAB. 7.6 – Résumé des mesures incluses dans l'analyse combinée des paramètres du modèle standard. En a) on trouve les observables du LEP, en b) les tests de précision provenant des collisionneurs hadroniques et de la diffusion  $\nu N$ , en c) se trouve la valeur de  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$  mesurée à partir de  $A_{LR}$ . Les troisième et quatrième colonnes donnent les valeurs de l'ajustement du modèle standard et l'écart par rapport aux mesures (**pull**) exprimé en nombre d'écarts standards.

L'extraction des constantes de couplage effectives *vectorielle*  $g_{V_\ell}$  et *axial-vectorielle*  $g_{A_\ell}$  fait appel aux largeurs partielles  $\Gamma_{\ell\bar{\ell}}$  qui déterminent la somme des carrés des couplages, et à toutes les asymétries qui en déterminent le rapport. En supposant l'universalité leptonique, on obtient:

$$g_{V_\ell} = -0.0366 \pm 0.0013 \quad ; \quad g_{A_\ell} = -0.50128 \pm 0.00054 \quad .$$

Ces valeurs sont en bon accord avec le résultat final de *CHARM-II* (expérience de cible fixe), qui dans

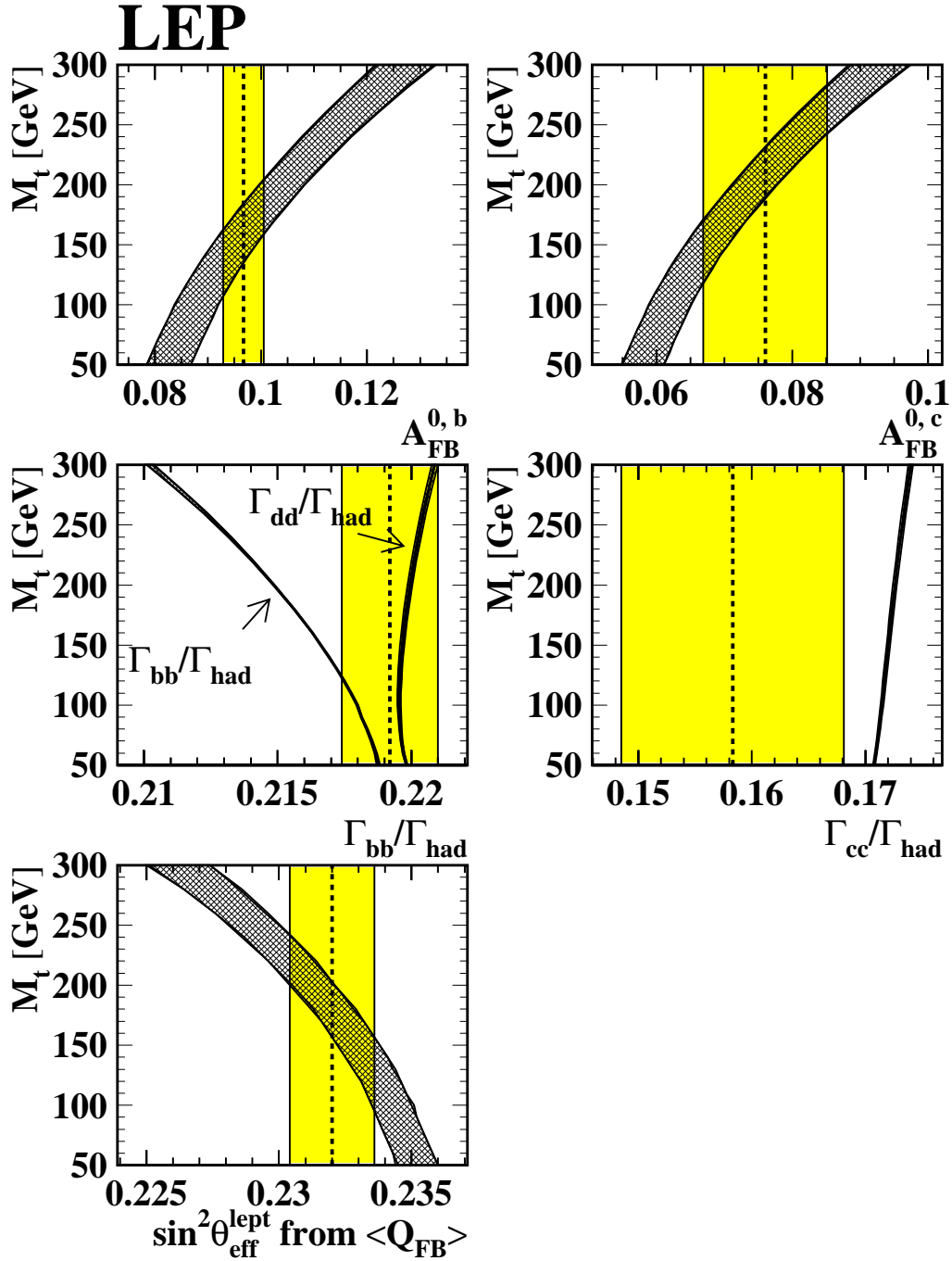


FIG. 7.4 – Comparaison des observables du secteur des quarks **b** et **c** (bandes grisées verticales) à la prédiction du modèle standard en fonction de  $m_t$  dans les mêmes hypothèses que la figure 7.3. La dépendance en  $M_H$  et  $\alpha_s$  est quasiment inexistante dans le rapport  $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ , ce qui en ferait une variable très sensible à  $m_t$  si l'incertitude expérimentale était réduite. La valeur de  $R_c$ , limitée en précision, est en désaccord de  $1.4 \sigma$  par rapport à la prédiction.

les interactions  $\nu e$  à  $Q^2 = 0.01 \text{ GeV}^2$  a mesuré [56]:

$$g_{V_\ell} = -0.035 \pm 0.012 \pm 0.012 \quad ; \quad g_{A_\ell} = -0.503 \pm 0.006 \pm 0.016$$

correspondant à une valeur  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2324 \pm 0.0058 \pm 0.0059$  en bon accord avec la valeur moyenne du *LEP* mesurée à  $Q^2 \sim M_Z^2 \sim 10^4 \text{ GeV}^2$ . Cette dernière valeur, issue de l'équation 7.6, est présentée dans le *tableau 7.5* pour toutes les mesures d'asymétries et vaut:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2321 \pm 0.0004 .$$

La *figure 7.4* montre la dépendance des observables issues du secteur des quarks lourds en fonction de la masse  $m_t$  du quark *top*, pour des variations de  $M_H$  entre 60 et 1000 GeV, et  $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.006$ . Les valeurs de  $R_b$  et  $R_c$  ont tendance à tirer  $m_t$  vers de basses valeurs.

### 7.2.3 Contrainte sur la masse du *top* du modèle standard

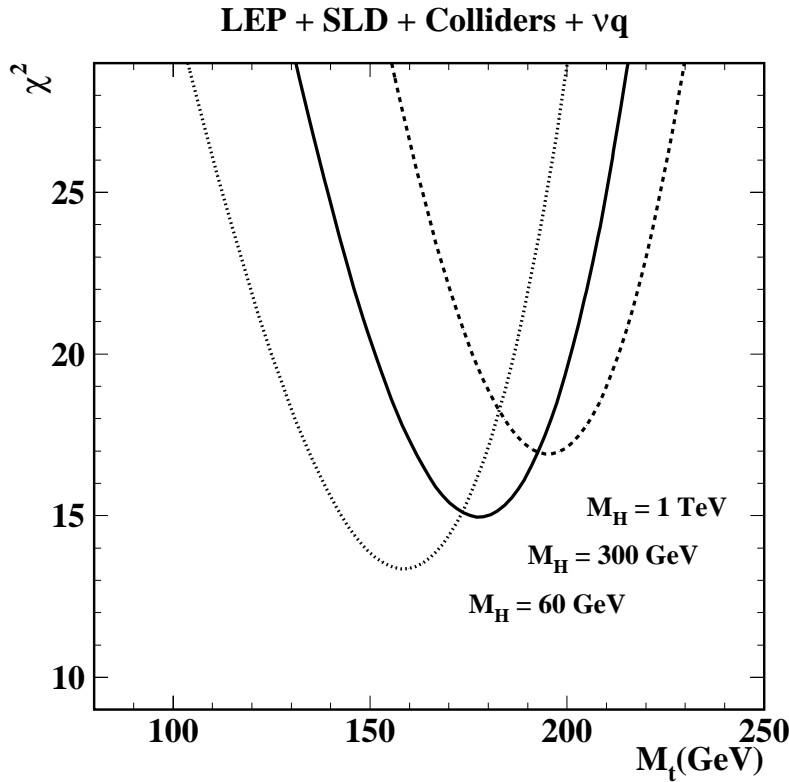


FIG. 7.5 – Courbes du  $\chi^2$  de l'ajustement global de toutes les observables du modèle standard en fonction de la masse  $m_t$  du quark *top*, pour trois valeurs de la masse du boson de Higgs. La courbe en trait plein pour  $M_H = 300 \text{ GeV}$  correspond à la prédiction  $m_t = (178 \pm 11) \text{ GeV}$ .

Tous les ingrédients en provenance du *LEP* sont maintenant réunis, et les valeurs des observables sont résumées dans le *tableau 7.6*. On y a également fait figurer :

- la valeur moyenne de  $M_W$  provenant de *UA2*, *CDF* et *D0*, connue à  $\sim 180 \text{ MeV}/c^2$
- la valeur de  $\sin^2 \theta_W$  provenant du rapport des interactions de type courants neutres rapportés aux courants chargés, mesuré par les expériences *CDHS*, *CHARM* et *CCFR*

- la valeur de  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$  provenant de la mesure de  $A_{LR}$  par *SLD*

Le tableau 7.6 présente également les valeurs déterminées par l'ajustement global de toutes ces observables au calcul du modèle standard. La dernière colonne '**pull**' indique, en unité d'écart standard, la variation entre la valeur mesurée et celle provenant de l'ajustement global. En d'autres termes, la valeur absolue du '*pull*' représente la contribution au  $\chi^2$  de chaque observable. Toutes les observables présentent un bon accord avec l'ajustement, hormis  $R_b$ ,  $R_c$  et  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$  provenant de  $A_{LR}$ . Rappelons que les premières tirent  $m_t$  vers le bas tandis que la dernière tire  $m_t$  vers les grandes masses.

L'ajustement global des observables du modèle standard a été répété pour différentes hypothèses sur la masse  $M_H$  du boson de *Higgs*, variant logarithmiquement: 60, 300 et 1000 GeV. Ceci est justifié par le fait que la dépendance en  $M_H$ , à travers les corrections des diagrammes en boucle, est logarithmique contrairement à la dépendance en  $m_t$  qui est quadratique. D'autre part les ajustements incluent ou non les données  $p\bar{p}$ ,  $\nu$ , et  $A_{LR}$ . La figure 7.5 montre des courbes de  $\chi^2$  de l'ajustement en fonction de  $m_t$ .

Les paramètres dérivés de l'ajustement global sont alors la constante de couplage forte  $\alpha_s(M_Z^2)$  et  $m_t$ . Les valeurs de  $\alpha_s(M_Z^2)$  obtenues dans les différents cas sont en bon accord avec celle obtenue à partir des analyses de type '*Event Shape*' au *LEP* ( $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.006$ ), et de précision comparable. En ce qui concerne  $m_t$ , il est utile de se rappeler l'évolution du pouvoir prédictif des ajustements électrofaibles en fonction du temps:

- fin 1990:  $m_t = (124 \pm 31 \pm 18) \text{ GeV}$
- fin 1991:  $m_t = (141 \pm 19 \pm 19) \text{ GeV}$ , et  $m_t > 90 \text{ GeV}$  (*Tevatron*)
- fin 1992:  $m_t = (164 \pm 17 \pm 21) \text{ GeV}$ , et  $m_t > 110 \text{ GeV}$  (*Tevatron*)
- fin 1993:  $m_t = (178 \pm 11 \pm 19) \text{ GeV}$ , et  $m_t > 130 \text{ GeV}$  (*Tevatron*)

où la seconde incertitude correspond au domaine de  $M_H$ . On note l'amélioration du pouvoir prédictif avec le temps, ainsi qu'une augmentation continue de la valeur  $m_t$  elle-même et de sa limite inférieure. La valeur indiquée pour 1993 correspond à l'ajustement global du modèle standard incluant les observables *LEP*,  $p\bar{p}$ ,  $\nu$  et  $A_{LR}$ , et pour une valeur  $M_H = 300 \text{ GeV}$ . Les résultats des différents ajustements sont rassemblés dans le tableau 7.7.

|                              | LEP  | LEP<br>+ $p\bar{p} + \nu$                  | LEP<br>+ $p\bar{p} + \nu + A_{LR}$         |
|------------------------------|--|--|--|
| $m_t$ (GeV)                  | $173^{+12}_{-13} {}^{+18}_{-20}$           | $171^{+11}_{-12} {}^{+18}_{-19}$           | $178^{+11}_{-11} {}^{+18}_{-19}$           |
| $\alpha_s(M_Z^2)$            | $0.126 \pm 0.005 \pm 0.002$                | $0.126 \pm 0.005 \pm 0.002$                | $0.125 \pm 0.005 \pm 0.002$                |
| $\chi^2/(d.o.f.)$            | 7.6/9                                      | 7.7/11                                     | 15/12                                      |
| $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ | $0.2322 \pm 0.0004 {}^{+0.0001}_{-0.0002}$ | $0.2323 \pm 0.0003 {}^{+0.0001}_{-0.0002}$ | $0.2320 \pm 0.0003 {}^{+0.}_{-0.0002}$     |
| $1 - M_W^2/M_Z^2$            | $0.2249 \pm 0.0013 {}^{+0.0003}_{-0.0002}$ | $0.2250 \pm 0.0013 {}^{+0.0003}_{-0.0002}$ | $0.2242 \pm 0.0012 {}^{+0.0003}_{-0.0002}$ |
| $M_W$ (GeV)                  | $80.28 \pm 0.07 {}^{+0.01}_{-0.02}$        | $80.27 \pm 0.06 {}^{+0.01}_{-0.01}$        | $80.32 \pm 0.06 {}^{+0.01}_{-0.01}$        |

TAB. 7.7 – Paramètres dérivés  $m_t$  et  $\alpha_s$  de l'ajustement global des données du *LEP* seul (2<sup>ème</sup> colonne), en incluant les données  $p\bar{p}$  et  $\nu$  (3<sup>ème</sup> colonne), en incluant de plus  $A_{LR}$  (4<sup>ème</sup> colonne). Les valeurs centrales et la première incertitude correspondent à  $M_H = 300 \text{ GeV}$ , tandis que la deuxième incertitude correspond à une variation de  $M_H$  dans l'intervalle  $60 \leq M_H [\text{GeV}] \leq 1000$ .

Au début de l'année 1994, la collaboration *CDF* annonce une première '*Evidence*' (dans le sens anglais du terme) de mesure *directe* de la masse du quark *top*:  $m_t = (174 \pm 10 \pm 13) \text{ GeV}$ . Le bon accord entre cette mesure *directe*, et la mesure *indirecte* au *LEP*, fournissent **pour la première fois** une évidence que la plus grande partie des corrections radiatives faibles aux observables électrofaibles, sont effectivement dues au quark *top* comme prédit par le modèle standard.

**Cette confirmation constitue en soi un double succès: théorique d'abord en raison de la cohérence du modèle standard et de sa capacité prédictive, expérimental ensuite pour la qualité des mesures de précision effectuées en particulier au *LEP*.**

### 7.3 Conclusion

Une des particularité des données utilisées dans l'ajustement global du modèle standard avec les données de 1993, est que trois observables sont en désaccord notable avec la prédiction:  $R_b$ ,  $R_c$  et  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$  provenant de  $A_{LR}$ . En conséquence la sensibilité de l'ajustement à la valeur de  $M_H$ , c'est-à-dire l'augmentation du  $\chi^2$  lorsque l'on varie  $M_H$ , est faussée par rapport à ce qu'elle devrait être au simple vu des incertitudes expérimentales. Cette sensibilité artificielle est illustrée figure 7.6 a), dans laquelle la valeur minimale du  $\chi^2$  est obtenue pour une très basse valeur de  $M_H$ .

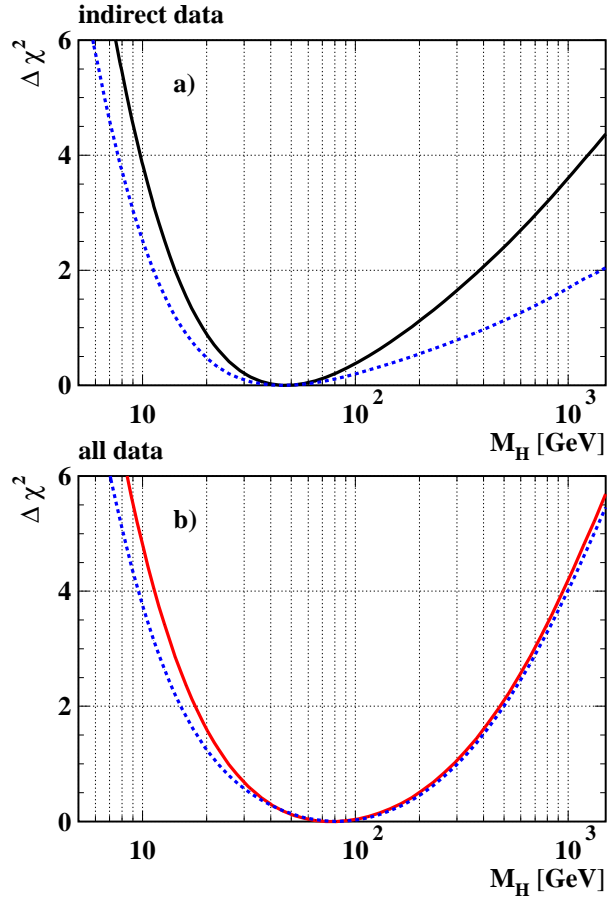


FIG. 7.6 – Courbes de la variation  $\Delta\chi^2$  du  $\chi^2$  de l'ajustement global du modèle standard en fonction de  $\log_{10}(M_H)$ . En a), comparaison de la sensibilité observée dans les données (trait plein) à la sensibilité attendue théoriquement (trait tireté), c'est-à-dire compte-tenu des incertitudes expérimentales. Idem en b), où la mesure directe de  $m_t$  est incluse en contrainte additionnelle dans l'ajustement global, ce qui réduit de façon notable la sensibilité à  $M_H$ .

Afin de rendre plus robuste une prédiction de  $M_H$ , la valeur de  $m_t$  mesurée par CDF doit être incluse comme contrainte additionnelle dans l'ajustement global. La comparaison entre la sensibilité exhibée par les données et celle attendue à partir des incertitudes expérimentales montre un bien meilleur accord illustré figure 7.6 b). L'amélioration est telle que la largeur de la courbe de  $\chi^2$  ne dépend plus de l'inclusion des observables mal-décrites dans l'ajustement global. Néanmoins, les fluctuations sur la position du minimum sont telles sur l'échelle logarithmique  $\log_{10}(M_H)$ , qu'aucune prédiction sérieuse ne peut être extraite des données de 1993.

Si l'on se replace maintenant dans le contexte de l'année 1999, l'analyse des données de *LEP-I* est quasiment terminée ([57]) et profite de résultats de *LEP-II*, des collisionneurs  $p\bar{p}$ , des données de *SLD* et *NuTeV* en  $\nu N$ . La situation expérimentale s'est donc considérablement améliorée:

- la valeur de  $R_b$  est en accord avec le modèle standard:

$$R_b = 0.21656 \pm 0.00074 \quad (SM : 0.21590)$$

- la valeur de  $R_c$  également:

$$R_c = 0.1735 \pm 0.0044 \quad (SM : 0.1722)$$

- l'asymétrie  $A_{FB}^{0,\tau}$  dans les  $\tau$  devient plus compatible:

$$A_{FB}^{0,\tau} = 0.0183 \pm 0.0017 \quad (SM : 0.01613)$$

- la valeur de  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$  provenant de  $A_{LR}$  est en meilleur accord:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.23109 \pm 0.00029 \quad (SM : 0.23157)$$

- la masse du quark *top* est mesurée précisément au *Tevatron*:

$$m_t = (173.8 \pm 5.0) GeV \quad (SM : 171.1 GeV)$$

- la masse du *W* également (*Tevatron* et *LEP-II*):

$$M_W = (80.394 \pm 0.042) GeV \quad (SM : 80.37 GeV)$$

- la collaboration *NuTeV* (*Fermilab*) mesure dans les interactions  $\nu N$ :

$$1 - M_W^2/M_Z^2 = 0.2254 \pm 0.0021 \quad (SM : 0.2232)$$

- toutes les observables mesurées à *LEP-I* bénéficient d'une amélioration d'un facteur 2 par rapport aux incertitudes de 1993.

En conséquence, le pouvoir prédictif du modèle standard s'est maintenant tourné vers le boson de *Higgs*, et la variation des observables électrofaibles est maintenant comparée aux prédictions du modèle standard en fonction de  $M_H$ . Les données semblent toujours préférer un boson de *Higgs* léger, tandis que la limite d'exclusion provenant de *LEP-II* ne cesse de s'accroître avec l'augmentation de l'énergie de la machine. La motivation n'en est que plus forte, surtout en considérant l'arrêt prévu du *LEP* après la prise de données de l'an 2000 à une énergie maximale de l'ordre de  $2 \times 104 GeV$ .

Dans cet édifice qui est le résultat du travail de plus d'un millier de physiciens, le groupe d'une quinzaine de personnes qui a construit et utilisé le détecteur *SiCAL* a joué son rôle, en ayant le souci de fournir la mesure la plus précise possible de la luminosité et donc des sections efficaces.

## **Deuxième partie**

# **Recherche de violation directe de $CP$ dans le système des kaons neutres**



# Chapitre 1

## Phénoménologie et situation expérimentale

En introduction de cette deuxième partie, on trouvera d'abord dans ce chapitre un bref aperçu phénoménologique du système des kaons neutres, destiné à définir les observables mesurables expérimentalement. Nous décrirons également la situation expérimentale telle qu'elle se présentait avant la deuxième génération d'expériences, dédiée à la mesure précise de ces observables. Enfin nous esquisserons la technique mise en œuvre pour mettre en évidence la violation **directe** de  $\mathcal{CP}$ .

### 1.1 La violation de $\mathcal{CP}$ dans le système des kaons neutres

Le kaon neutre  $K^0$ , méson pseudo-scalaire ( $J^P = 0^-$ ), est décrit comme un état lié  $d\bar{s}$  possédant les nombres quantiques d'étrangeté  $S = +1$  et d'isospin  $I_3 = -1/2$ . Son anti-particule, le  $\bar{K}^0$  est l'état lié  $\bar{d}s$  de nombres quantiques opposés.

Les mésons  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  sont états propres de l'interaction forte. Or, les kaons neutres de masse  $(497.672 \pm 0.031) \text{ MeV}/c^2$  sont les particules étranges les plus légères et ne peuvent donc se désintégrer que par interaction faible qui ne conserve ni l'étrangeté ni l'isospin.

Si  $\mathcal{CP}$  était conservée, l'hamiltonien  $H$  qui décrit l'évolution temporelle du méson  $K$  aurait des états propres, c'est-à-dire des états de masse et de largeur bien définis, qui seraient une superposition linéaire de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  :

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{pour lequel} \quad \mathcal{CP}|K_1\rangle = +|K_1\rangle \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{pour lequel} \quad \mathcal{CP}|K_2\rangle = -|K_2\rangle \end{aligned}$$

où l'on a fait un choix de phase de façon à avoir :

$$\mathcal{CP}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad \mathcal{CP}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$$

Dans ce cas, la désintégration du  $K_2$  en  $2\pi$  est interdite, et la durée de vie du  $K_2$  sera bien plus longue que celle du  $K_1$ . Jusqu'à juillet 1964, le kaon neutre à durée de vie courte était identifié au  $K_1$ , et celui à durée de vie longue au  $K_2$ .

La violation de  $\mathcal{CP}$  fut découverte en 1964 par *Christenson, Cronin, Fitch* et *Turlay* [58], dans la désintégration du kaon neutre à durée de vie longue (jusqu'alors appelé ' $K_2$ ') en deux pions chargés, avec un rapport de branchement proche de  $2 \times 10^{-3}$  : '**Evidence for the  $2\pi$ -decay of the  $K_2^0$  meson**'. Cette découverte montra que le kaon neutre à durée de vie longue ne pouvait être état propre de  $\mathcal{CP}$ . Un nouveau formalisme fut dès 1964 mis en place par *Wu* et *Yang* [59] pour décrire le système des kaons neutres en introduisant les états  $K_S$ ,  $K_L$  et le '*paramètre d'impureté*'  $\epsilon_K$  :

**La symétrie  $\mathcal{CP}$  n'étant pas conservée**, les états propres de l'hamiltonien  $K_S$  ( $S=Short$ ) et  $K_L$  ( $L=Long$ ), de durée de vie :

$$\begin{aligned}\tau(K_S) &= (0.8927 \pm 0.0009) \times 10^{-10} \text{ s} \\ \tau(K_L) &= (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8} \text{ s}\end{aligned}$$

ne sont pas de purs états propres de  $\mathcal{CP}$  ( $K_1$  resp.  $K_2$ ), mais contiennent une contribution de l'autre état propre de  $\mathcal{CP}$  ( $K_2$  resp.  $K_1$ ), paramétrisée par  $\epsilon_K$  (dans l'hypothèse où  $\mathcal{CPT}$  est conservée) :

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon_K|^2}}(|K_1\rangle + \epsilon_K|K_2\rangle) \quad (1.1)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon_K|^2}}(|K_2\rangle + \epsilon_K|K_1\rangle) \quad (1.2)$$

soit en remplaçant  $K_1$  et  $K_2$  en fonction de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  :

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon_K|^2)}}((1+\epsilon_K)|K^0\rangle + (1-\epsilon_K)|\bar{K}^0\rangle) \quad (1.3)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon_K|^2)}}((1+\epsilon_K)|K^0\rangle - (1-\epsilon_K)|\bar{K}^0\rangle) \quad (1.4)$$

En utilisant le fait que  $K_L$  et  $K_S$  sont états propres de l'hamiltonien  $H = M - i\Gamma/2$ , c'est-à-dire :

$$H|K_{L,S}\rangle = (m_{L,S} - i\frac{\Gamma_{L,S}}{2})|K_{L,S}\rangle \quad (1.5)$$

où  $m_{L,S}$  et  $\Gamma_{L,S}$  sont la masse et le taux de désintégration du  $K_{L,S}$ , on obtient l'expression de  $\epsilon_K$  :

$$\epsilon_K = \frac{\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle - \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}{2(m_L - m_S) - i(\Gamma_L - \Gamma_S)} = \frac{Im M_{12} - \frac{i}{2} Im \Gamma_{12}}{i(m_L - m_S) + \frac{1}{2}(\Gamma_L - \Gamma_S)}$$

où  $M_{12} = \langle K^0 | M | \bar{K}^0 \rangle$  et  $\Gamma_{12} = \langle K^0 | \Gamma | \bar{K}^0 \rangle$ . Par conséquent  $\epsilon_K$  caractérise la violation de  $\mathcal{CP}$  qui résulte d'un mélange asymétrique entre les états  $K^0$  et  $\bar{K}^0$ , sans que le processus de désintégration lui-même ne viole  $\mathcal{CP}$ . Cette forme de violation de  $\mathcal{CP}$  dans le **mélange** est appelée **violation indirecte de  $\mathcal{CP}$** .

Il est aussi possible que la violation de  $\mathcal{CP}$  soit une conséquence de la désintégration de la composante  $K_2$  de  $K_L$  en deux pions. Cette forme de violation de  $\mathcal{CP}$  dans la **désintégration** est appelée **violation directe de  $\mathcal{CP}$** . Elle trouve son origine dans les différences de phase entre les amplitudes des transitions faibles d'un  $|K^0\rangle$  ou d'un  $|\bar{K}^0\rangle$  vers un état à deux pions  $|\pi\pi(I)\rangle$  d'isospin I défini. Comme chaque pion possède l'isospin 1, le système à deux pions peut être dans un état d'isospin I = 0 (*transition  $\Delta I = 1/2$* ) ou I=2 (*transition  $\Delta I = 3/2$* ). Ces amplitudes se factorisent en  $A_I$ , amplitude de la désintégration faible de  $|K^0\rangle$  vers  $|\pi\pi(I)\rangle$ , et  $e^{i\delta_I}$ , déphasage introduit par la diffusion des pions dans l'état final (indépendants de l'étrangeté du K initial). Pour  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  on aura :

$$\begin{aligned}A(K^0 \rightarrow \pi\pi(I)) &= A_I e^{i\delta_I} \\ A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi(I)) &= A_I^* e^{i\delta_I}\end{aligned}$$

Les paramètres observables suivants, exprimés à l'aide de ces amplitudes de transition, quantifient la violation de  $\mathcal{CP}$  dans les transitions de kaons en deux pions [60] :

$$\epsilon = \epsilon_K + i\frac{Im(A_0)}{Re(A_0)} \quad (1.6)$$

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Re(A_2)}{Re(A_0)} \left( \frac{Im(A_2)}{Re(A_2)} - \frac{Im(A_0)}{Re(A_0)} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0 + \pi/2)} \quad (1.7)$$

Une valeur non nulle de  $\epsilon$  peut être la conséquence d'une violation indirecte de  $\mathcal{CP}$  dans le mélange  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  ( $\epsilon_K$ ) ou d'une violation directe de  $\mathcal{CP}$  ( $Im(A_0)$ ). **Le paramètre  $\epsilon_K$  comporte une phase arbitraire dépendant du choix des phases de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  et n'est pas directement observable.**

Une valeur non nulle de  $\epsilon'$  constitue par contre une mise en évidence non ambiguë de l'existence de la violation directe de  $\mathcal{CP}$ .

Il reste maintenant à déterminer les observables expérimentales sensibles à  $\epsilon$  et  $\epsilon'$  dans les désintégrations du  $K$  en  $2\pi$ . Le rapport des amplitudes de désintégration dans le canal violant  $\mathcal{CP}$ , à celui le conservant, vers un état final  $f$  à  $2\pi$  (i.e  $f \equiv \pi^+\pi^-$  ou  $\pi^0\pi^0$ ) s'écrit :

$$\eta_f = \frac{A(K_L \rightarrow f)}{A(K_S \rightarrow f)} = \epsilon + \chi_f$$

où la partie provenant du *mélange* est commune, et la contribution  $\chi_f$  de violation *directe* de  $\mathcal{CP}$  diffère par la décomposition des états  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$  sur les états propres d'isospin  $I = 0$  et  $I = 2$ . Il en ressort pour les modes neutre  $f = \pi^0\pi^0$  et chargé  $f = \pi^+\pi^-$  :

$$\eta_{+-} \equiv |\eta_{+-}|e^{i\phi_{+-}} \approx \epsilon + \epsilon'$$

$$\eta_{00} \equiv |\eta_{00}|e^{i\phi_{00}} \approx \epsilon - 2\epsilon'$$

desquelles on dérive, en supposant proches les phases de  $\epsilon$  et  $\epsilon'$  :

$$\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \approx 1 - 6 \operatorname{Re} \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) = 1 - 6 \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) \cos [\phi(\epsilon') - \phi(\epsilon)] \approx 1 - 6 \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) \quad (1.8)$$

Les mesures indépendantes de  $|\eta_{+-}|$  et  $|\eta_{00}|$  sont compatibles entre elles et ne permettent pas de conclure sur  $\epsilon'$  avec la meilleure précision. La mesure par une même expérience du double rapport :

$$R \equiv \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \approx 1 - 6 \operatorname{Re} \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right)$$

permet de s'affranchir de nombreuses incertitudes expérimentales et d'avoir accès à  $\epsilon'/\epsilon$ .

### Quelles sont les prédictions des modèles quant à la valeur de $\epsilon'/\epsilon$ ?

Dans la classe des modèles dits '**super-faible**', la seule violation de  $\mathcal{CP}$  a lieu dans le mélange  $K^0 - \bar{K}^0$ , et se retrouve mesurée par le paramètre  $\epsilon_K$ . La supposition de base, due à *L. Wolfenstein* en août 1964 [61], est que le  $K_L$  se régénère spontanément en  $K_S$  dans le vide avant de se désintégrer faiblement en  $2\pi$ . Cette nouvelle interaction *super-faible* qui autoriserait des transitions  $\Delta S = 2$  entre  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  à l'ordre le plus bas (diagrammes de type '*arbre*'), pourrait contribuer de façon significative à la matrice de masse  $K^0 - \bar{K}^0$ . L'interaction faible *normale*, qui n'autorise que des transitions  $\Delta S = 1$  à cet ordre, n'a que des contributions du second ordre au mélange  $K^0 - \bar{K}^0$  qui détermine la différence de masse  $m_L - m_S$ . En supposant alors que cette nouvelle interaction *super-faible* viole  $\mathcal{CP}$  de manière significative,  $\epsilon_K$  serait simplement le rapport de l'intensité de l'interaction *super-faible* à celle du second ordre de l'interaction faible *standard*. Cette nouvelle interaction ne serait alors visible que dans le système des  $K$  qui présente une très petite différence de masse :

$$\Delta m \equiv m(K_L) - m(K_S) = (3.489 \pm .009) \times 10^{-12} \text{MeV}/c^2$$

Imaginé à l'origine comme un *artefact* phénoménologique dans l'attente d'une véritable théorie, ce modèle est toujours d'actualité en raison de ses prédictions :  $\epsilon' = 0$  et  $\epsilon = \eta_{+-} = \eta_{00}$ . Comme le dit lui-même *Wolfenstein* [60], '*une claire évidence de violation directe de  $\mathcal{CP}$  anéantirait l'idée que l'interaction superfaible soit la seule source de violation de  $\mathcal{CP}$ , et renforcerait le modèle de Kobayashi Maskawa*'.

Dans le **modèle standard** avec trois générations de quarks, les interactions faibles avec échange de boson chargé  $W$  font intervenir les couplages du  $W$  aux états propres de masse des quarks, décrits par la

matrice *unitaire*  $V^{CKM}$ , appelée matrice de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* [62]. Les propriétés de cette matrice  $3 \times 3$  font que l'une des phases complexes ne peut être absorbée, et que la matrice ne peut être rendue réelle par une redéfinition des phases des quarks. Dans ce cas, le lagrangien de l'interaction faible n'est pas invariant par  $\mathcal{CP}$ , et la violation de  $\mathcal{CP}$  acquiert une place naturelle dans ce formalisme qui toutefois n'en explique pas l'origine. Dans la paramétrisation de *Wolfenstein*, la matrice  $V^{CKM}$  s'écrit en fonction de quatre paramètres,  $\lambda$ ,  $A$ ,  $\rho$  et  $\eta$ , et la violation de  $\mathcal{CP}$  est décrite par la composante imaginaire  $i\eta$  :

$$V^{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + o(\lambda^4)$$

La condition d'unitarité de la matrice  $V^{CKM}$  appliquée à la première et la troisième colonne :

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$$

permet en prenant  $V_{ud} \approx V_{tb} \approx 1$  d'obtenir la relation suivante, représentée sous forme d'un '*triangle d'unitarité*' reliant les points de coordonnées (0,0),  $(\rho, \eta)$  et (1,0) dans le plan complexe :

$$\frac{1}{A\lambda^3}(V_{ub}^* + V_{td}) = 1$$

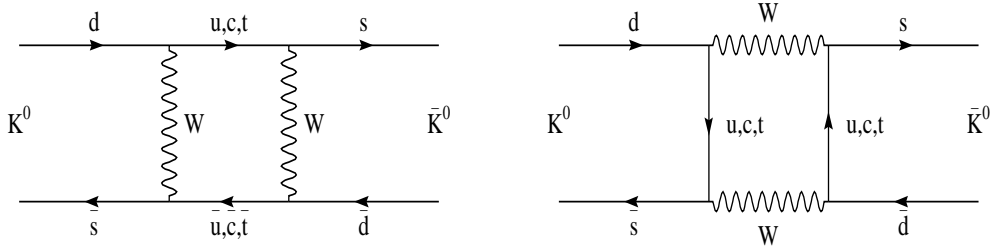


FIG. 1.1 – Diagrammes en boîte des transitions  $K^0 - \bar{K}^0$  (violation **indirecte** de  $\mathcal{CP}$ ).

Dans le *modèle standard*, la violation *indirecte* de  $\mathcal{CP}$  provient de la transition faible chargée  $\Delta S = 2$  entre  $K^0$  et  $\bar{K}^0$ , décrite par des diagrammes '*en boîte*' (cf figure 1.1). La désintégration dominante au niveau des quarks,  $s \rightarrow u + W$  où  $W \rightarrow d\bar{u}$ , ne comporte alors pas de violation *directe* de  $\mathcal{CP}$ . Celle ci peut provenir des diagrammes '*pingouins*' (cf figure 1.2), dans lesquels la transition  $s \rightarrow d + G$  fait intervenir une boucle incluant le quark *top* virtuel, et où  $G$  représente un boson de jauge neutre :  $g$ ,  $\gamma$  ou  $Z^0$ . Les difficultés théoriques proviennent de l'estimation, en  $QCD$  non perturbatif, des éléments de matrice  $B_6$  (quand  $G = g$ ) et  $B_8$  (quand  $G = \gamma$  ou  $Z^0$ ) des opérateurs *locaux* d'un hamiltonien effectif des transitions  $\Delta S = 1$ . On utilise ici les méthodes de calculs sur réseau, ou d'expansion en  $1/N_C$  (où  $N_C$  est le nombre de couleurs des quarks), ou encore de théorie de perturbation chirale. On peut paramétriser la dépendance de  $\epsilon'/\epsilon$  en fonction de  $m_s$ ,  $m_t$  et  $\Lambda_{\overline{MS}}$  comme [64] :

$$\frac{\epsilon'}{\epsilon} \approx \frac{|V_{ub}| |V_{cb}| \sin \delta}{1.34} 18 \cdot \left( \frac{110 \text{ MeV}}{m_s(m_c)} \right)^2 \left[ 0.75 \cdot B_6 - 0.4 B_8 \left( \frac{m_t}{165 \text{ GeV}} \right)^{2.5} \right] \frac{\Lambda_{\overline{MS}}}{340 \text{ MeV}}$$

La prédiction du modèle standard dépend alors de l'importance relative des pingouins *forts* (qui contribuent à  $\text{Im} A_0$ ) et *électrofaibles* (qui contribuent à  $\text{Im} A_2$ ). En conséquence, même si la théorie inclue la violation directe de  $\mathcal{CP}$ , il peut y avoir compensation accidentelle des contributions  $I = 0$  et  $I = 2$ ,

conduisant à  $\epsilon' = 0$ . Le modèle standard prédit donc un domaine très large pour  $\epsilon'/\epsilon$ , de  $10^{-4}$  à  $3 \times 10^{-3}$ . Remarquons que la masse du top n'a été mesurée qu'en 1994, et qu'en 1985 la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$  pouvait être interprétée comme une mesure *indirecte* de  $m_t$ .

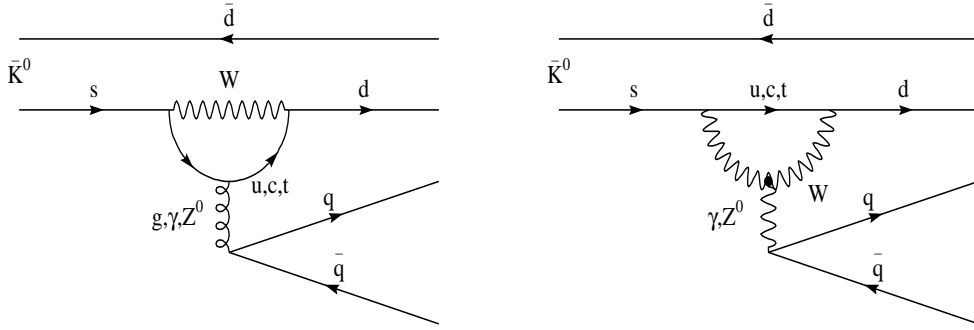


FIG. 1.2 – Diagrammes pingouins contribuant à la violation **directe** de  $\mathcal{CP}$ .

**Quoi qu'il en soit, la valeur de  $\epsilon'/\epsilon$  peut être différente de zéro dans le modèle standard, ou dans son extension supersymétrique. En raison des incertitudes théoriques, la valeur elle-même ne peut actuellement être utilisée pour contraindre d'autres secteurs du modèle standard.** La distinction entre les différents modèles, superfaisible ou standard, constitue bien évidemment la motivation des deux générations d'expériences que nous allons décrire dans les prochains chapitres.

## 1.2 Le contexte historique en 1985

Les mesures de  $\epsilon'/\epsilon$  ont débuté il y a près de 30 ans, avec des précisions allant en s'améliorant. Le tableau 1.1 résume les différentes mesures de  $|\eta_{00}/\eta_{+-}|$  au cours du temps.

| Référence           | Année | $ \eta_{00}/\eta_{+-} $ |
|---------------------|-------|-------------------------|
| CERN [65]           | 1972  | $1.00 \pm 0.06$         |
| Princeton [66]      | 1972  | $1.03 \pm 0.07$         |
| NYU [67]            | 1979  | $1.00 \pm 0.09$         |
| Yale-BNL [68]       | 1985  | $0.995 \pm 0.025$       |
| Chicago-Saclay [69] | 1985  | $1.014 \pm 0.017$       |

TAB. 1.1 – Résumé de la situation expérimentale concernant la mesure de  $|\eta_{00}/\eta_{+-}|$  jusqu'à 1985.

Si l'on ne considère que les déterminations les plus précises par les deux expériences les plus récentes de l'époque, dites de première génération, le contexte expérimental se réduit à :

$$\begin{aligned} \text{Yale-BNL} \quad \text{Re}(\epsilon'/\epsilon) &= (17 \pm 82(\text{stat} + \text{syst})) \times 10^{-4} & [68] \\ \text{Chicago-Saclay} \quad \text{Re}(\epsilon'/\epsilon) &= (-46 \pm 53(\text{stat}) \pm 24(\text{syst})) \times 10^{-4} & [69] \end{aligned}$$

Ces résultats, s'ils sont compatibles entre eux et avec une valeur nulle de  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ , ne permettent pas de conclure à un signal de violation directe de  $\mathcal{CP}$ . Ceci fut une motivation pour de nouvelles mesures de  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  avec une précision meilleure que  $10 \times 10^{-4}$ . Deux collaborations se lancèrent dans ce défi expérimental qui nécessite à la fois l'enregistrement d'un lot de quelques centaines de milliers d'événements dans le mode le plus rare  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , ainsi qu'une parfaite maîtrise de l'appareillage pour réduire l'incertitude systématique à un niveau inférieur au *pour mille*. Les expériences de cette

deuxième génération, *NA31* au *CERN* et *E731* au *Fermilab*, ainsi que leurs résultats seront discutés au chapitre 2. Avant tout, nous allons achever ce chapitre d'introduction en décrivant brièvement la technique expérimentale adoptée par ces collaborations.

### 1.3 La méthode expérimentale du double rapport

La recherche de la violation directe de  $\mathcal{CP}$  se résume expérimentalement à mesurer une déviation relativement à 1 du double rapport des taux de désintégrations :

$$R \equiv \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0) / \Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-) / \Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \approx 1 - 6 \operatorname{Re} \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right)$$

La problématique expérimentale est donc le **comptage précis** de nombres d'événements dans quatre modes de désintégration. En effet, si  $\operatorname{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  doit être connu à mieux que 1 pour mille,  $R$  et *a fortiori* chacun de ces nombres doivent l'être à mieux que 0.6 %.

De la simple expression de  $R$  découlent les contraintes expérimentales :

- l'expérience doit pouvoir mesurer les désintégrations de  $K_L$  et de  $K_S$ .
- l'expérience doit pouvoir mesurer les désintégrations à la fois dans le mode neutre  $\pi^0 \pi^0$  et dans le mode chargé  $\pi^+ \pi^-$ , tout en étant capable de rejeter les modes parasites présentant la même signature expérimentale. Ces bruits de fond affectent principalement les désintégrations du  $K_L$  : en mode neutre le signal ayant un rapport de branchement  $BR(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0) = 9.14 \times 10^{-4}$  doit s'affranchir d'un bruit de fond de  $BR(K_L \rightarrow 3\pi^0) = 21.6\%$  ; de la même façon, le mode chargé de  $BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 2.03 \times 10^{-3}$  doit s'affranchir des bruits de fond semileptoniques  $K_L \rightarrow \pi^\pm l^\mp \nu$  ( $K_{e3}$  et  $K_{\mu 3}$ ) qui représentent 65.7% des désintégrations du  $K_L$ . L'identification de ces modes doit permettre de réduire le bruit de fond résiduel à quelques % si l'on veut que l'incertitude sur  $R$  associée à sa soustraction soit inférieure à 1 %.
- la statistique de chacun des quatre modes doit être au moins de l'ordre de  $10^5$  événements. En supposant des lots d'une telle taille identique dans chacun des quatre modes, ce qui est expérimentalement peu réaliste, l'incertitude statistique sur  $R$  serait de 0.632 %, et celle sur  $\operatorname{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  six fois plus faible, soit  $\sim 1$  pour mille.
- enfin, et non des moindres, l'extraction du taux de désintégration à partir du nombre d'événements observés dans un **volume fiduciel précisément défini** requiert en principe la connaissance du **flux** de kaons incident, de l'**efficacité**, du **temps mort** et de l'**acceptance** associés à chaque mode.

Nous verrons au chapitre 2 que chacune des collaborations *E731* et *NA31* a choisi de mesurer **simultanément deux modes**, de façon à s'affranchir de la connaissance précise de chacun des ingrédients énumérés dans le dernier point.

Avant de clore ce chapitre, nous allons très brièvement mentionner l'expérience *CPLEAR* (PS 195) dont la prise de données débuta en 1989. Cette expérience installée auprès de l'anneau d'antiprotons du *CERN* étudie les désintégrations de  $K^0$  étiquetés, produits par l'annihilation au repos d'antiprotons sur une cible d'hydrogène liquide. L'annihilation  $p\bar{p} \rightarrow K^- \pi^+ K^0$  (ou en son conjugué) permet l'étiquetage en étrangeté du  $K^0$  (resp.  $\bar{K}^0$ ). La précision visée sur  $\operatorname{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  était de l'ordre de  $10^{-3}$ , mais l'incertitude systématique liée à la normalisation absolue des  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  fit que cette expérience recentra dès 1991 son intérêt, par exemple sur :

- la détermination précise du module et de la phase du paramètre  $\eta_{+-}$  [70].
- la détermination des paramètres de violation de  $\mathcal{T}$  et  $\mathcal{CP}\mathcal{T}$  par l'étude des asymétries entre les désintégrations semi-leptoniques de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  [71].
- les tests de non-séparabilité (*EPR*) dans le système des  $K$  [72].

Un des résultats les plus marquants de *CPLEAR* est la première mise en évidence **directe** de violation de l'invariance par renversement du temps ( $\mathcal{T}$ ) dans le système des kaons neutres [73].

## Chapitre 2

# Les expériences de la fin des années 1980

Une des limitations des déterminations antérieures est d'ordre statistique. Considérons le taux de désintégration instantané de  $K^0$  en  $2\pi$  en aval d'une cible :

$$\frac{d\Gamma(K^0 \rightarrow 2\pi)}{d\tau} \propto |e^{-\tau/2\tau_S + i\Delta m\tau} + \eta e^{-\tau/2\tau_L}|^2$$

où  $\tau$  est le temps propre du kaon et  $\eta = A(K_L) \rightarrow 2\pi / A(K_S) \rightarrow 2\pi$ . Comme  $|\eta|$  est petit ( $\sim 0.23\%$ ), le lot d'événements  $2\pi$  dans un détecteur proche de la cible sera dominé par les désintégrations de  $K_S$ . Dans la région où la contribution du terme  $K_S$  et de l'interférence sont comparables (à  $\tau \sim 12\tau_S$ ), on peut en principe extraire  $\eta_{+-}$  et  $\eta_{00}$  si la fraction relative de  $K^0$  et de  $\overline{K}^0$  est précisément connue, ce qui est en pratique difficile. On préfère expérimentalement utiliser des sources différentes de  $K_S$  et de  $K_L$ , l'une proche du détecteur pour le lot  $K_S$  et l'autre lointaine pour le lot  $K_L$ . Toutes les expériences de précision utilisent, chacune à sa manière, ce principe.

Dans ce chapitre, nous allons décrire successivement les expériences *E731* et *NA31*, en essayant d'en dégager les points forts et les points faibles. Nous concluerons sur la situation expérimentale telle qu'elle se présentait en 1993 lorsque les résultats définitifs des deux collaborations furent connus.

### 2.1 L'expérience *E731* à *Fermilab*

La première expérience de mesure de  $\epsilon'/\epsilon$  à *Fermilab* était le fruit d'une collaboration *Chicago-Saclay* (*E617*), proposée en 1979, ayant pris ses données en 1982 et publié en 1985 avec une précision de  $\sim 60 \times 10^{-4}$ . En 1983, une nouvelle collaboration entre *Chicago, Elmhurst, Fermilab, Illinois* et *Saclay* (*E731*) proposa de réduire cette incertitude à  $10 \times 10^{-4}$ .

Comme son *prédécesseur* *E617*, *E731* utilise la technique du *double-faisceau*. Deux faisceaux neutres quasi-parallèles sont établis en collimant les produits de la collision d'un faisceau de proton de 800 GeV sur une **cible unique** en béryllium ; l'intensité du faisceau était comprise entre  $3 \times 10^{11}$  et  $2 \times 10^{12}$  par déversement de faisceau de 20 secondes chaque minute. La première centaine de mètres en aval de la cible permet de s'affranchir des particules chargées par des aimants de balayage, tout en assurant que les hyperons se soient désintégrés ainsi que la quasi totalité de la composante  $K_S$ . Restent alors deux faisceaux de  $K_L$  (contaminés évidemment en neutrons). Sur le trajet de l'un des faisceaux, on dispose à 123 mètres de la cible un **régénérateur** en carbure de Bore ( $B_4C$ ) ayant une amplitude de régénération *cohérente*  $\rho$  telle que  $|\rho/\eta| \sim 10 - 20$  permettant une prédominance de la contribution  $K_S$  dans ce faisceau. En aval du régénérateur, une zone de désintégration d'une longueur de 35 m précède une zone instrumentée pour la détection des produits des désintégrations dans les modes neutres et chargés (voir *figure 2.1*). Alors que la quasi-totalité des  $K_S$  se désintègrent dans la zone, seulement 2 % des  $K_L$  le

font. Afin de ne pas submerger les données par les désintégrations de  $K_S$ , un absorber en béryllium est placé à 17 m de la cible sur le même faisceau que le régénérateur, et ces 2 éléments interceptent chaque faisceau alternativement d'un déversement de l'accélérateur au suivant.

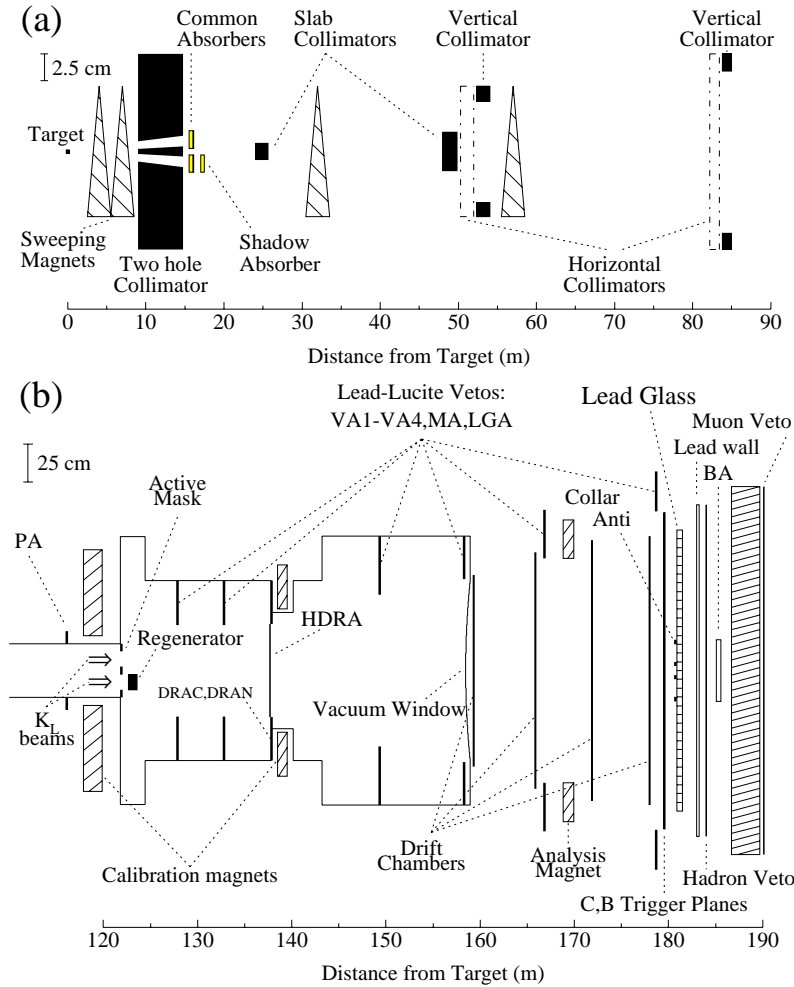


FIG. 2.1 – Vue schématique des faisceaux et détecteurs de E731.

Pour la majeure partie du lot expérimental, les modes neutre et chargé étaient enregistrés dans des conditions de détection différentes, donnant lieu à des lots séparés. Le choix de cette expérience est donc avant tout la collection simultanée des désintégrations de  $K_S$  et de  $K_L$  dans un mode donné. Ce faisant, un certain nombre d'effets expérimentaux se compensent dans les 'simples' rapports  $K_L/K_S$ . C'est le cas pour :

- les variations au cours du temps de la réponse des détecteurs, en particulier le temps mort.
- les pertes dues à l'activité accidentelle, au premier ordre au moins.
- les fluctuations de l'intensité du faisceau primaire, puisque la cible est unique.
- la distribution en impulsion  $P$  des  $K_L$  et des  $K_S$  qui est quasi-identique pour la régénération cohérente.
- l'acceptance bidimensionnelle  $\mathcal{A}(P, Z)$  qui est identique pour les événements  $K_L$  et  $K_S$  grâce à l'alternance du régénérateur, alors que la distribution en  $Z$  ne l'est évidemment pas.

Dans le 'double' rapport, on s'affranchit de plus du rapport des flux de kaons dans les faisceaux  $K_L$  et  $K_S$  qui est identique en mode neutre et en mode chargé. D'autre part, le même régénérateur étant utilisé, on peut en très bonne approximation supposer que l'amplitude de régénération est identique en

mode neutre et chargé. En conséquence, dans un intervalle infiniment fin ( $P \pm \Delta P, Z \pm \Delta Z$ ), le *double* rapport des nombres d'événements est une mesure directe de  $\epsilon'/\epsilon$ . Dans la réalité des statistiques finies, cette méthode dite *analyse en* ( $P, Z$ ) est très sensible aux effets de migration d'événements, due aux résolutions et aux échelles d'énergie, dans les intervalles raisonnables. Dans la pratique, on utilisera un seul intervalle en  $Z$ , ajusté différemment dans chacun des quatre modes de façon à optimiser la valeur statistique des données, et l'analyse de E731 reposera sur la détermination des acceptances par un programme de simulation le plus réaliste possible.

Les éléments de détection utilisés en mode neutre et chargé doivent répondre à deux impératifs : permettre la reconstruction de l'impulsion et de la position tri-dimensionnelle du vertex de désintégration du kaon, de façon à isoler le signal du bruit de fond. Il apparaît alors que la fraction de bruit de fond restante, dont la soustraction donnera lieu à une incertitude systématique, varie approximativement comme la résolution expérimentale du mode considéré. En mode chargé, un spectromètre magnétique composé de 4 chambres à dérive, d'une résolution de  $100\mu m$  par plan  $X$  ou  $Y$ , disposées de part et d'autre d'un aimant dipolaire d'analyse permet la reconstruction de l'impulsion des particules chargées avec une résolution :

$$\frac{\sigma_P}{P} = 0.45[1 \oplus P(GeV/c)/37.5]\%$$

qui se traduit par une résolution en masse invariante du système  $\pi^+\pi^-$  de  $3.5 MeV/c^2$ . En mode neutre, les photons sont détectés par un calorimètre électromagnétique en verre au plomb, de résolution :

$$\frac{\sigma_E^\gamma}{E} = [2.5 \oplus 5/\sqrt{E(GeV)}]\%$$

qui se traduit cette fois par une résolution en masse invariante du système  $\pi^0\pi^0$  de  $5.5 MeV/c^2$ . Le détecteur comporte également un grand nombre d'hodoscopes et de détecteurs de photons utilisés pour le déclenchement où le *veto* lors de l'analyse. On peut noter sur la *figure 2.1* la position de l'hodoscope de déclenchement '*HDRA*' (*Hodoscope Decay Region Anti*) situé au milieu de la zone de désintégration à 137m. En mode chargé il était constitué de six plaques juxtaposées de scintillateur d'épaisseur 1mm, et en mode neutre une feuille de plomb additionnelle d'épaisseur 0.5mm permettait la conversion d'un et un seul photon avec une probabilité de 25 %. Cette différence de configuration du déclencheur était très pénalisante en mode neutre puisqu'elle limitait à la fois la longueur de la zone de désintégration, et la fraction des désintégrations à 25 %. La mise en œuvre d'un déclencheur neutre basé sur le comptage des amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique permet de surmonter ces limitations en mode neutre, et d'enregistrer simultanément les quatres modes en supprimant la feuille de plomb.

| Mode                         | E731a | G-set | E731b | $Z_{min} - Z_{max}$ | Acceptance | Bruit de fond |
|------------------------------|-------|-------|-------|---------------------|------------|---------------|
| $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ | 7     | 52    | 410   | 110 - 152 m         | 12.6%      | 5.15 %        |
| $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ | 22    | 43    | 329   | 110 - 137 m         | 39.6%      | 0.341%        |
| $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ | 36    | 201   | 800   | 124 - 152 m         | 13.7%      | 2.66 %        |
| $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ | 130   | 179   | 1061  | 124 - 137 m         | 50.1%      | 0.152%        |

TAB. 2.1 – *Lot expérimental (en  $10^3$  événements), zone fiducielle (en m), acceptance et bruit de fond pour les quatre modes entrant dans la détermination de  $\epsilon'/\epsilon$  par l'expérience E731.*

L'expérience prit des données en 1985 pour un *test* (E731a), puis continuellement pendant cinq mois en 1987-1988 (E731b). Au cours de cette dernière prise de données, on valida la possibilité d'enregistrer simultanément les modes neutre et chargé, ce qui fut fait pour 20 % du lot expérimental (appelé *G-set*). Une des curiosités du lot expérimental final de E731b donné au *tableau 2.1* est que le mode le plus défavorisé statistiquement est  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  ; en effet la zone fiducielle de ce mode est plus restreinte

que celle du mode  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , en raison de la position de l'hodoscope de déclenchement chargé. On trouve également dans cette table les différentes zones fiducielles, les acceptances et niveaux de bruit de fond résiduel après toutes coupures de sélection, pour le lot *E731b*.

| Référence               | Année | $Re(\epsilon'/\epsilon)$ |
|-------------------------|-------|--------------------------|
| <i>test</i> E731a [74]  | 1988  | $32 \pm 28 \pm 12$       |
| <i>G-set</i> E731b [75] | 1990  | $-4 \pm 14 \pm 6$        |
| <i>final</i> E731b [76] | 1993  | $7.4 \pm 5.2 \pm 2.9$    |

TAB. 2.2 – Différentes déterminations de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  en unité  $10^{-4}$  par l'expérience E731. La première incertitude est statistique et la seconde systématique.

Le lot expérimental de *E731* donna lieu à trois publications sur  $\epsilon'/\epsilon$  :

- la première sur le *test* E731a, où la limitation statistique provient de  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ .
- la deuxième à partir du lot de données où les quatre modes sont enregistrés simultanément, dans une zone fiducielle commune réduite à [120m,137m]. La limitation statistique provient de  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$  en raison d'un facteur d'échantillonnage de 8 au niveau du déclenchement chargé, rendu nécessaire par les limitations du système d'acquisition inadapté à l'augmentation du taux de déclenchement dans ce nouveau mode de fonctionnement.
- la dernière sur l'ensemble des données *E731b*, où la limitation statistique provient encore du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , en raison d'une zone fiducielle réduite par rapport au mode neutre.

Les valeurs correspondantes de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  sont indiquées dans le *tableau 2.2*.

Ce tableau permet de voir l'amélioration de la précision de la détermination de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  avec l'évolution du lot expérimental. Un résumé des incertitudes systématiques est indiqué dans le *tableau 2.3*.

| Source d'incertitude            | Incertitude associée |
|---------------------------------|----------------------|
| Echelle d'énergie du $\gamma$   | 1.61                 |
| Acceptance $\pi^+ \pi^-$        | 0.65                 |
| Acceptance $\pi^0 \pi^0$        | 1.00                 |
| Position de l'anti-régénérateur | 0.59                 |
| Matériau du plan de conversion  | 1.22                 |
| Bruits de fond à $\pi^0 \pi^0$  | 1.03                 |
| Bruits de fond à $\pi^+ \pi^-$  | 0.29                 |
| Diffusion du faisceau de kaon   | 0.29                 |
| Activité accidentelle           | 1.07                 |
| Somme quadratique               | 2.87                 |

TAB. 2.3 – Résumé des incertitudes systématiques de *E731b* sur  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  (unité  $10^{-4}$ ).

Les différentes valeurs du *tableau 2.2* sont compatibles entre elles et avec zéro, ce qui ne permet ni de conclure à l'existence de violation directe de  $\mathcal{CP}$ , ni d'exclure le modèle *superfaible* comme seule source de violation de  $\mathcal{CP}$ . La conclusion de la publication de 1993 : **‘Des expériences plus précises sont nécessaires pour établir un effet non-nul. Notre erreur est principalement d'ordre statistique ; l'incertitude systématique provient largement du détecteur de photons, et la technique des deux faisceaux simultanés associée à une calorimétrie précise et à des intensités plus fortes peut donner une meilleure précision.’** préfigure l'avenir, dans un contexte où la collaboration concurrente trouve des résultats quelque peu différents (voir chapitre 2.2).

Le lecteur intéressé trouvera tous les détails de l'analyse de cette collaboration, que je n'ai pu décrire dans ce résumé très court, dans la publication de référence parue en 1997 [77].

## 2.2 L'expérience NA31 au CERN

L'expérience NA31 a été proposée en 1984 par une collaboration CERN, Dortmund ( $\rightarrow$  Mainz), Edinburgh, Orsay, Pisa et Siegen, pour mesurer  $\epsilon'/\epsilon$  avec la précision de  $10 \times 10^{-4}$ .

La ligne de faisceau a été conçue de manière à obtenir, **dans une zone de désintégration commune**, des événements provenant de **deux faisceaux colinéaires distincts** :

- soit un faisceau ' $K_L$ ' provenant de l'interaction d'un faisceau primaire de protons de 450 GeV issu du SPS au CERN sur une cible distante de 120 m du début de la zone de désintégration. L'intensité des protons est alors de  $\sim 1 \times 10^{11}$  par déversement de 2 s toutes les 14 s.
- soit un faisceau ' $K_S$ ' provenant de l'interaction d'un faisceau de protons peu intense de  $\sim 2 \times 10^5$  par déversement, sur une **cible mobile** montée sur un *train* se déplaçant le long de la ligne de faisceau, et située à l'intérieur même de la zone de désintégration.

L'intérêt de cette ligne de faisceau  $K_S$  complexe, est que l'on peut alors recréer artificiellement une distribution en  $Z_{vertex}$  du vertex de désintégration des  $K_S$  identique à celle, *plate*, du vertex de désintégration des  $K_L$ . Pour cela, des données sont enregistrées à chacune des 41 stations de la cible, couvrant ainsi une distance de  $\sim 48$  m dans la zone de désintégration. Une représentation schématique des faisceaux et de l'appareillage de NA31 est donnée sur la figure 2.2.

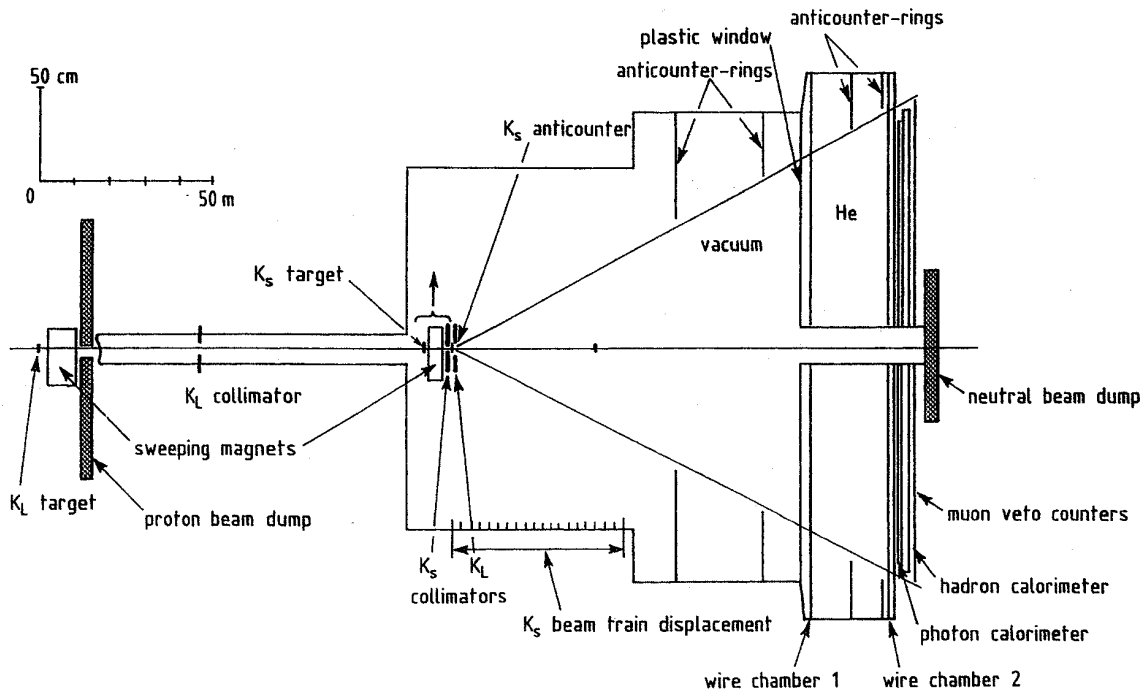


FIG. 2.2 – Vue schématique de la ligne de faisceau et du détecteur NA31.

Les désintégrations en modes neutre et chargé sont alors enregistrées simultanément dans chacune des conditions de faisceau, qui sont alternées toutes les 36 heures de façon à minimiser les variations d'appareillage entre les prises de données  $K_L$  et  $K_S$ . Le but d'une telle méthode est de contraindre les distributions en  $(P, Z)$  à être aussi identiques que possible, et donc de rendre négligeables les différences des corrections d'acceptances en  $K_L$  et en  $K_S$ . La plupart des effets expérimentaux se compensent alors dans les *simples rapports (neutre/chargé)* si la stabilité des détecteurs est précisément monitorée tout au long de la prise de données. Par contre, les intensités des faisceaux  $K_L$  et  $K_S$  étant très différentes,

le taux d'activité accidentelle l'est aussi et n'est pas compensé dans le *double rapport*. En conséquence, le taux d'accidentelles doit faire l'objet d'un soin particulier lors de l'enregistrement et l'analyse des données. En résumé, *NA31* a fait des choix orthogonaux à ceux de *E731*, minimisant la dépendance envers une simulation nécessaire pour estimer les acceptances, mais nécessitant une parfaite maîtrise de l'activité observée dans ses détecteurs.

Cette différence se retrouve dans le choix des éléments de détection des produits de désintégration en modes neutre et chargé, basés sur la calorimétrie. Pour la désintégration en  $\pi^+\pi^-$ , l'énergie des  $\pi$  est mesurée par un calorimètre hadronique *fer-scintillateur* de résolution  $65\%/\sqrt{E}$ , tandis que le vertex est reconstruit par deux chambres à dérive, d'une résolution assez modeste de  $750\mu m$ , situées après  $100\ m$  de zone de désintégration et séparées de  $24.5\ m$ . La résolution en masse invariante du système  $\pi^+\pi^-$  est alors de  $23\ MeV/c^2$  donnant lieu à un bruit de fond plus important que dans *E731*. En mode neutre, un calorimètre électromagnétique plus 'classique' du type *Pb-Argon liquide* mesure l'énergie des photons avec une bonne résolution :

$$\frac{\sigma_E^\gamma}{E} = [0.5 \oplus 8/\sqrt{E(GeV)}]\%$$

se traduisant par une résolution de  $2\ MeV/c^2$  sur la masse du  $\pi^0$ , et une résolution spatiale de  $0.8\ mm$  sur la position d'un amas d'énergie. Tout comme *E731*, *NA31* est dotée d'un ensemble d'hodoscopes de déclenchement et *veto*.

| Mode                         | 1986 | BdF 1986 | 1988-1989 | BdF 88-89 |
|------------------------------|------|----------|-----------|-----------|
| $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ | 109  | 4.0 %    | 319       | 2.67 %    |
| $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ | 295  | 0.6 %    | 847       | 0.63 %    |
| $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ | 932  | <0.1%    | 1322      | 0.07 %    |
| $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ | 2300 | <0.1%    | 3241      | 0.03 %    |

TAB. 2.4 – Lot expérimental (en  $10^3$  événements) de l'expérience *NA31* pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ .

L'expérience prit des données pour  $\epsilon'/\epsilon$  en 1986, 1988 et 1989. Les lots expérimentaux dans les quatre modes sont résumés dans le *tableau 2.4*, ainsi que les valeurs de bruit de fond correspondantes. Les données de 1986 donnèrent lieu à une première publication au titre évocateur : '**First Evidence for Direct  $\mathcal{CP}$  Violation**'. La valeur de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  significativement différente de zéro fut confirmée, quoique à un niveau inférieur de 30 %, par le résultat obtenu sur l'ensemble du lot expérimental. Le *tableau 2.5* présente ces résultats.

| Référence           | Année | $Re(\epsilon'/\epsilon)$  |
|---------------------|-------|---------------------------|
| Données 1986 [78]   | 1988  | $33 \pm 6.5 \pm 8.5$      |
| Données 88-89 [79]  | 1993  | $20 \pm 4.3 \pm 5.0$      |
| Toutes données [79] | 1993  | $23 \pm 6.5(\text{comb})$ |

TAB. 2.5 – Différentes déterminations de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  en unité  $10^{-4}$  par l'expérience *NA31*. La première incertitude est statistique et la seconde systématique.

L'expérience *NA31* mesure donc un signal de violation directe de  $\mathcal{CP}$  à plus de trois écarts standards, donc avec une probabilité de fluctuation statistique inférieure à  $3 \cdot 10^{-3}$ . L'incertitude est dominée par les incertitudes d'origine systématique. Le détail des corrections au rapport  $R$ , ainsi que les incertitudes qui s'y rapportent, sont regroupés dans le *tableau 2.6* pour l'ensemble des données.

Les résultats de *NA31* sont donc en accord marginal avec ceux de *E731* et conduisent à des conclusions radicalement différentes. Les détails de l'analyse de *NA31* sont décrits dans [78] et [79], et une

| Source d'incertitude          | Correction sur $R(\%)$ | Incertitude associée |
|-------------------------------|------------------------|----------------------|
| Echelle d'énergie du $\gamma$ |                        | 2.2 (5.0)            |
| Acceptance Monte Carlo        | 0.14 (0.30)            | 1.7 (2.3)            |
| Bruits de fond à $\pi^0\pi^0$ | 2.67 (4.00)            | 2.2 (3.3)            |
| Bruits de fond à $\pi^+\pi^-$ | 0.63 (0.60)            | 1.7 (3.3)            |
| Activité accidentelle         | 0.16 (0.34)            | 2.3 (3.3)            |
| Inefficacités décl. et veto   | 0.51 (0.12)            | 1.5 (1.7)            |
| Inefficacités des chambres    |                        | 1.7                  |
| Rég., diff., divergence       |                        | (2.5)                |
| Incertitude totale            |                        | 5.0 (8.5)            |

TAB. 2.6 – Résumé des corrections à  $R(\%)$ , et des incertitudes systématiques principales de NA31 sur  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  (unité  $10^{-4}$ ). Les valeurs entre parenthèses sont relatives aux données de 1986, les autres aux données de 1988-1989.

description complète des faisceaux et des éléments de détection se trouve dans [80].

## 2.3 Situation expérimentale et théorique à l'aube des années 1990

Dans la conclusion de la publication de NA31 sur l'ensemble du lot expérimental [79], on trouve : **‘En combinant les résultats de E731a ( $Re(\epsilon'/\epsilon) = (32 \pm 30) \times 10^{-4}$ ), de E731b ( $Re(\epsilon'/\epsilon) = (7.4 \pm 5.9) \times 10^{-4}$ ) et de NA31 ( $Re(\epsilon'/\epsilon) = (23 \pm 6.5) \times 10^{-4}$ ), on obtient  $Re(\epsilon'/\epsilon) = (14.8 \pm 4.3) \times 10^{-4}$  à plus de trois écarts standards de zéro. La probabilité pour que ces mesures soient compatibles entre elles est de 9 %. Les résultats de ces expériences fournissent une indication de violation directe de  $\mathcal{CP}$  à un niveau compatible avec les prédictions du modèle standard pour une masse du quark  $top$  de l'ordre de 150 GeV’.**

La situation n'était malheureusement pas si claire, et le défi expérimental semblait se transformer en guerre de tranchée, chaque collaboration campant sur ses positions et l'ensemble de la communauté ne pouvant conclure clairement sur le niveau de la violation directe de  $\mathcal{CP}$ . Lorsque différents résultats expérimentaux sont en accord marginal (ici à 2 *sigmas*), le *Particle Data Group* [63] utilise une méthode consistant à accroître les incertitudes de chacune des expériences par  $\sqrt{\chi^2/d.o.f.}$ . La moyenne pondérée de E731a, E731b et NA31 est alors :  $Re(\epsilon'/\epsilon) = 15 \pm 8$  et le signal d'une violation directe de  $\mathcal{CP}$  est alors à moins de 2 *sigmas* de zéro.

Les théoriciens auraient pu jouer le rôle de juge de paix, si d'une part ils avaient présenté un front commun, et d'autre part si la précision des calculs de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  avait été suffisante, ce qui n'était pas alors le cas. On rappelle que la prédiction de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  dépend de  $\Lambda_{\overline{MS}}$ ,  $m_s$ , et de  $m_t$  dans la contribution relative des diagrammes pingouins *forts* et *électrofaibles*. Ce qui était clair en revanche, c'est que plus grande était la masse du quark  $top$ , et plus petite devait être la valeur de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ . Ce quark  $top$  fut observé en 1994, d'abord par CDF à une masse proche de 175 GeV, puis par D0 plus près de 200 GeV, favorisant une faible valeur de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ .

Nous ne courrons pas le risque vain de nous lancer dans un examen des analyses de ces expériences, pour tenter d'en découvrir les failles. Chacune des collaborations a fait un examen critique de sa méthode, sans réussir à en extraire de biais.

Si l'on examine les incertitudes expérimentales, on s'aperçoit que E731 était surtout limitée de manière statistique, que l'incertitude systématique dominante était liée à l'échelle relative d'énergie, et que certaines sources pouvaient être éliminées ou réduites. Les points forts de cette expérience sont la cohérence du détecteur et une dépendance finalement faible envers la régénération. Inversement, le point

le plus ‘critique’ est la dépendance forte envers la correction d’acceptance de 16 % au double rapport, dont la maîtrise repose sur la qualité de la simulation de l’expérience. Celle-ci n’apparaît cependant pas comme une limitation systématique, puisque cette source ne domine pas l’incertitude systématique, au demeurant très petite. Du côté de *NA31*, la limitation apparaît plus systématique que statistique, avec une légère prédominance de l’incertitude due à l’activité accidentelle. Les points forts de cette expérience sont l’élimination expérimentale des différences entre  $K_S$  et  $K_L$ , ainsi que la *propreté* du faisceau  $K_S$  caractérisée par un bruit de fond quasiment nul. Le point le plus critique est la détermination de l’activité accidentelle qui ne se compense pas dans la méthode expérimentale employée, et un point un peu faible par rapport à *E731* est la fraction de bruit de fond en  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  liée à une *mauvaise* résolution en masse invariante  $\pi^+\pi^-$ . La seconde incertitude dominante de *NA31* est liée à l’échelle d’énergie, tout comme *E731*.

La connaissance de l’**échelle d’énergie neutre** est particulièrement importante, parce qu’elle intervient directement dans la détermination de la position du vertex des désintégrations en  $\pi^0\pi^0$ . Elle est obtenue à partir des calibrations effectuées avec des électrons monokinétiques, ou des événements  $K_{e3}$ , dont il faut extrapoler les résultats pour les photons. Les non-linéarités des calorimètres sont prises en compte en ajustant le début de la zone de désintégration en  $K_S$  (anticompteur dans *NA31* ou régénérateur dans *E731*) dans différents intervalles d’énergie du kaon. Une difficulté additionnelle provient de la distinction des effets réels dus à l’échelle d’énergie, de ceux dus à la connaissance précise des dimensions transverses du calorimètre qui entrent dans la détermination de la position des amas d’énergie. A cause des coupures fiducielles *amont* et *aval*, effectuées différemment dans les deux expériences, une *erreur* sur l’échelle d’énergie se traduit par une *erreur* sur le comptage du nombre d’événements, et donc directement sur le rapport  $R$  et par suite sur  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ .

Avant même la découverte du quark top, les expérimentateurs des deux collaborations décidèrent d’un nouveau ‘*round*’ expérimental, à la lumière de l’expérience acquise avec *E731* et *NA31*, pour déterminer  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  avec une précision expérimentale totale de l’ordre de  $1 - 2 \times 10^{-4}$ . Ce type de précision est assez largement motivé par les prédictions théoriques de l’époque qui, même si elles n’excluaient pas la valeur de *NA31*, avaient tendance à préférer des valeurs de l’ordre de quelques  $10^{-4}$  et rendaient ainsi le défi expérimental plus ardu.

Dans les propositions d’expériences de troisième génération qui virent le jour au début des années 1990 ([81], [82]), un certain nombre de points sont communs :

- utilisation d’un faisceau beaucoup plus intense pour l’obtention d’un lot expérimental 10 fois plus important,
- enregistrement simultané des quatre modes qui entrent dans le double rapport  $R$ ,
- symétrisation des acceptances pour les faisceaux  $K_L$  et  $K_S$ ,
- utilisation d’un spectromètre magnétique pour la mesure de l’impulsion des particules chargées,
- utilisation d’un nouveau calorimètre électromagnétique plus performant pour la détection des photons et des électrons, et la réjection des bruits de fond.

et il pourrait sembler que la même expérience soit en gestation de part et d’autre de l’Atlantique. Nous verrons au chapitre 3 que chaque collaboration conserve néanmoins son identité culturelle, à la fois dans la réalisation de son détecteur et dans sa méthode d’analyse.

## Chapitre 3

# Les expériences de la fin des années 90

### 3.1 L'expérience *KTeV* à *Fermilab*

L'expérience *E832* a été proposée en 1991 par une collaboration initiée par les groupes de *Chicago* et *Fermilab* de *E731* et renforcée, puisque au total 12 instituts y participent. Elle constitue la partie dédiée à la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  du programme *KTeV*, l'autre composante *E799-II* se consacrant à l'étude des désintégrations rares avec des faisceaux et appareillages légèrement différents. La figure 3.1 montre le schéma du détecteur *KTeV* configuré pour la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ .

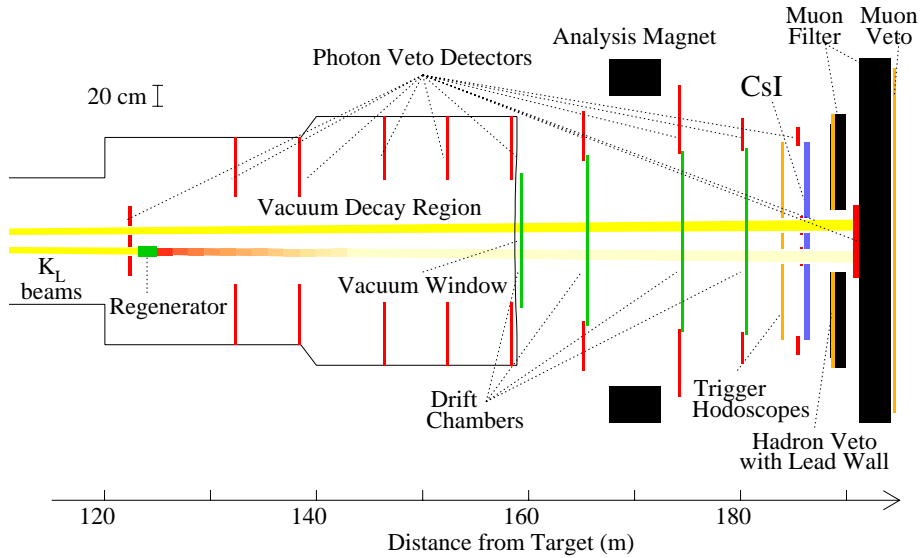


FIG. 3.1 – Vue schématique du détecteur *KTeV*.

La technique expérimentale utilisée est la même que celle de *E731* décrite au chapitre 2.1, si ce n'est l'enregistrement simultané des désintégrations en mode neutre et en mode chargé. Une nouvelle ligne de faisceau a été construite, autorisant l'emploi de faisceaux beaucoup plus intenses (jusqu'à  $5 \times 10^{12}$  protons par déversement pour *E799-II*), tout en fournissant une meilleure collimation des particules neutres et un balayage amélioré des particules chargées. Le régénérateur utilisé pour le faisceau  $K_S$ , situé

à 123 *m* de la cible, est maintenant totalement actif (fait de plastique scintillant) et permet une réjection du bruit de fond de diffusion inélastique 10 fois plus efficace que celle de *E731*. Néanmoins, la présence de ce matériau dans la ligne de faisceau est une source d'activité accidentelle dans les détecteurs. Au niveau des détecteurs :

- en mode **chargé**, le spectromètre magnétique utilise les chambres de *E731* retissées, utilisant un gaz plus rapide pour diminuer le temps de dérive maximal à 100ns, et de résolution 110  $\mu m$ . L'impulsion transverse du dipôle d'analyse passe de 200 *MeV/c* à 412 *MeV/c*. La résolution en impulsion est de 0.4 % pour des  $\pi$  d'impulsion moyenne 36 *GeV/c* :

$$\frac{\sigma_P}{P} = [0.189 \oplus 0.00822 \times P(\text{GeV}/c)]\%$$

et celle en masse invariante du système  $\pi^+\pi^-$  est alors de 1.6 *MeV/c*<sup>2</sup>. La zone de désintégration est maintenant totalement évacuée jusqu'à la fenêtre à vide située à 159 *m* de la cible, et les hodoscopes de déclenchement sont situés en aval du spectromètre.

- en mode **neutre**, un nouveau calorimètre électromagnétique fait de 3100 blocs d'iodure de césium (*CsI*), comprenant 27  $X_0$  contre seulement 19  $X_0$  pour les 804 blocs de verre au plomb de *E731*, atteint une résolution de 0.7 % pour des photons d'énergie moyenne 19 *GeV* :

$$\frac{\sigma_E^\gamma}{E} = [0.45 \oplus 2/\sqrt{E(\text{GeV})}]\%$$

La résolution en masse invariante du système  $\pi^0\pi^0$  est alors de 1.5 *MeV/c*<sup>2</sup>.

**En résumé, l'expérience *E832* utilise la même technique expérimentale que son prédécesseur *E731* avec de nouveaux faisceaux et éléments de détection plus performants.** Les améliorations sont essentiellement les suivantes :

- diminution des bruits de fond liés au régénérateur.
- diminution des bruits de fond des modes physiques parasites par une amélioration conséquente de la résolution en masse dans les modes neutre et chargé.
- diminution de l'incertitude sur l'échelle d'énergie en mode neutre grâce au nouveau calorimètre.
- augmentation de l'intensité des faisceaux à  $3.5 \times 10^{12}$  *ppp*, c'est-à-dire un facteur 5 par rapport au *G-set* de *E731*.

Ce dernier point impose à *E832* une nouvelle stratégie de déclenchement pour ramener le taux de prise de données à un niveau acceptable. Dans *E731*, les conditions de déclenchement étaient extrêmement peu restrictives, de façon à éviter tout biais en amont de l'analyse. Par exemple, le déclencheur de niveau 2 *topologique* qui devait permettre une réduction substantielle *en-line* du bruit de fond  $K_{e3}$  avait été purement et simplement supprimé pour éviter tout biais dans le lot  $\pi^+\pi^-$ . *E832* doit se doter d'un déclencheur chargé de deuxième niveau *topologique* ('*Track Finder*') basé sur la répartition des coups dans les chambres. En neutre le déclencheur de deuxième niveau est constitué par un compteur du nombre d'amas dans le calorimètre *CsI* ('*Hardware Cluster Finder*') plus rapide que celui de *E731*. Enfin, un déclencheur de troisième niveau *algorithmique* applique des coupures cinématiques pour sélectionner les événements  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$  avec un facteur de réjection de l'ordre de 10.

*KTeV* prit des données pour la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  à partir de l'été 1996 jusqu'à mi-décembre, puis de mi-avril à fin juillet 1997. Au cours de l'analyse des données de 1996, un biais du déclencheur de troisième niveau en mode chargé fut découvert et corrigé pour la prise de données de 1997. En conséquence, le premier résultat issu de cette collaboration est basé sur les données de mode neutre de 1996, et les données en mode chargé des 18 premiers jours de la période de 1997. Ces lots expérimentaux et les niveaux de bruit de fond correspondants sont présentés dans le *tableau 3.1*.

L'analyse du *tableau 3.1* permet de constater les points suivants:

- la limitation statistique provient 'naturellement' du mode  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ , contrairement à *E731*, et ceci par quasi égalisation des volumes fiduciels dans les quatre modes de désintégration.

| Mode                          | Statistique | $Z_{min} - Z_{max}$ | Bruit de fond       |
|-------------------------------|-------------|---------------------|---------------------|
| $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ | 862         | 110 - 158 m         | $0.73 \pm 0.02 \%$  |
| $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ | 2607        | 110 - 158 m         | $0.083 \pm 0.008\%$ |
| $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ | 1434        | 125 - 158 m         | $1.22 \pm 0.04 \%$  |
| $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ | 4516        | 125 - 158 m         | $0.089 \pm 0.009\%$ |

TAB. 3.1 – Lot expérimental (en  $10^3$  événements), zone fiducielle (en m), et bruit de fond (en %) pour les quatre modes entrant dans la détermination préliminaire de  $\epsilon'/\epsilon$  par l'expérience E832.

- le mode le plus entaché de bruit de fond est  $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , où la contribution dominante provient de la diffusion dans le régénérateur (1.07 %) et dans les collimateurs (0.14 %). Cette diffusion contribue pour 0.46 % dans le bruit de fond  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ .
- par comparaison avec le tableau 2.1, on voit que tous les bruits de fond ont diminué d'un facteur au moins 2. Le gain le plus significatif apparaît dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  où les principales sources de bruit de fond étaient pour E731 la diffusion incohérente au régénérateur et la contribution physique  $K_L \rightarrow 3\pi^0$ . L'amélioration de la résolution en masse invariante  $\pi^0 \pi^0$  est la raison principale de cette diminution du bruit de fond. En mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , le bruit de fond diminue également grâce à la meilleure résolution en masse invariante résultant de l'augmentation de l'impulsion transverse dans l'aimant du spectromètre.

L'analyse de E832 fait tout comme celle de E731 plein usage de la puissance statistique des données. La technique de Monte Carlo est utilisée pour déterminer précisément les acceptances et comprendre la réponse des détecteurs dans les quatre modes. Un grand nombre d'événements  $\pi e \nu$  et  $3\pi^0$  ont été enregistrés dans le but d'asseoir cette compréhension en détail sur des lots indépendants. La détermination de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  s'est faite 'en aveugle', c'est à dire que la valeur du paramètre était entachée d'un *décalage* inconnu dans la procédure d'ajustement, et ceci jusqu'à la finalisation du calcul des incertitudes systématiques. Cette méthode présente l'avantage d'éviter tout biais *humain*, et peut réserver des surprises comme ce fut le cas. La valeur qui émergeait à 'l'ouverture des boîtes' en janvier 1999 est :

$$Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = (28 \pm 3.0(stat) \pm 2.8(syst)) \times 10^{-4}$$

et donna lieu à publication sous le titre '**Observation of Direct  $\mathcal{CP}$  Violation in  $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$  Decays**' ([84]). La **méthode d'extraction de E832** est tout comme celle de E731 basée sur un ajustement de la dépendance en  $P$  et  $Z$  des données corrigées d'acceptance. Dans les formes fonctionnelles ajustées:

$$\frac{d\Gamma_S}{dZ} \propto aF(P) \left[ |\rho(P)|^2 e^{-\frac{\tau}{\tau_S}} + |\eta|^2 e^{-\frac{\tau}{\tau_L}} + 2|\rho||\eta| \cos(\Delta m \tau + \phi_\rho - \phi_\eta) e^{-\frac{\tau}{2}(\frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_L})} \right]$$

pour le faisceau régénéré ou  $a$  est l'absorption de ce faisceau, et pour le faisceau ' $K_L$ ' :

$$\frac{d\Gamma_L}{dZ} \propto F(P) |\eta|^2 e^{-\frac{\tau}{\tau_L}}$$

où  $\tau$  est relié à la distance  $Z$  comptée à partir du régénérateur par  $\tau = Z/\beta\gamma$ , on suppose  $\epsilon' = 0$  et détermine les amplitudes de régénération  $\rho(P)$  en neutre et en chargé, qui varient suivant une loi de puissance  $\sim P^{-0.6}$ . Une valeur non nulle de  $\epsilon'$  apparaît alors comme des '*offsets*' par rapport à la vraie valeur commune aux modes neutre et chargé puisque le même régénérateur est utilisé, et dans des directions opposées pour les ajustements de  $\rho$  en neutre et en chargé. Le  $\chi^2$  de l'ajustement des données est de 10.5 pour 10 degrés de liberté en mode chargé, et de 16.2 pour 10 degrés de liberté en mode neutre,

avec des lois de puissance compatibles dans les incertitudes. Le *tableau 3.2* résume toutes les contributions à l'incertitude systématique de cette mesure. L'incertitude systématique dominante en mode chargé provient d'une pente de  $(-1.60 \pm 0.63) \times 10^{-4}$  par mètre dans le rapport (*données/MonteCarlo*) des distributions en  $Z$  des  $K_L$ , et en mode neutre de la diffusion des kaons dans le régénérateur et le collimateur, ainsi que de l'échelle d'énergie du calorimètre. La *figure 3.2* montre la valeur de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  en fonction de l'énergie du kaon, ce qui constitue une vérification de la loi de puissance de l'amplitude de régénération utilisée dans l'ajustement.

| Source d'incertitude              | en $\pi^+\pi^-$ | en $\pi^0\pi^0$ | commun |
|-----------------------------------|-----------------|-----------------|--------|
| Efficacité de déclenchement       | 0.5             | 0.3             |        |
| Echelle d'énergie                 | 0.1             | 0.7             |        |
| Non linéarité CsI                 | –               | 0.6             |        |
| Calibration et alignement         | 0.3             | 0.4             |        |
| Variations des coupures           | 0.6             | 0.8             |        |
| Soustraction du bruit de fond     | 0.2             | 0.8             |        |
| Acceptance géométrique            | 0.3             | 0.5             |        |
| Résolution du détecteur           | 0.4             | <0.1            |        |
| Simulation des chambres           | 0.6             | –               |        |
| Dépendance en $Z$ de l'acceptance | 1.6             | 0.7             |        |
| Statistique Monte Carlo           | 0.5             | 0.9             |        |
| Variation 96-97 du régénérateur   |                 |                 | 0.2    |
| Diff. de spectre en énergie       |                 |                 | 0.2    |
| $\Delta m, \tau_S, \phi_\rho$     |                 |                 | 0.2    |
| Somme quadratique                 |                 |                 | 2.8    |

TAB. 3.2 – *Résumé des incertitudes systématiques de E832 sur  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  (unité  $10^{-4}$ ).*

Différentes vérifications du résultat ont été effectuées, en fonction du temps et de l'intensité des faisceaux. Une analyse en  $(P, Z)$ , donc plus indépendante de la simulation Monte Carlo, a donné un résultat de l'ordre de  $20 \times 10^{-4}$  mais compatible car entaché d'une plus grande incertitude [83]. Enfin l'utilisation des données de 1996 en mode chargé a donné une valeur de  $24 \times 10^{-4}$  avec une incertitude systématique de  $4 \times 10^{-4}$  en raison de l'inefficacité du déclencheur de troisième niveau.

La conclusion tirée par E832 est : **‘Ce résultat établit de façon définitive l'existence de violation de  $\mathcal{CP}$  dans un processus de désintégration, en meilleur accord avec la mesure antérieure de NA31 qu'avec celle de E731. Il montre qu'une interaction superfaible ne peut être la seule source de violation de  $\mathcal{CP}$  dans le système du méson  $K$ ’**. Ce résultat est basé sur 23 % des données enregistrées par E832 en 1996 et 1997, et ce lot expérimental doit être doublé avec la prise de données de 1999.

### 3.2 L'expérience NA48 au CERN

L'expérience NA48 a été proposée dès 1990 par une collaboration issue de NA31 et renforcée par les groupes de *Perugia, Torino*, et le groupe de *Saclay* issu de E731. Elle regroupe maintenant 16 instituts. NA48 est une expérience entièrement nouvelle, n'utilisant de NA31 que le calorimètre hadronique et une partie de l'enveloppe métallique de la zone de désintégration (le *‘tube bleu’*).

Le double faisceau est obtenu de la manière suivante :

- le faisceau dit  $K_L$  est établi classiquement en faisant interagir les protons de 450 GeV/c du SPS sur une cible avec un angle d'incidence de 2.4 mrad. Suit un balayage des particules chargées, et une collimation à trois étages se terminant au début de la zone de désintégration située à 126 m de

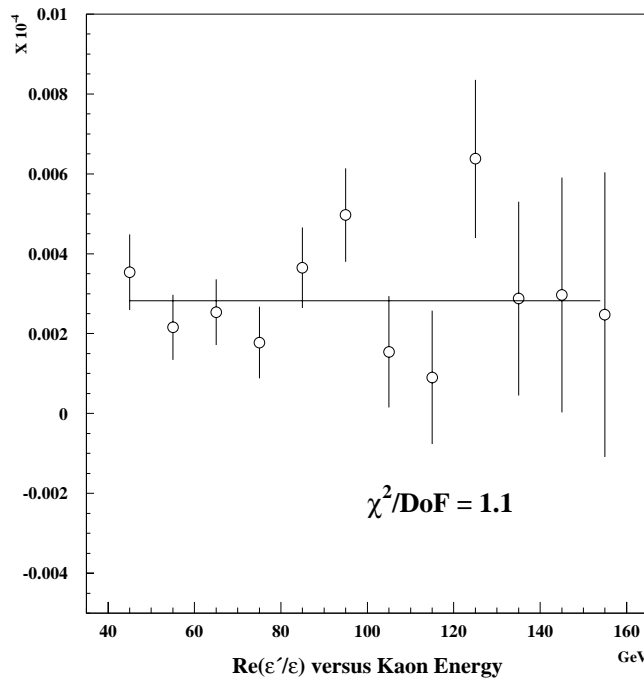


FIG. 3.2 –  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  en fonction de l'énergie du kaon dans l'expérience E832.

la cible. L'intensité de protons sur cette cible est de  $1.5 \times 10^{12}$  par déversement de 2 s toutes les 14 s.

- les protons n'ayant pas interagi dans la cible sont en partie canalisés par un mono-cristal de silicium courbé, puis étiquetés individuellement et réinjectés dans la même ligne que le faisceau neutre  $K_L$ . A 110 m de la cible primaire, un jeu de dipôles magnétiques extrait ces protons et les dirige avec un angle d'incidence de 4.2 mrad sur une seconde cible située à 120 m en aval de la première, et à 7 cm de l'axe du faisceau  $K_L$  dans le plan transverse. L'intensité de ce faisceau est de  $3 \times 10^7$  par déversement. Un second faisceau neutre est alors produit par collimation et balayage sur une distance de 6 m, avec une divergence de  $\pm 0.375 \text{ mrad}$  de telle sorte que l'illumination produite à 250 m de la cible primaire soit la même que celle du faisceau  $K_L$ . Le faisceau issu de cette cible située immédiatement en amont de la zone de désintégration sera appelé faisceau  $K_S$ .

La figure 3.3 montre le schéma de la ligne de faisceau de NA48. Une différence conceptuelle apparaît dès maintenant par rapport à E832 en ce qui concerne les faisceaux: dans les expériences de *Fermilab*, les deux faisceaux sont alternés, symétrisant les détecteurs pour les désintégrations issues de  $K_L$  et de  $K_S$ . Pour NA48, les deux faisceaux convergent vers les détecteurs avec une différence angulaire de 0.6 mrad et une divergence plus importante pour le faisceau  $K_S$ . Cette convergence nécessaire des faisceaux impose une nouvelle contrainte: en mode neutre, la position dans le plan transverse du vertex de désintégration basée sur le centre de gravité des amas dans le détecteur de  $\gamma$ s ne permettra pas de distinguer le faisceau dont est issu l'événement. Cette distinction est faite en mesurant précisément le temps de détection de l'événement et celui du passage des protons dans la station d'étiquetage du faisceau en amont de la cible ' $K_S$ '. **Par définition, s'il y a coïncidence temporelle l'événement sera attribué au lot  $K_S$ , et dans le cas contraire au lot  $K_L$ , aussi bien en mode neutre qu'en mode chargé.** Dans le mode chargé où la position du vertex dans le plan transverse permet une distinction inambigüe du faisceau, on aura facilement accès à la probabilité de mauvaise attribution du faisceau d'origine, que nous appellerons '*dilution*', due à des coïncidences accidentelles ou au contraire à une inefficacité de la station d'étiquetage.

**En résumé, NA48 utilise des faisceaux  $K_L$  et  $K_S$  presque colinéaires et visant une acceptance de détecteur quasi-commune. La distinction du type de faisceau repose sur l'étiquetage des protons**

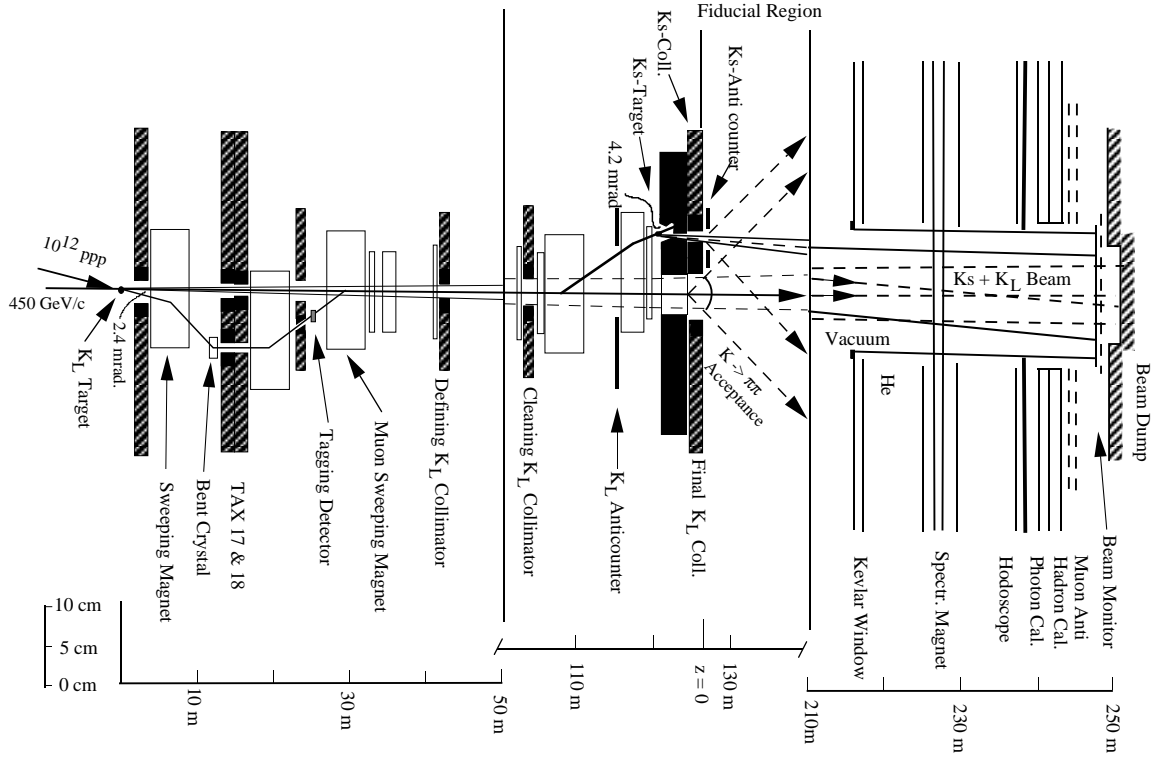


FIG. 3.3 – Vue schématique de la ligne de faisceau NA48.

donnant naissance au faisceau  $K_S$ . Le faisceau  $K_S$  ne provenant pas d'un régénérateur sera une source moins forte d'activité et de bruit de fond que celui de E832.

En ce qui concerne les éléments de détection des produits de désintégration dans chacun des modes, on trouve :

- en mode **neutre**, il avait été à l'origine prévu d'utiliser un calorimètre au Xénon liquide. Pour des questions de coût et de disponibilité, nous utilisons en fait un calorimètre au Krypton liquide ( $LKr$ ) de rayon de Molière et de longueur de radiation un peu moins favorables, quasi-homogène et de longueur  $\sim 27 X_0$ , projectif à une distance  $Z = 130m$  correspondant à la valeur moyenne de la position longitudinale du vertex de désintégration dans le faisceau  $K_S$ . Par rapport au calorimètre de NA3I, c'est un calorimètre rapide, et par rapport à celui de E832 il est moins sensible à l'accumulation des doses de radiation et la cellule calorimétrique de section  $2 \times 2cm^2$  est comparable à celle ( $2.5 \times 2.5cm^2$ ) des blocs de CsI. Il est linéaire à  $\sim 0.3\%$  dans la gamme de 10 à 100 GeV. Sa résolution spatiale est de l'ordre de 1.3 mm, et sa résolution en énergie :

$$\frac{\sigma_E^\gamma}{E} = [0.5 \oplus 3.2/\sqrt{E(GeV)}]\% \oplus 0.125/E(GeV)$$

se traduit par une résolution en masse invariante du  $\pi^0$  de  $1.1MeV/c^2$ . Ces nombres sont un mauvais reflet de l'amélioration par rapport au calorimètre de NA3I; la lecture rapide par cellule longitudinale plutôt que par projection en  $X$  et  $Y$  permet une réduction substantielle du bruit de fond  $3\pi^0$  et accidentel en mode neutre.

- en mode **chargé**, le spectromètre magnétique comporte quatre chambres à dérive groupées par paires en amont et en aval d'un aimant dipolaire communiquant aux particules chargées une impul-

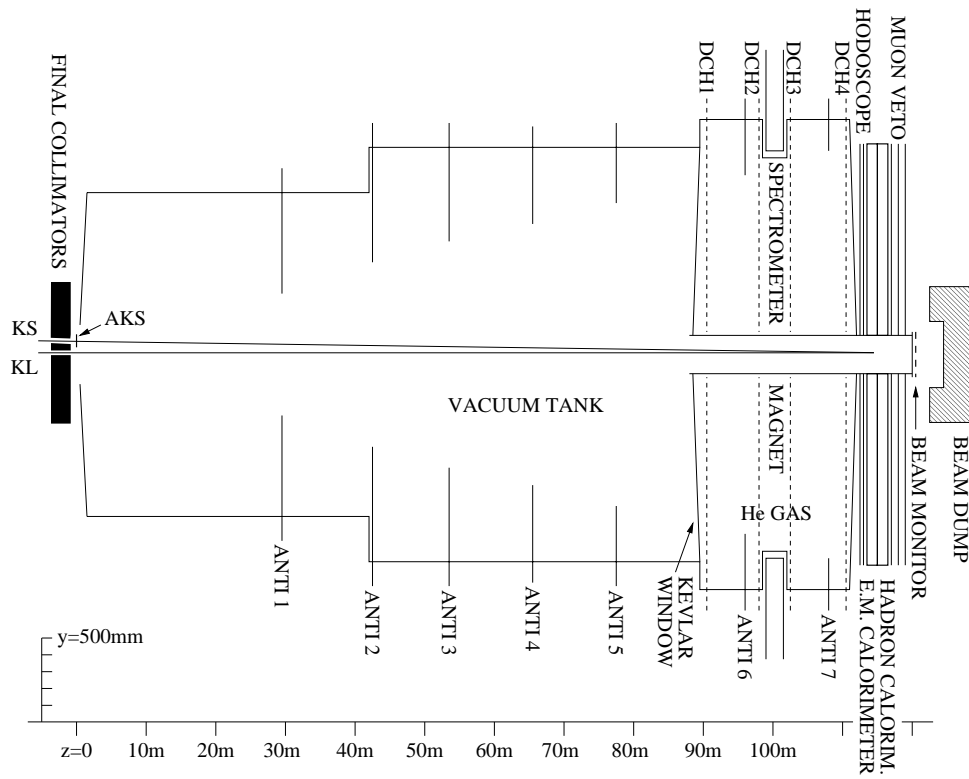


FIG. 3.4 – Vue schématique de l'ensemble de détection de NA48. Le point d'abscisse  $z=0$ , noté  $AKS$  à l'origine de la zone de désintégration, est situé à 126 m de la cible  $KL$ .

sion transverse de 265 MeV/c. Chaque chambre comprend quatre vues de deux plans chacune, dans les directions  $X$  et  $Y$  formant un trièdre direct avec la direction du faisceau, et dans les directions  $U$  et  $V$  correspondant à une rotation de  $45^\circ$  par rapport aux 2 précédentes. Cette redondance est nécessaire pour assurer une bonne efficacité au déclencheur du mode chargé. La résolution sur les coordonnées reconstruites est  $\sim 90\mu m$ , et la résolution en impulsion est donnée par :

$$\frac{\sigma_P}{P} = [0.5 \oplus 0.009 \times P(GeV/c)]\%$$

qui se traduit par une résolution en masse invariante du système  $\pi^+\pi^-$  de  $2.5 MeV/c^2$ . Cette amélioration permet ici aussi une diminution conséquente du niveau de bruit de fond semi-leptonique par rapport à NA31.

- le calorimètre hadronique de NA31 en *fer-scintillateur*, placé en aval du calorimètre  $LKr$ , est essentiellement utilisé au niveau du déclenchement en mode chargé pour fournir en conjonction avec le  $LKr$  une estimation rapide de l'énergie totale calorimétrique.

La figure 3.4 montre l'agencement de ces éléments à partir du début de la zone de désintégration, ainsi que celui des différents hodoscopes et *vetos*. A noter que, pour supprimer les interactions de neutrons dans la fenêtre de Kevlar qui ferme la zone de désintégration, les faisceaux neutres restent dans le vide jusqu'à l'extrémité aval du détecteur. Cela signifie que tous les détecteurs doivent permettre le passage de la chambre à vide en leur centre, ce qui complique leur réalisation.

Tout comme pour E832, l'augmentation de l'intensité du faisceau impose une nouvelle stratégie de déclenchement à plusieurs niveaux.

- en mode **neutre**, les données du calorimètre sont réduites en projections  $X$  et  $Y$ . Le nombre d'amas, l'énergie totale, ainsi que les premier et second moments de la distribution en énergie sont

reconstruits et permettent de calculer le centre de gravité et le temps propre  $\tau/\tau_S$  de l'événement, sur lesquels est effectuée la sélection. La décision de cet algorithme effectué en 'pipeline' est disponible après une latence fixe de  $3\mu s$ .

- en mode **chargé**, un premier niveau sélectionne les événements présentant une topologie  $\pi^+\pi^-$  dans les hodoscopes et une énergie calorimétrique  $> 30 GeV$ , avec un taux de sortie de  $\sim 100 kHz$ . Au deuxième niveau, l'information des chambres à dérive est extraite pour reconstruire les coordonnées, puis les traces et le vertex de désintégration, enfin la masse invariante  $\pi^+\pi^-$  et le temps propre [85]. L'événement est accepté s'il est compatible avec un  $K^0$  de temps propre inférieur à  $4.5\tau_S$ , pour des raisons qui apparaîtront plus claires lors de l'exposé de la méthode d'analyse. Le taux de réjection de cet algorithme est  $\sim 60$ . La latence de décision est variable et peut aller jusqu'à  $100\mu s$ , et il apparaît clairement au vu du taux d'entrée du niveau 2 que l'expérience ne peut être aveugle aux interactions sur une telle durée; en d'autres termes, le schéma classique du 'Busy' générateur de temps mort est inapplicable. En conséquence, le choix a été fait de stocker les données de chaque détecteur sur des mémoires de rémanence  $200\mu s$ , de façon continue et donc sans temps mort. L'algorithme du déclencheur chargé est effectué de manière asynchrone, et les données d'un événement seront lues dans les mémoires plus de  $100\mu s$  après la désintégration.

Ainsi, NA48 est *en principe* une expérience sans temps mort, à l'inverse de E832 fonctionnant suivant un schéma classique avec un temps mort de  $\sim 20\%$ . Chaque événement est référencé par rapport à son temps d'arrivée compté de façon absolue depuis le début du déversement du faisceau. Lorsqu'un événement est enregistré, toute l'histoire temporelle de l'activité de chaque détecteur sur une plage de 300 ns entourant le temps de l'événement l'est aussi. La résolution temporelle des détecteurs est alors un outil crucial lorsqu'il s'agit d'assigner à chaque événement le type de faisceau dont il est issu. Ces résolutions sont de  $\sim 1 ns$  pour le spectromètre,  $< 300 ps$  pour des amas d'énergie  $> 20 GeV$  dans le calorimètre LKr, et  $< 200 ps$  pour les compteurs de la station d'étiquetage des protons.

NA48 est donc une expérience complexe, et la réalisation des éléments de détection et de déclenchement ainsi que leur mise au point fut plus longue que prévue. La première prise de données pour la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ , prévue pour 1994, eut lieu en septembre et octobre 1997. Elle fut suivie par deux autres prises de données à plus haute intensité en 1998 et 1999, et la dernière prise de données pour  $\epsilon'/\epsilon$  est prévue pour l'an 2000 [86]. La prise de données de 1997 mit en évidence deux sources de temps mort:

- la première liée à une capacité de calcul insuffisante du déclencheur chargé, créant des engorgements dans la ferme de processeurs, et nécessitant d'une part une réduction de l'intensité du faisceau de protons à  $1.1 \times 10^{12}$  sur la cible  $K_L$ , et d'autre part un échantillonnage d'un facteur 2 au premier niveau de déclenchement.
- la seconde provenant de la saturation des mémoires des chambres à dérive du spectromètre, en raison principalement d'interactions de produits de désintégration dans la chambre à vide qui traverse tous les éléments de détection. Le spectromètre étant alors aveugle, un temps mort de  $\sim 20\%$  est appliqué lors de l'analyse *hors-ligne* aux événements neutres se produisant à un temps proche d'une saturation du spectromètre.

La première limitation fut totalement surmontée dès la prise de données de 1998, grâce à une nouvelle ferme de processeurs plus rapides [87]. La seconde partiellement, par le remplacement de la chambre à vide en *inox* par une nouvelle chambre en fibre de carbone.

NA3I s'était affranchi de la connaissance précise de l'acceptance en en minimisant la correction, par égalisation de la distributions en  $Z$  des désintégrations de  $K_S$  à celle des  $K_L$ . Dans le même esprit, NA48 utilise une autre méthode permettant de minimiser la dépendance envers la simulation par Monte Carlo. Pour cela, d'une part on n'utilise que les désintégrations de  $K_L$  se produisant dans la région fiducielle peuplée par les désintégrations de  $K_S$ , d'autre part les événements  $K_L$  sont pondérés par un poids fonction du temps propre  $\tau$ . Ce poids est proportionnel au rapport  $K_S/K_L$  attendu au temps  $\tau$ , et les distributions en temps propre deviennent alors similaires en  $K_L$  et en  $K_S$ . Les acceptances étant identiques, la précision systématique de la mesure n'est pas basée sur une simulation précise de

l'expérience. La contrepartie est une perte significative de puissance statistique dans les modes  $K_L$  déjà les plus défavorisés. Après pondération des événements  $K_L$ , le domaine de temps propre est restreint à  $\tau < 3.5\tau_S$  lors de la sélection des données. Ceci explique la coupure sur  $\tau$  appliquée *en-ligne* par les déclencheurs. Cette méthode présente beaucoup de similitudes avec l'analyse en  $(P, Z)$ , où l'acceptance est identique dans des intervalles petits. Elle est en fait plus puissante, car la forme des distributions étant rendue identique en  $K_L$  et en  $K_S$ , on s'affranchit de la sensibilité aux effets de migration d'événements due aux résolutions et aux échelles d'énergie. Le lot expérimental des données de 1997 avant et après pondération est indiqué dans le *tableau 3.3*.

| Mode                         | Avant pond. | Après pond. | Après Dilution | Bruit de fond      |
|------------------------------|-------------|-------------|----------------|--------------------|
| $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ | 435         | 117         | 132            | $0.08 \pm 0.02 \%$ |
| $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ | 953         | 262         | 295            | $0.23 \pm 0.04 \%$ |
| $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ | 1041        | 1041        | 975            |                    |
| $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ | 2219        | 2219        | 2087           |                    |

TAB. 3.3 – *Lot expérimental (en  $10^3$  événements) avant et après pondération et dilution, et bruit de fond (en %) pour les quatre modes entrant dans la détermination préliminaire de  $\epsilon'/\epsilon$  par l'expérience NA48.*

Le *tableau 3.3* illustre la perte de puissance statistique due à la méthode. La quatrième colonne montre l'évolution du lot lorsque la correction de mauvaise identification (*dilution*) du type de faisceau est appliquée. Cette correction est dominée par les coïncidences accidentelles entre un proton dans la station d'étiquetage et un événement  $K_L$ , et vaut par exemple en mode chargé :  $\alpha_{LS}^{+-} = 0.1119 \pm 0.0003$ . L'incertitude sur la différence de migration en mode neutre et chargé,  $\alpha_{LS}^{00} - \alpha_{LS}^{+-} = (10 \pm 5) \times 10^{-4}$ , sera considérée comme incertitude systématique. De la même façon, l'inefficacité de la station d'étiquetage conduit à classifier des événements  $K_S$  en tant que  $K_L$ , à un niveau beaucoup plus faible puisque la probabilité d'une telle misidentification mesurée en mode chargé vaut :  $\alpha_{SL}^{+-} = (1.5 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ . Dans le *tableau 3.3*, on peut également noter le niveau de bruit de fond, inférieur globalement à celui de E832 dominé par les sources liées au régénérateur.

| Source d'incertitude                       | Correction | Incertainitude | Limitation |
|--|------------|----------------|------------|
| Efficacité d'étiquetage ( $\alpha_{SL}$ )  | 0          | 6              | stat.      |
| Effet de <i>dilution</i> ( $\alpha_{LS}$ ) | +18        | 9              | stat.      |
| Déclencheur chargé                         | +9         | 23             | stat.      |
| Reconstruction                             | –          | 3              |            |
| Bruit de fond chargé                       | +23        | 4              |            |
| Bruit de fond neutre                       | -8         | 2              |            |
| Echelle d'énergie/linéarité                | –          | 12             |            |
| Vertex chargé                              | –          | 5              |            |
| Acceptance                                 | +29        | 12             | MC stat.   |
| Activité accidentelle                      | -2         | 14             | stat.      |
| Diffusion du faisceau neutre               | -12        | 3              |            |
| Total                                      | +57        | 35             |            |

TAB. 3.4 – *Résumé des corrections et incertitudes systématiques de NA48 sur  $R$  (unité  $10^{-4}$ ).*

La **méthode d'extraction** de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  dans NA48 est basée sur la détermination du double rapport  $R$ . La démarche est la suivante :

- le temps mort observé en mode chargé est appliqué au mode neutre

- les événements  $K_L$  sont pondérés en fonction de leur temps propre  $\tau$ , et on forme les distributions en énergie du kaon  $E_K$  pour les quatre lots d'événements
- les efficacités de déclencheur et de reconstruction sont appliquées en fonction de l'énergie
- le bruit de fond est soustrait de façon statistique sur les distributions en énergie
- les corrections d'acceptances provenant du Monte Carlo sont appliquées en fonction de l'énergie
- on forme le double rapport dans chaque intervalle d'énergie, et la valeur 'moyenne' est déterminée à l'aide d'un estimateur géométrique (voir annexe C de [88]). La différence entre la valeur issue de cet estimateur et une simple moyenne pondérée dépend de la taille des intervalles et de la forme de la distribution en énergie; pour les vingt intervalles en  $E_K$  entre 70 et 170 GeV, cette différence sur  $R$  est de  $\sim 3 \times 10^{-4}$

Les corrections au double rapport, ainsi que les incertitudes systématiques attachées à ces corrections sont indiquées au *tableau 3.3*. Les corrections dominantes sont dues à l'acceptance et au bruit de fond chargé, mais sont petites en valeur absolue. A titre de comparaison, la correction d'acceptance de E832 est  $\delta R = -672 \times 10^{-4}$ , soit plus de 10 fois plus grande. L'incertitude dominante de NA48 est celle liée au déclencheur chargé, limitée statistiquement par le nombre d'événements de contrôle enregistrés pour la détermination de l'efficacité.

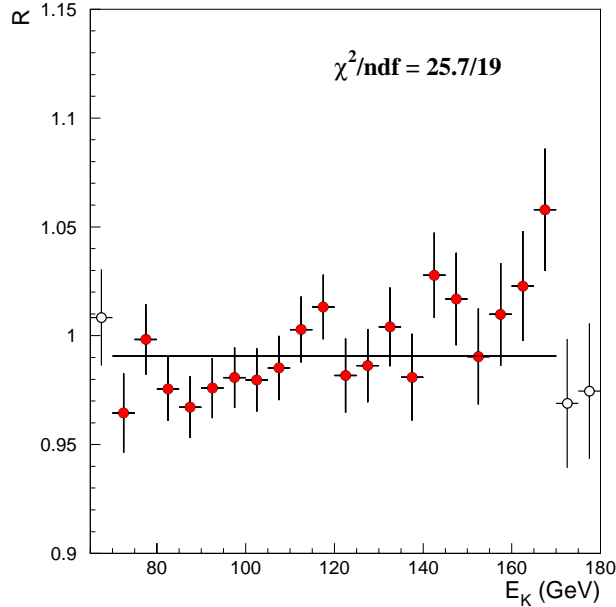


FIG. 3.5 – Double rapport en fonction de l'énergie du kaon, où seuls les points en noir sont utilisés.

Après toutes corrections, le double rapport 'moyenne' sur le domaine d'impulsion du kaon de 70 à 170 GeV/c vaut  $R = 0.9889 \pm 0.0027(stat) \pm 0035(syst)$ . La *figure 3.5* montre la valeur du double rapport en fonction de l'énergie du kaon, où le  $\chi^2$  de la moyenne est 25.7 pour 19 degrés de liberté. De nombreuses vérifications ont été faites sur les données, de façon à exclure tout biais pouvant conduire à une variation de  $R$  avec l'énergie du kaon, comme pourraient le suggérer les données. En particulier l'efficacité différentielle des déclencheurs, la réponse des détecteurs, l'acceptance géométrique, les échelles d'énergies et la dépendance envers les intensités de faisceau ou la période de prise de données ont fait l'objet d'études poussées. La stabilité du résultat amène à conclure à une fluctuation statistique. En guise de vérification additionnelle, le double rapport a été calculé en incluant trois valeurs en dehors du domaine de 70 à 170 GeV (voir *figure 3.5*), sans effet sur  $R$  mais écartant l'hypothèse d'une variation linéaire avec l'énergie.

De  $R$  est extraite la valeur préliminaire du paramètre de violation directe de  $CP$  :

$$Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = (18.5 \pm 4.5(stat) \pm 5.8(syst)) \times 10^{-4}$$

Ce résultat donne lieu à une publication sous le titre : ‘ **A new measurement of direct  $CP$  violation in two pions decays of the neutral kaon**’ ([89]). La précision atteinte dans cette détermination n’est pas à l’heure actuelle au niveau de celle du résultat de  $E832$ , statistiquement d’une part puisque la puissance des données est du même ordre de grandeur que celle des données de  $NA31$  en 1988-1989 (cf *tableau 2.4* et *tableau 2.5*), systématiquement ensuite en raison de lots d’événements de contrôle limités lors de la prise de données de 1997. Néanmoins, ce résultat confirme l’existence de violation directe de  $CP$  dans le système du kaon neutre. Dans l’introduction de [89], on peut lire : ‘**Bien que la précision finale de l’expérience  $NA48$  soit significativement meilleure que celle décrite dans cette étude, ce résultat est d’une précision suffisante pour aider à clarifier la situation expérimentale actuelle**’.

### 3.3 Conclusion sur la violation directe de $CP$

Avant de tirer des conclusions, on peut ébaucher une comparaison non-exhaustive de divers aspects des expériences  $E832$  et  $NA48$  :

- du point de vue **statistique**, le lot expérimental est nettement en faveur de  $E832$ , ce qui pourrait sembler surprenant si l’on considère qu’en une minute  $E832$  reçoit  $3.5 \times 10^{12}$  protons contre  $6 \times 10^{12}$  pour  $NA48$ . La raison en est la suivante: dans  $NA48$  les détecteurs sont situés à plus de 90  $m$  du début de la zone de désintégration, contre moins de 40  $m$  dans  $E832$ , ceci pour minimiser l’angle de convergence du faisceau  $K_S$  par rapport au faisceau  $K_L$ . De ce fait l’acceptance de  $NA48$  se situe à plus haute énergie dans le domaine 70-170 GeV, que  $E832$  entre 40 et 160 GeV. De plus, la plus grande énergie des protons de *Fermilab* permet une production de  $K^0$  plus importante et favorise  $E832$ . Enfin, la méthode d’analyse de  $E832$  fait plein usage d’une longueur de désintégration de  $10\tau_S$  pour les  $K_L$ , contre seulement  $3.1\tau_S$  pour celle de  $NA48$ . Au total, 3 années de prise de données sont nécessaires à  $NA48$  pour atteindre la même puissance statistique que  $E832$  en une seule année.
- du point de vue **systématique**, le niveau atteint par  $E832$  est déjà meilleur que celui de  $E731$  en particulier par l’amélioration d’un facteur 2 de l’incertitude liée à l’échelle d’énergie. Le facteur limitant semble maintenant être la connaissance précise de l’acceptance en  $Z$ , qui est le point crucial de cette expérience. De son côté,  $NA48$  fait état d’incertitudes très *prudentes*, notamment en ce qui concerne le déclencheur chargé où la totalité de l’incertitude sur la différence d’efficacité a été attribuée comme incertitude. Hormis cela, les corrections de  $NA48$  au double rapport sont beaucoup plus petites que celles de  $E832$ , même la correction de *dilution* puisqu’elle affecte symétriquement les modes neutre et chargé. On peut s’attendre à ce que l’incertitude systématique de  $NA48$  diminue d’un facteur 2 pour l’analyse des données prises à partir de 1998.
- au niveau de la **méthode expérimentale**, le point fort de  $E832$  est la symétrisation du détecteur vis à vis des faisceaux  $K_L$  et  $K_S$  qui mène à des compensations plus naturelles dans le double rapport, tandis que celui de  $NA48$  réside dans sa méthode d’analyse qui, même si elle s’accompagne d’une perte significative (40 %) de la puissance statistique, permet de minimiser les corrections à  $R$  ainsi que les incertitudes associées. Pour chacune des expériences, il s’agit là d’un choix culturel, entretenu depuis plus d’une décennie.

Si l’on considère maintenant les valeurs obtenues par  $E832$  et  $NA48$ , il semble qu’il y ait une mise en évidence inambiguë de la violation directe de  $CP$ , et que le modèle superfable ne puisse rendre compte à lui seul de la violation de  $CP$  observée dans le système du kaon neutre. Le résultat le plus surprenant est celui de  $E832$ , puisqu’en utilisant une technique similaire à celle de  $E731$  il fournit une valeur dont

la probabilité d'être compatible avec celle de  $E731b$  n'est que de quelques  $10^{-3}$ . La figure 3.6 montre l'évolution en temps des mesures de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  depuis 1985 et résume la situation expérimentale actuelle.

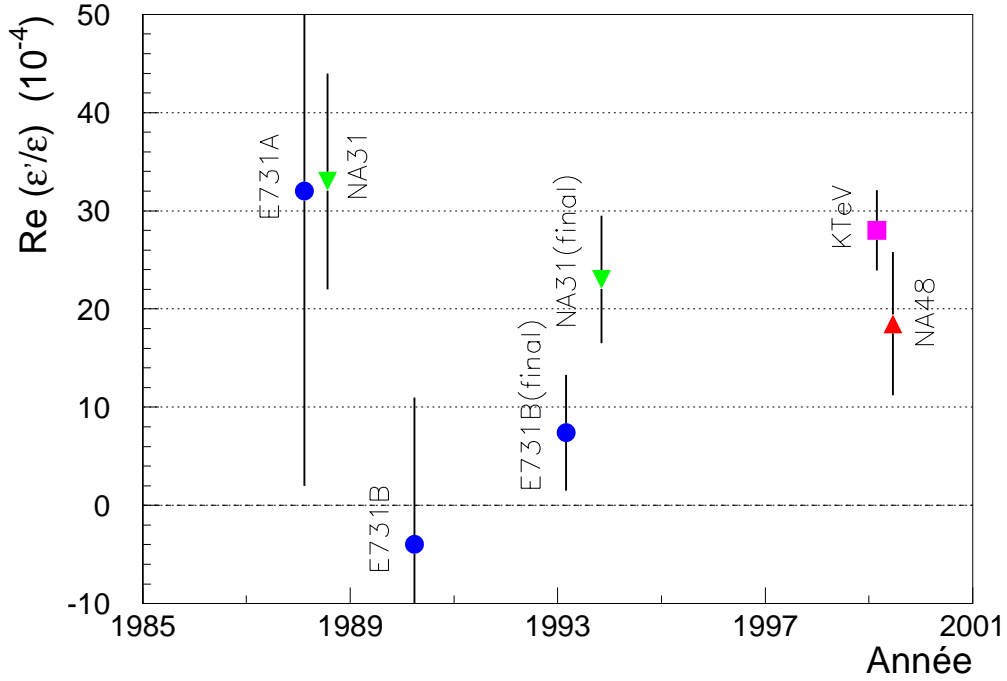


FIG. 3.6 – Evolution en fonction du temps de la valeur de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  (unité  $10^{-4}$ ). La moyenne de ces mesure est  $Re(\epsilon'/\epsilon) = (21.2 \pm 2.8) \times 10^{-4}$

La valeur de  $NA48$  est à la fois compatible avec  $NA31$ ,  $E731b$  et  $E832$ . Si l'on calcule la moyenne des quatre valeurs précises de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  publiées depuis 1993, on obtient :

$$Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = (21.2 \pm 2.8) \times 10^{-4}$$

avec un  $\chi^2$  de 8.4 pour 3 degrés de liberté, c'est à dire une probabilité de compatibilité des différents résultats entre eux de 5 %. La majeure partie du  $\chi^2$  provient des valeurs de  $E731b$  et  $E832$ , et la prise en compte de la valeur de  $E731a$  a pour seul effet d'augmenter d'une unité le nombre de degrés de liberté, augmentant ainsi artificiellement la probabilité de compatibilité à 9 % (on rappelle que le résultat de  $E731a$  est basé sur 6747 événements  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ). L'application de la procédure du *PDG* consistant à augmenter les incertitudes de chaque mesure par  $\sqrt{\chi^2/d.o.f}$  ne fait qu'augmenter l'incertitude du même facteur :

$$Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = (21.2 \pm 4.6) \times 10^{-4}$$

qui constitue malgré tout un signal de violation directe de  $\mathcal{CP}$  à 4.6 écarts standards. La procédure du *PDG* est extrêmement pénalisante dans sa démocratie pour les valeurs proches de la valeur moyenne ( $NA31$  et  $NA48$ ). L'effet pervers est de rendre le poids absolu du résultat d'une expérience tributaire de l'estimation des incertitudes dans les expériences concurrentes.

L'histoire n'est pour autant pas terminée, puisque les résultats préliminaires de  $E832$  et  $NA48$  ont été obtenus avec une fraction des lots finals comprise entre 10 et 20 %. On peut donc s'attendre dans un

proche avenir à de nouveaux résultats fournis par des expériences à maturité, c'est-à-dire ayant mieux compris leur appareillage et leur sources de biais respectifs. En particulier, les valeurs des  $\chi^2$  des ajustements de ces deux expériences ne sont pas exceptionnellement *bonnes*, et sont attribuées à des fluctuations statistiques. De plus, l'*usine* à  $\Phi$  de Frascati  $DA\Phi NE$  est entrée en service en 1999. Les  $\Phi$  y sont produits au repos (1020 MeV dans le centre de masse) par l'annihilation  $e^+e^- \rightarrow \Phi$ , et se désintègrent dans 35.5 % des cas en  $K_S K_L$ , et la durée de vie du  $K_L$  correspond à une longueur de désintégration de 3.4m. La mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  est basée sur la détection de  $\Phi \rightarrow K_S K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  et requiert une bonne reconstruction des positions des vertex des désintégrations en mode neutre et chargé, et la compréhension de l'acceptance en fonction du rayon fiduciel. L'expérience *KLOE* a pris ses premières données et espère pouvoir déterminer  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  en 2000, avec une précision de  $10^{-3}$  si la machine délivre le dixième de la luminosité nominale,  $5 \times 10^{31} cm^{-2}s^{-1}$ , soit  $100 pb^{-1}$  intégrés en un an correspondant à  $3 \cdot 10^8$  désintégrations de  $\Phi$ .

Du point de vue du calcul théorique de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ , la situation n'est pas encore clarifiée. Nous citerons ici les prédictions de trois groupes théoriques (en unité  $10^{-4}$ ) :

|                 |                  |      |
|-----------------|------------------|------|
| Munchen (1996): | $3.6 \pm 3.4$    | [90] |
| Roma (1997):    | $4.6 \pm 3.0$    | [91] |
| Trieste (1998): | $17^{+14}_{-10}$ | [92] |
| Munchen (1999): | $8.5 \pm 5.9$    | [93] |

Une certaine latitude est autorisée dans les prédictions théoriques en jouant sur la valeur des paramètres, notamment la masse du quark étrange  $m_s(m_c)$  et le paramètre d'échelle  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , et le fait que la valeur expérimentale soit plus forte que la majorité de ces prédictions ne peut à l'heure actuelle être interprété comme un signe de nouvelle physique au delà du modèle standard.

Après trente années d'efforts, la violation directe de  $CP$  a finalement été mise en évidence de façon indiscutable. Ceci ne constitue néanmoins qu'un premier pas, car la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  n'apporte encore finalement que peu de contraintes sur les paramètres du modèle standard, en particulier sur les valeurs de  $\rho$  et  $\eta$  de la matrice *CKM* dans la paramétrisation de *Wolfenstein*. D'autres avancées sont nécessaires :

- théoriques sur le calcul de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  suivant les approches différentes que sont les méthodes de calcul sur réseau, de théorie de perturbation chirale, et d'expansion en  $1/N_C$ .
- expérimentales avec la mise en évidence de violation directe ou indirecte de  $CP$  dans d'autres canaux de désintégration de mésons, ainsi que par des mesures de taux de désintégrations apportant des contraintes directes sur les paramètres de la matrice *CKM*.

Certaines de ces dernières sont attendues pour le début du prochain millénaire :

- d'une part en provenance des *usines* à  $B$ , *BELLE* au Japon et *BABAR* au *SLAC*. La mesure des désintégrations  $B_0 \rightarrow \psi K_S$  et  $B_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  permettra de contraindre la détermination de  $\sin 2\beta$  et  $\sin 2\alpha$ , angles du triangle d'unitarité.
- d'autre part du côté des collisionneurs hadroniques, avec le '*Run II*' de *CDF* et *D0* au *Tevatron* de *Fermilab*; la première mesure de  $\sin 2\beta$  à partir des données du '*Run I*' a été rapportée en 1999. Egalement avec l'expérience *HeraB* dédiée à la physique du  $B$  à *DESY*, et dans un futur un peu plus lointain avec les expériences *LHC* et *LHCb*.
- enfin en provenance des expériences étudiant les désintégrations extrêmement rares de  $K^0$  et  $K^\pm$ . On s'attend à ce que les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^0 \bar{l}l$  aient une forte contribution violant directement  $CP$ . C'est le cas en particulier de  $K_L \rightarrow \pi^0 e^+e^-$  attendu à un niveau  $\leq 10^{-11}$  dans le modèle standard et dont la meilleure limite est fournie par *E799II*:  $BR(K_L \rightarrow \pi^0 e^+e^-) < 5.64 \times 10^{-10}$  [94]. La mise en évidence du canal  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  qui viole directement  $CP$  fournirait une mesure directe de la hauteur du triangle d'unitarité et donc essentiellement  $\eta$ . Une contrainte additionnelle peut être fournie par la mesure de  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  qui détermine principalement  $\sqrt{\rho^2 + \eta^2}$ . Ces deux derniers canaux, qui seraient une sorte de *voie royale* pour la mesure

des paramètres du modèle standard, ont un rapport de branchement et une signature expérimentale tels qu'ils sont très difficiles à observer. Des expériences sont néanmoins proposées au Japon, à *Fermilab* et à *BNL*.

La prochaine étape pour l'étude de la violation directe de  $\mathcal{CP}$ , dans le but d'imposer des contraintes sur les paramètres du modèle standard, va donc à nouveau faire appel au système des kaons neutres. Les groupes expérimentaux qui ont mis en évidence cette violation directe participent à ce nouvel effort, d'une part à *Fermilab* avec *E799II* puis *KAMI*, d'autre part au *CERN* où des propositions sont en cours d'élaboration au sein de la collaboration *NA48*.

**Troisième partie**

**Appendices**



## Annexe A

# Incertitudes systématiques sur la mesure de la luminosité en 1992

Nous allons dans cet appendice justifier l'incertitude *expérimentale* présentée dans le *tableau 5.5*. Nous avons déjà mentionné (*tableau 3.2*) l'incertitude systématique *interne* de source mécanique ou thermique, ainsi que celle associée à la prise en compte des bruits de fond physiques au chapitre 5.5. Nous avons également estimé l'incertitude liée aux efficacités de déclenchement (chap. 4.5) et de reconstruction (chap. 5.5).

Il nous reste donc à quantifier les contributions provenant des coupures de sélection. Les plus importantes sont liées à la définition de la zone fiducielle dans notre méthode d'analyse, qui fait intervenir le positionnement du détecteur par rapport aux faisceaux, la calibration en énergie et la simulation de la gerbe. Nous utiliserons également des sélections dans des acceptances différentes en guise de vérification du résultat. L'incontournable incertitude *théorique* sera également discutée dans ce chapitre indigeste destiné essentiellement aux experts, et non-nécessaire à la compréhension de l'ensemble.

### A.1 Précision sur la géométrie interne

L'incertitude sur la luminosité provenant d'un déplacement cohérent des bornes fiducielles interne et externe, par exemple pour un cristal de silicium déplacé, est donné par l'expression:

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} = \frac{2\delta R}{R_{min}} \left( \frac{1 - R_{min}^3/R_{max}^3}{1 - R_{min}^2/R_{max}^2} \right). \quad (\text{A.1})$$

Cette incertitude est légèrement plus petite que celle provenant d'un déplacement de la seule borne interne donné par [39]:

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} = \frac{2\delta R}{R_{min}} \left( 1 + \frac{R_{min}^2}{R_{max}^2 - R_{min}^2} \right). \quad (\text{A.2})$$

La géométrie interne que nous avons décrite au chapitre 3.3 et résumée dans le *tableau 3.2* donne une précision de  $18 \mu m$  pour la coupure fiducielle en rayon. En utilisant l'équation A.1 et les valeurs de rayon de la sélection de luminosité:  $R_{min} = 7.67 \text{ cm}$  et  $R_{max} = 12.37 \text{ cm}$  on obtient  $\delta \mathcal{L}/\mathcal{L} = 2.47 \delta R/R_{min}$ .

L'incertitude résultante est de  $5.8 \times 10^{-4}$  sur la luminosité.

## A.2 Paramètres du faisceau et position des modules

### A.2.1 Incertitude associée à la connaissance de la position

Un des avantages de la procédure de sélection des événements présentée au chapitre 5.3 est de rendre l'acceptance du *SiCAL* insensible *au premier ordre* à la position exacte des modules et du faisceau, à la fois dans les directions parallèle ou orthogonales au faisceau [40, 41]. En effet, il suffit que la différence entre les rayons fiduciels des coupures *stricte* et *lâche* soit plus grande que la taille typique des déplacements de faisceau et les désalignements des modules. Cela revient à remplir la condition:

$$\delta R^{M(m)} > \max \left\{ 2\Delta x, 2\Delta y, R_{M(m)} \frac{2\Delta z}{z_0} \right\} \quad (\text{A.3})$$

où  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  sont les déplacements de faisceau équivalents dus à un effet de faisceau réel (déplacement ou angle), ou à un désalignement des modules.  $R_{M(m)}$  est le rayon maximal (minimal) de la région fiducielle,  $z_0$  représente la moitié de la distance entre les deux calorimètres et  $\delta R^{M(m)}$  est la différence de rayon entre les coupures fiducielles externe (interne) *stricte* et *lâche*.

Les valeurs utilisées dans la sélection *Bhabha* finale sont  $\delta R^m = 10.5$  mm et  $\delta R^M = 15.75$  mm. Cela signifie que l'on peut tolérer  $\Delta x, \Delta y \leq 5$  mm pour les coupures en rayon et  $\Delta z \leq 15$  cm sans voir d'effet au premier ordre (c'est-à-dire des effets proportionnels à  $\Delta x/R_m, \Delta y/R_m, \Delta z/z_0$ ). Toutes les valeurs mesurées pour  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  sont largement dans ces limites.

L'ordre de grandeur de l'effet quadratique résiduel pour notre sélection a été estimé de façon analytique en raison de la simplicité de la géométrie du *SiCAL*, et confirmé par une simulation sommaire. La variation du nombre d'événements qui en résulte, et donc de luminosité, est approximativement:

$$\frac{\Delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} \simeq \frac{7}{4} \left( \frac{\Delta x}{R_m} \right)^2 \left( 1 + \frac{R_m^2}{R_M^2} \right) \quad (\text{A.4})$$

pour des déplacements dans la direction  $x$  (idem pour  $y$ ), tandis que pour des déplacements dans la direction  $z$  on a:

$$\frac{\Delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} \simeq 2 \left( \frac{\Delta z}{z_0} \right)^2 \quad (\text{A.5})$$

En ce qui concerne les angles des faisceaux par rapport au référentiel *ALEPH*, il suffit de remplacer  $\Delta x$  par  $z_0 \cdot \alpha_x$ , où  $\alpha_x$  est la composante en  $x$  de l'angle compris entre l'axe des faisceaux et la ligne joignant les centres des deux modules du *SiCAL* (idem pour  $y$ ).

### A.2.2 Détermination des paramètres de position

La tâche suivante est de déterminer  $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \alpha_x, \alpha_y$ . On peut remarquer que, puisque seule la position relative entre le *SiCAL* et les faisceaux entre en ligne de compte, ces termes peuvent être directement obtenus à partir des données, *sans recours aux mesures des géomètres*. Le déplacement effectif du faisceau  $\Delta x$  peut donc être calculé, soit à partir de la position des faisceaux (connue par exemple avec les données du détecteur de vertex *VDET*) et de la position du *SiCAL* mesurée par les géomètres:

$$\Delta x = \Delta x_{\text{faisceau}} - \frac{1}{2} \left( \Delta x_{\text{SiCAL}}^A + \Delta x_{\text{SiCAL}}^B \right), \quad (\text{A.6})$$

soit simplement en utilisant les amas du *SiCAL*:

$$\Delta x = \frac{1}{2} \langle x_{\text{amas}}^A + x_{\text{amas}}^B \rangle. \quad (\text{A.7})$$

De la même façon on trouve les angles relatifs du faisceau:

$$\alpha_x = \alpha_{x\text{-faisceau}} - \frac{1}{2z_0} \left( \Delta x_{\text{SiCAL}}^A - \Delta x_{\text{SiCAL}}^B \right) \quad (\text{A.8})$$

ou encore à partir des amas reconstruits:

$$\alpha_x = \frac{1}{4z_0} \langle x_{\text{amas}}^A - x_{\text{amas}}^B \rangle. \quad (\text{A.9})$$

La même procédure s'applique évidemment à l'autre coordonnée transverse  $y$ .

La situation apparaît moins critique pour des déplacements relatifs en  $z$ , en raison de la présence de  $z_0 \sim 2500\text{mm}$  dans l'équation A.5, et les valeurs des géomètres (seules disponibles dans ce cas) ont été utilisées.

Au cours de la prise de données de 1992, le passage du mode '*4-bunch*' au mode '*8-bunch*' fit apparaître un déplacement observable de quelques centaines de microns, à la fois en  $x$  et en  $y$ . Dans cette analyse, nous utilisons la valeur moyenne des positions et des angles sur l'ensemble des données:

$$\begin{aligned} \Delta x &= \frac{1}{2} \langle x_{\text{amas}}^A + x_{\text{amas}}^B \rangle = -2.1\text{mm} \\ \Delta y &= \frac{1}{2} \langle y_{\text{amas}}^A + y_{\text{amas}}^B \rangle = 0.2\text{mm} \\ \alpha_x &= \frac{1}{4z_0} \langle x_{\text{amas}}^A - x_{\text{amas}}^B \rangle = -0.6\text{mrad} \\ \alpha_y &= \frac{1}{4z_0} \langle y_{\text{amas}}^A - y_{\text{amas}}^B \rangle = 0.2\text{mrad} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

### A.2.3 Simulation et estimation de l'incertitude

Ces valeurs de  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\alpha_x$  et  $\alpha_y$  sont utilisées lors de la génération d'événements pseudo expérimentaux. Les différences entre données et simulation, qui peuvent être dues à la moyenne sur les deux modes de fonctionnement ainsi qu'à la précision statistique attachée à ces paramètres, sont incluses dans les incertitudes systématiques.

La figure A.1 montre que l'accord entre les données et le Monte-Carlo est satisfaisant sur l'exemple des paramètres en  $x$ . Les différences des valeurs moyennes sont de  $50 \pm 5 \mu\text{m}$  sur les demi-sommes, et de  $300 \pm 100 \mu\text{m}$  pour les demi-différences, correspondant à une différence d'angle de  $0.06 \pm 0.02 \text{ mrad}$ , et sont donc considérées comme incertitude systématique. La plus grande systématique provient de l'angle  $\alpha_x$  et vaut:

$$\frac{\Delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} = \frac{7}{4} \left( \frac{z_0}{R_m} \right)^2 \left( 1 + \left( \frac{R_m}{R_M} \right)^2 \right) ((\alpha_x + \Delta \alpha_x)^2 - \alpha_x^2) \simeq +2 \times 10^{-4}, \quad (\text{A.11})$$

avec  $\Delta \alpha_x = +0.06 \text{ mrad}$ . Les autres effets sont inférieurs à  $10^{-4}$ .

Les déplacements relatifs des faisceaux durant un '*fill*', ou de '*fill*' à '*fill*' sont suivis par un détecteur dédié: les '*BOMs*' (*Beam Orbit Monitor*). L'analyse de l'information des *BOMs* sur toute la période de prise de données donne une valeur de  $\sigma_\alpha$  égale à 0.13 mrad en  $x$  et 0.30 mrad en  $y$ . En remplaçant le terme en  $\alpha$  par  $\sigma_\alpha^2/2$  dans l'équation A.11, on obtient l'incertitude systématique associée:  $\delta \mathcal{L}/\mathcal{L} = +0.0014 \times \sigma_\alpha^2$ , avec  $\sigma_\alpha$  en mrad. La prise en compte des effets d'angle en  $x$  et  $y$  donne une incertitude systématique de  $+1.5 \times 10^{-4}$ .

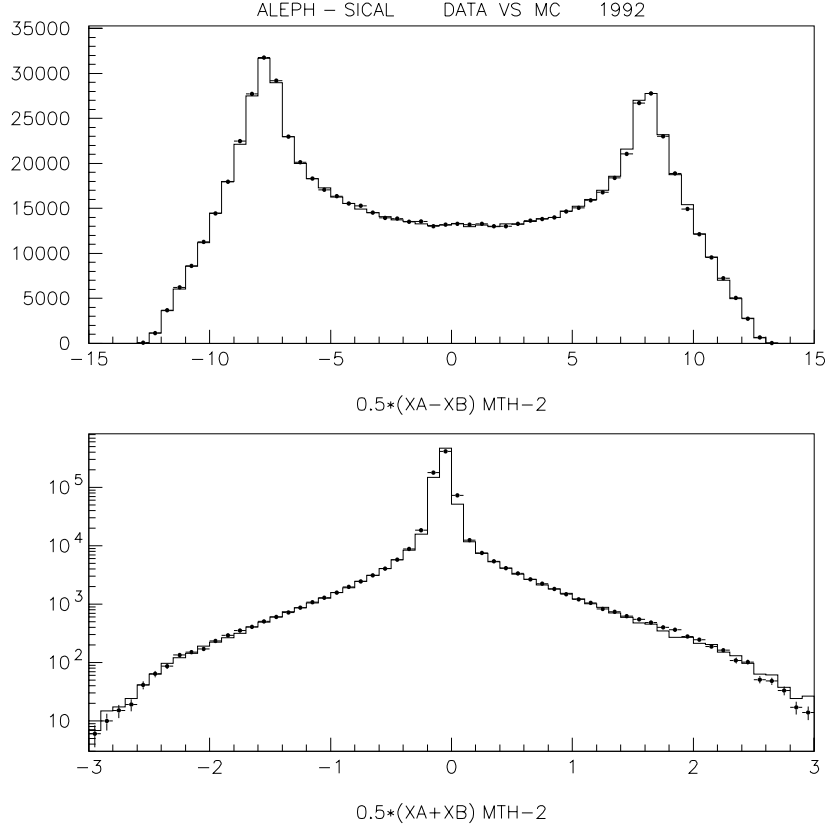


FIG. A.1 – En haut: distribution  $\alpha_x$ ,  $0.5(x_A - x_B)$ . En bas: distribution  $\Delta x$ ,  $0.5(x_A + x_B)$ . Les données (points) de la sélection Bhabha y sont comparées à la simulation (histogramme).

L'effet de la position relative des modules en  $z$  est estimé en utilisant les valeurs des géomètres entachées d'une incertitude de 0.5 mm dans le programme de simulation. L'équation A.5 montre que l'effet sur  $\mathcal{L}$  est négligeable. Des déplacements du point d'interaction de 2 cm affecteraient la luminosité de moins de  $10^{-4}$  et sont également négligés dans cette analyse.

Les mesures des géomètres ont d'autre part montré que la grande valeur de l'écart  $\Delta x$  était due à un mauvais positionnement de la chambre à vide, et donc du SiCAL, dans ALEPH du côté A. L'effet de ce désalignement est clairement visible dans la distribution en  $\phi$  du côté A, et beaucoup moins du côté B (voir figure A.2). La simulation reproduit là encore les données de manière satisfaisante.

**En résumé, la totalité de l'incertitude liée à la connaissance des paramètres de position et d'angle est couverte par une incertitude de  $3.5 \times 10^{-4}$  sur la luminosité.**

#### A.2.4 Incertitude due à la distance absolue $z_0$ entre les calorimètres

Enfin, la distance absolue en  $z$  entre les deux modules agit directement sur la luminosité en changeant les angles correspondant à la coupure fiducielle en rayon. En 1992, seul les géomètres nous fournissaient cette distance avec une précision de 0.5 mm, qui se traduit par une incertitude sur la luminosité de  $3.5 \times 10^{-4}$ . En guise de vérification de l'incertitude des géomètres, on a mesuré la distance relative entre les deux modules. La différence  $\Delta z$  peut être extraite à partir de la différence entre les valeurs moyennes

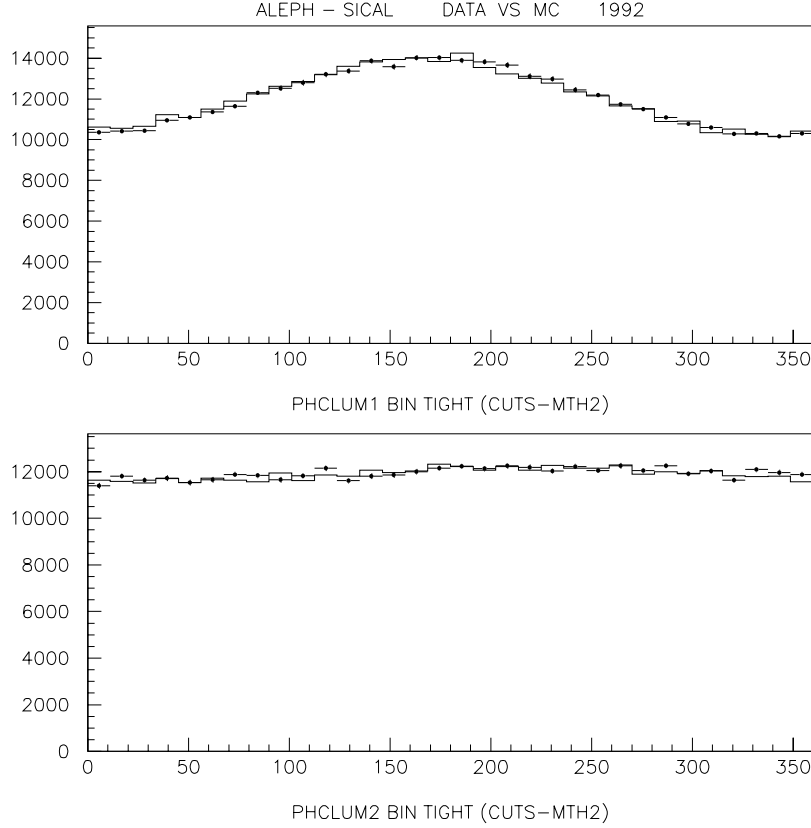


FIG. A.2 – En haut: distribution en  $\phi$  pour les événements de la sélection radiale ‘stricte’ du côté A, en bas: idem du côté B. Les données (points) de la sélection Bhabha y sont comparées à la simulation (histogramme).

des distributions en rayon  $\Delta R_{moyen}$  des côtés A et B pour la sélection *lâche*, suivant l’expression:

$$\Delta z = z_0 \left( \frac{\Delta R_{moyen}/2}{2R_0 + \Delta R_{moyen}/2} \right) \quad (A.12)$$

où  $z_0$  est la valeur moyenne de  $z$  entre les couches 3 et 4 (252.8 cm),  $R_0$  est la valeur moyenne de la distribution en rayon pour la sélection *stricte* (9.74 cm). Le résultat est  $\Delta z_{data} = 0.46 \pm 0.05 \text{ cm}$  qui peut être comparé avec la détermination par les géomètres:  $\Delta z_{survey} = 0.51 \pm 0.03 \text{ cm}$ . La différence,  $0.05 \pm 0.06 \text{ cm}$ , est conforme à la précision des mesures.

**L’incertitude systématique liée à la distance absolue  $z_0$  séparant les deux calorimètres est loin d’être négligeable: elle représente à elle seule  $3.5 \times 10^{-4}$  sur la luminosité.**

### A.3 Coupure fiducielle en rayon

L’incertitude sur la coupure fiducielle en rayon provient de deux sources: (1) la calibration en énergie de canal à canal et (2) la précision de la paramétrisation de la gerbe électromagnétique utilisée dans la simulation Monte-Carlo. De plus, nous avons considéré deux autres sources qui pourraient contribuer à l’incertitude: (3) la précision de la simulation de la matière traversée et (4) des biais possibles dans la

détermination de l'asymétrie pour des événements radiatifs où les amas ont fusionné dans l'algorithme de recherche.

La contribution à la coupure fiducielle en rayon provenant de l'incertitude de calibration de canal à canal  $\delta E$  peut être évaluée à partir des équations A.1 and A.2 en utilisant la mesure de  $d\mathcal{A}_r/dR$  à la frontière du damier:

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} = \frac{2f}{R_{min}} \left( (d\mathcal{A}_r/dR)_0^{-1} \delta \mathcal{A}_r \right) \quad (\text{A.13})$$

où  $(d\mathcal{A}_r/dR)_0$  est la pente de l'asymétrie à la frontière fiducielle,  $f$  est le facteur géométrique faisant intervenir les rayons minimal et maximal ( $f = 1.24$  pour la sélection *Bhabha* standard) et  $\delta \mathcal{A}_r = 1/2 (\delta E/E)$ .

### A.3.1 Détermination des paramètres de l'asymétrie $\mathcal{A}_r$ et uniformité

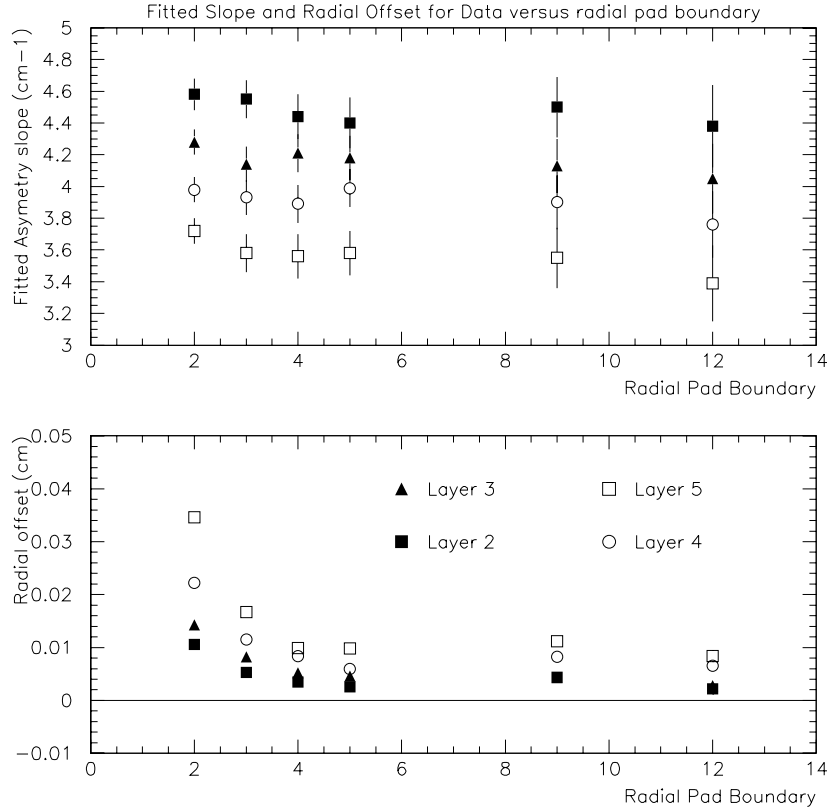


FIG. A.3 – Valeurs de la pente  $\mathcal{A}_o \times b$  (en haut) et de l'offset  $R_{offset}$  (en bas) résultant de l'ajustement de l'asymétrie, en fonction du numéro de damier fiduciel (e.g 2 correspond à la frontière entre les damiers 2 et 3), et pour les données des couches 2,3,4 et 5.

La dépendance de l'asymétrie en énergie  $\mathcal{A}_r$ , voir équation 5.3 et figure 5.10, en fonction du barycentre de l'amas  $R_{clus}$  dans chaque couche, a été ajustée par la forme fonctionnelle:

$$\mathcal{A}_r = \mathcal{A}_o \tanh b (R_{clus} - R_{pad} - R_{offset}) \quad (\text{A.14})$$

où :  $R_{pad}$  est la valeur du rayon de la coupure fiducielle, et  $R_{offset}$  est l'‘offset’ provenant de la courbure des damiers. Les pentes et ‘offsets’ obtenus à partir des données sont indiqués *figure A.3* pour différentes valeurs du numéro de damier. On y voit que la pente et l'‘offset’ décroissent avec le rayon, c'est-à-dire lorsque la gerbe se développe en profondeur.

Les paramètres qui donnent la largeur et le poids relatif des 3 gaussiennes utilisées dans la simulation de gerbe (voir chap. A.4) ont été optimisés couche par couche pour obtenir une bonne simulation de la pente  $d\mathcal{A}_r/dR_{clus} = \mathcal{A}_o \times b$  à  $\mathcal{A}_r = 0$  - qui est primordial pour la coupure en rayon -, et  $R_{offset}$ . Cela explique le bon accord entre les pentes observées dans les données et la simulation. Le Monte-Carlo est alors utilisé pour extraire la pente *vraie*  $d\mathcal{A}_r/dR_{vrai}$  à  $\mathcal{A}_r = 0$ , fournissant la correction pour la coupure fiducielle *interne* dans les couches 3 et 4:

$$d\mathcal{A}_r/dR_{vrai} = (d\mathcal{A}_r/dR_{clus})_{DATA} \times \left( \frac{d\mathcal{A}_r/dR_{vrai}}{d\mathcal{A}_r/dR_{clus}} \right)_{MC}^{\mathcal{A}_r=0} = 5.29 \text{ cm}^{-1}.$$

L'augmentation de la pente de l'asymétrie est en accord avec les résultats obtenus en faisceaux de test, où la coordonnée *vraie* était mesurée par le dispositif de ‘tracking’ (voir *figure 3.10*).

Alors que les variations des gains des damiers longitudinalement ou azimuthalement n'affectent pas la sélection fiducielle, les variations de gains radialement sont critiques pour la mesure de l'asymétrie qui détermine l'acceptance *Bhabha*. Ces variations peuvent provenir d'un effet global, lors de l'application des constantes de calibration (chap 5.2), où de non-uniformités aléatoires dans la réponse en énergie de canal à canal.

|                 | Différence de gain                     |  |  |  |
|-----------------|--|--|--|--|
|                 | Damiers 2-1<br>(Interne <i>lâche</i> ) | Damiers 4 - 3<br>(Interne <i>stricte</i> ) | Damiers 13 - 12<br>(Externe <i>stricte</i> ) | Damiers 16-15<br>(Externe <i>lâche</i> ) |
| (1) Calibration | 1.2%                                   | 0.18%                                      | 0.75%  | -3.24%                                   |
| (2) Correction  | 1.2%                                   | 0.18%                                      | 0.00%  | 0.00%                                    |

TAB. A.1 – *Corrections radiales des gains aux frontières fiducielles stricte et lâche. La différence entre la valeur de calibration et la correction est utilisée comme incertitude systématique.*

La première incertitude est aisément déduite de l'équation A.13 en utilisant la différence de gain de 0.75% observée au passage de la coupure fiducielle externe (voir *tableau A.1*), et se traduit par  $\delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 1.4 \times 10^{-4}$ .

L'effet provenant de la non-uniformité de la réponse des damiers a été obtenu à partir des données. Pour chaque électron côté A (ou positron côté B), les énergies  $E_{in}$  et  $E_{out}$  ont été évaluées de la même manière que pour le calcul de l'asymétrie (voir chap 5.3). Afin de s'assurer que la gerbe soit centrée près de la frontière fiducielle considérée, on demande que la somme des énergies partielles excède 7 GeV (voir *figure 5.9*). Les valeurs des énergies  $E_{in}$  et  $E_{out}$  maximales (vers 12 GeV voir *figure A.4*) ont été calculées en ajustant une gaussienne pour chacun des 32 secteurs azimuthaux de chaque calorimètre. L'effet de dispersion de la réponse canal à canal sur la coupure en asymétrie est alors le RMS de la distribution

$$\frac{\langle E_{in} \rangle_i - \langle E_{out} \rangle_i}{\langle E_{in} \rangle_i + \langle E_{out} \rangle_i},$$

où  $i$  est l'index des  $2 \times 32 = 64$  secteurs azimuthaux. Ce RMS vaut  $\sigma_{\mathcal{A}} = 2.75\%$  à la frontière fiducielle *interne*, et  $\sigma_{\mathcal{A}} = 3.29\%$  à la frontière fiducielle *externe*. L'interprétation en tant qu'incertitude systématique se fait à l'aide de l'équation A.13, où  $\delta\mathcal{A}_r$  est divisé par  $\sqrt{64}$  pour prendre en compte le nombre de secteurs utilisés dans la mesure. L'incertitude résultante est  $\delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 2.1 \times 10^{-4}$  ( $1.6 \times 10^{-4}$ ) pour la frontière *interne* (*externe*).

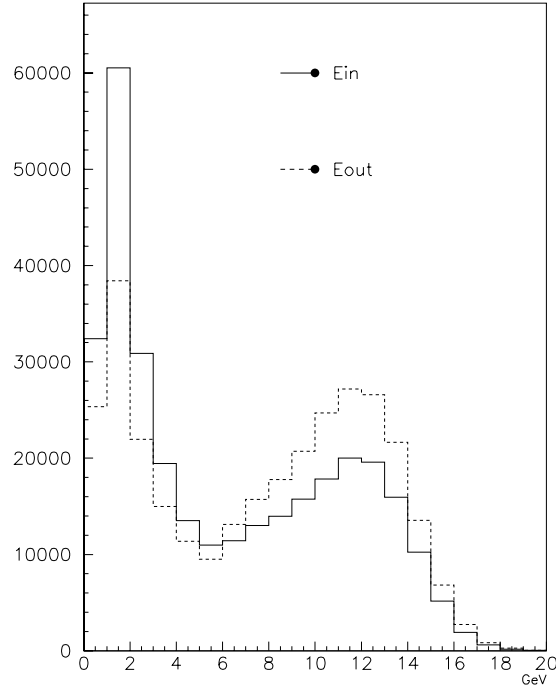


FIG. A.4 – Distribution en énergie  $E_{in}$  (trait plein) et  $E_{out}$  (tirets) pour  $(E_{in} + E_{out}) \geq 7$  GeV. Le pic vers 12 GeV est ajusté par une gaussienne pour déterminer l'effet de variation de canal à canal.

### A.3.2 Incertitude sur la coupure du côté ‘lâche’

L'incertitude systématique est estimée de la même façon que du côté *strict*, avec l'avantage d'une distribution radiale presque plate du côté *lâche* à l'endroit de la coupure. L'effet dû à l'incertitude de géométrie interne (voir chap.A.1) est évalué en considérant la migration d'événements pour un déplacement de  $18\mu m$  de la frontière fiducielle par rapport à la largeur des damiers (5.225 mm), entre les damiers 1 et 2 (15 et 16) pour la coupure interne (externe) en utilisant la figure 5.12. Cette migration est un effet de  $3.5 \times 10^{-5}$ . La calibration de canal à canal montre un *RMS* de 5.57% (8.46%) à la frontière fiducielle *lâche* interne (externe), qui est interprété comme une variation de la frontière radiale de  $13\mu m$  ( $20\mu m$ ); la migration d'événements qui en résulte se traduit par une incertitude sur la luminosité de  $3.2 \times 10^{-5}$  ( $1 \times 10^{-5}$ ) pour la coupure fiducielle *lâche* interne (externe). L'effet de calibration (voir tableau A.1) est estimé à  $1.5 \times 10^{-5}$ , et la somme quadratique de toutes ces contributions s'élève à  $\delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 5.1 \times 10^{-5}$ .

Une source d'incertitude plus importante est le désaccord entre les données et la simulation dans les damiers des bords inférieur et supérieur des cristaux (figure 5.12), sans doute à cause d'une simulation imparfaite des pertes de gerbe au bord du détecteur. Pour estimer l'effet lié à ce désaccord, nous avons utilisé une coupure fiducielle *lâche* entre les damiers 2 et 3 (au lieu de 1 et 2), et trouvé une variation de luminosité de  $\delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 3.2 \times 10^{-4}$  qui surestime certainement l'incertitude réelle.

**En résumé, la prise en compte des effets de différence de gain au voisinage de la coupure, de non-uniformité de la réponse des damiers, ainsi que de simulation imparfaite du côté *lâche*, amène une incertitude de  $4.4 \times 10^{-4}$  sur la luminosité.**

## A.4 Précision de la simulation

### A.4.1 Paramétrisation de la gerbe

| Couche<br>k | $\sqrt{2}\sigma_1$<br>cm | $\sqrt{2}\sigma_2$<br>cm | $\sqrt{2}\sigma_3$<br>cm | 1/(1+2)<br>poids | (1+2)/(1+2+3)<br>poids |
|-------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|------------------|------------------------|
| 1           | 0.16                     | 0.60                     | 0.95                     | 0.800            | 0.95                   |
| 2           | 0.18                     | 0.61                     | 1.00                     | 0.777            | 0.87                   |
| 3           | 0.18                     | 0.59                     | 1.05                     | 0.755            | 0.85                   |
| 4           | 0.18                     | 0.59                     | 1.15                     | 0.662            | 0.83                   |
| 5           | 0.20                     | 0.60                     | 1.20                     | 0.601            | 0.75                   |
| 6           | 0.25                     | 0.65                     | 1.25                     | 0.580            | 0.70                   |
| 7           | 0.25                     | 0.65                     | 1.30                     | 0.473            | 0.70                   |
| 8           | 0.30                     | 0.70                     | 1.40                     | 0.450            | 0.63                   |
| 9           | 0.35                     | 0.75                     | 1.40                     | 0.434            | 0.60                   |
| 10          | 0.41                     | 0.80                     | 1.40                     | 0.405            | 0.70                   |
| 11          | 0.41                     | 0.85                     | 1.40                     | 0.367            | 0.70                   |
| 12          | 0.41                     | 0.81                     | 1.35                     | 0.360            | 0.70                   |

TAB. A.2 – Paramétrisation du profil transverse des gerbes électromagnétiques: largeurs et poids relatifs des trois gaussiennes en fonction de la profondeur i.e le numéro de couche.

Le développement de la gerbe a été simulé au moyen d’une paramétrisation, dans le but de minimiser le temps de calcul demandé par la génération des  $\mathcal{O}(10^6)$  événements nécessaires pour cette analyse. La paramétrisation a été ajustée aux données, du *LEP* et des faisceaux de test, dans la région centrale du détecteur pour éviter les effets de perte de gerbe près des bords physiques du calorimètre. Dans cette paramétrisation, la valeur moyenne du ‘signal’ affecté à un damier est proportionnelle à l’énergie déposée  $E$ . Des fluctuations Poissonniennes sont appliquées, de telle sorte que  $\Delta \text{signal}/\text{signal} = 24.2\%/\sqrt{E}$ . Le développement et les fluctuations longitudinales sont traitées de la même façon que pour le calorimètre électromagnétique *ECAL* (voir *ALEPH Handbook*, Chapt. IV, sect. 6.4), où le profil moyen est donné par:

$$\frac{dE}{dS} = (N(E)S^{A(E)-1})e^{-B(E)S} \quad (\text{A.15})$$

où  $S$  est la profondeur en longueurs de radiation, et  $N(E)$  est la normalisation dépendante de l’énergie:

$$N(E) = B(E)^{A(E)} E/\Gamma(A(E)). \quad (\text{A.16})$$

On a trouvé que, pour *ECAL* [42], les fonctions  $A(E)/B(E)$  et  $1/B(E)$  étaient bien décrites par une dépendance linéaire en  $\log E$ ; les valeurs ajustées pour le *SiCAL* sont:

- $E \geq 0.1$  GeV:

$$\frac{A(E)}{B(E)} = 5.55 + 1.10 \log E \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{1}{B(E)} = 2.36 - 0.17 \log E \quad (\text{A.18})$$

- $E < 0.1$  GeV:

$$\frac{A(E)}{B(E)} = 6.36 + 1.53 \log E \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{1}{B(E)} = 4.31 + 1.07 \log E \quad (\text{A.20})$$

Les fluctuations longitudinales de gerbes sont simulées par des résolutions gaussiennes non corrélées des paramètres  $1/A$  et  $B/A$ , où:

$$\sigma(1/A) = \sqrt{0.037 + 0.066/E} \quad (\text{A.21})$$

$$\sigma(B/A) = \sqrt{0.013 + 0.023/E}. \quad (\text{A.22})$$

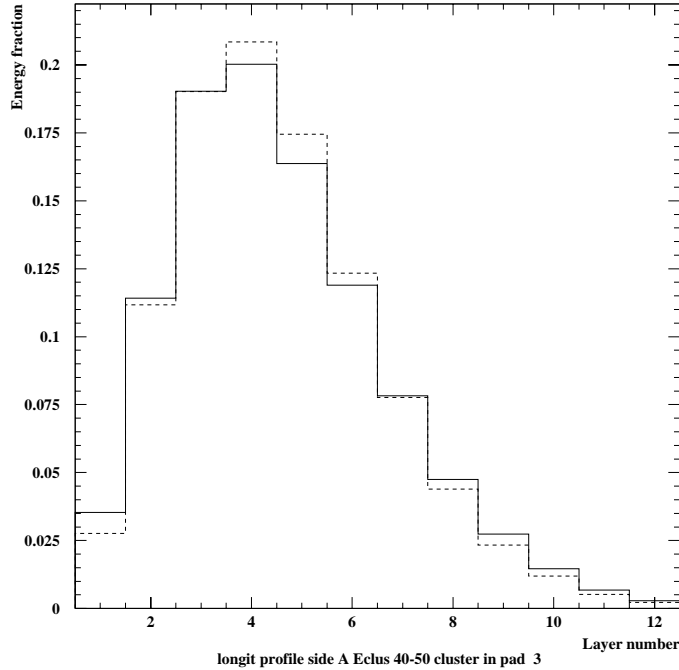


FIG. A.5 – Profil longitudinal pour des événements au voisinage de la coupure fiducielle interne stricte et vérifiant  $40 \leq E_{clus} \leq 50$  GeV pour les données (trait plein) et la simulation (tirets).

Lorsque la fraction d'énergie déposée dans chaque couche est déterminée, c'est-à-dire le profil longitudinal (voir figure A.5), les coups sont engendrés suivant le profil transverse de chaque couche de façon aléatoire. Ces profils transverse sont eux-mêmes générés à partir de multiples distributions gaussiennes, car l'approche classique  $\delta N / \delta x \delta y = A / (r + a)^n$  utilisée dans ECAL ne permet pas d'ajuster simultanément la pente  $d\mathcal{A}_r/dR$ , le RMS de la gerbe, et la queue de la gerbe - c'est-à-dire le nombre de damiers dans l'amas-. Cette paramétrisation a été ajustée pour reproduire les distributions radiales des données qui constituent, on l'a compris, le point critique. De plus, les effets de quinquonce et de diaphonie en  $R$  rendent malaisé un ajustement simultané des données en  $R$  et  $\phi$ . Alors qu'une double gaussienne suffit pour ajuster la pente  $d\mathcal{A}_r/dR$  et la répartition transverse de l'énergie, une troisième

gaussienne fut introduite pour reproduire également le nombre de damiers dans l'amas. Comme l'étalement de la gerbe augmente lorsque l'on pénètre plus profondément dans le calorimètre, chaque couche  $k$  utilise 3 gaussiennes  $\sigma_i^k$ , ( $i = 1, 2, 3$ ). Les valeurs de  $\sqrt{2}\sigma_1^k$ ,  $\sqrt{2}\sigma_2^k$  et  $\sqrt{2}\sigma_3^k$ , ainsi que leur poids relatifs  $1/(1+2)$  et  $(1+2)/(1+2+3)$  sont indiquées *tableau A.2*.

En raison de la courbure du damier, l'asymétrie en énergie ne sera pas nulle à la frontière entre damiers, car la gerbe électromagnétique déposera plus d'énergie dans le damier externe de plus grand rayon. Cet effet est proportionnel à l'inverse du carré du rayon. Le programme de simulation fut utilisé pour étudier l'offset radial en fonction des paramètres de la gerbe. On a ainsi déterminé une valeur d'offset de  $28 \pm 4 \mu m$ , dont la variation est inférieure à  $7 \mu m$  pour des changements des paramètres bien au delà des limites autorisées par les profils transverses des données. L'incertitude sur la luminosité associée à cette variation de l'offset de courbure de damier est  $2.3 \times 10^{-4}$ .

Un second 'offset', qui n'affecte que la position du barycentre de l'amas - et donc les distributions en rayon mesurées - et pas l'asymétrie, provient des pertes de gerbes sur les bords à cause de la taille finie du détecteur. Ce terme varie de  $> 600 \mu m$  (à petit rayon) à  $\leq 100 \mu m$  (à la coupure fiducielle externe). L'importance relative des 'offsets' d'asymétrie et de perte de gerbe est visualisé *figure A.6*. Une sélection de luminosité basée sur le barycentre de l'amas, plutôt que sur l'asymétrie, serait directement affectée par cet effet.

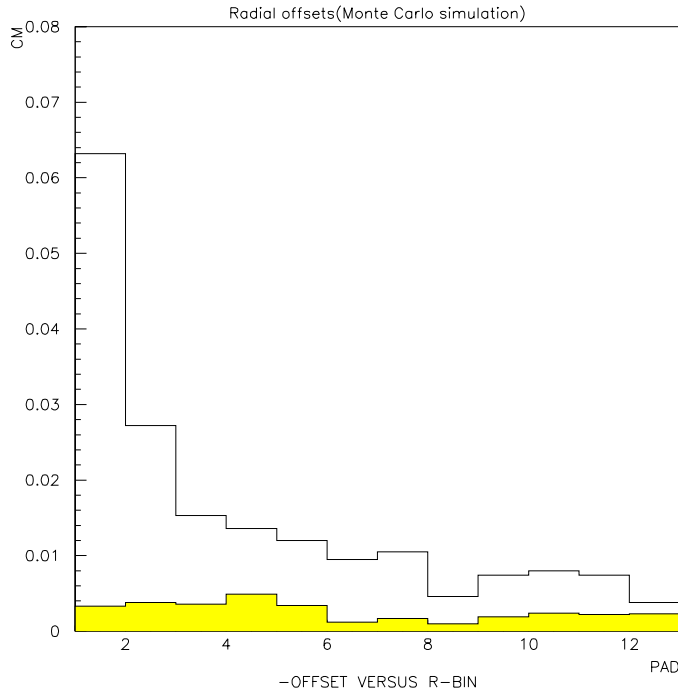


FIG. A.6 – Valeur des 'offsets' radiaux en fonction du numéro de damier (non évalué au dessus de 12). L'offset dû à l'asymétrie (grisé) est petit et varie lentement dans l'acceptance, alors que l'offset de barycentre est plus important et sensible à la perte de gerbe aux bords du détecteur.

La géométrie non-projective des damiers de silicium peut également introduire un biais radial systématique entre les données et le Monte-Carlo si les profils longitudinaux sont mal simulés. Cet effet, qui est proportionnel à l'angle de la gerbe incidente, est minimisé en ne considérant que deux couches adjacentes ( $\Delta z = 1.006 \text{ cm}$ ) pour le calcul des sommes partielles  $E_{in}$  et  $E_{out}$  utilisées dans l'asymétrie. La *figure A.5* montre les profils longitudinaux obtenus seulement pour des événements proches

de la coupure fiducielle interne pour les données et la simulation. L'incertitude associée à ce défaut de simulation a été estimé comme:

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} \cong \frac{2\Delta z}{z_{clus}} \left( \frac{\delta(E_3/E_4)}{(1 + E_3/E_4)^2} \right) \quad (\text{A.23})$$

où  $E_3$  et  $E_4$  sont les énergies dans les couches 3 et 4, et  $\delta(E_3/E_4)$  représente la différence entre données et simulation. La différence observée *figure A.5* conduit à une incertitude  $\delta \mathcal{L}/\mathcal{L} = 2.5 \times 10^{-5}$ .

#### A.4.2 Précision de la simulation de la matière

La précision de la simulation de la matière située devant *SiCAL* est une source potentielle d'incertitude systématique. Les particules en provenance du point d'interaction doivent traverser le tube à vide (en aluminium d'épaisseur 2mm) avec des petits angles (24 à 58 mrad), ainsi que le moniteur de bruit de fond *SAMBA* (d'épaisseur  $\simeq 2\% X_0$ ). Typiquement, l'épaisseur totale varie doucement de 54%  $X_0$  pour 28 mrad (coupure fiducielle interne) à 34%  $X_0$  pour 48 mrad (coupure fiducielle externe), sauf localement pour deux anneaux de support de la chambre à vide ( $\simeq 12\% X_0$ ). Une description erronée de cette matière pourrait produire un biais systématique sur  $\mathcal{A}_r(R)$ . De plus, la paramétrisation fait l'hypothèse que l'intégralité de l'énergie incidente est transportée jusqu'à la face avant du *SiCAL* avant de produire la gerbe, alors que la plupart des électrons auront commencé à interagir dans le tube à vide. On a vérifié que l'effet du champ magnétique sur les particules de basse énergie a une influence négligeable sur la position radiale de l'amas.

Une étude de la valeur moyenne du profil longitudinal - la '*profondeur de gerbe*' -, a permis de vérifier la quantité de matière utilisée dans le programme de simulation. La *figure A.7* montre un bon accord entre données et simulation, dans laquelle ont été introduits les anneaux support de chambre à vide du côté B. Nous avons estimé que l'incertitude liée à la description de la matière est négligeable.

#### A.4.3 Effet de l'utilisation du barycentre de l'amas

Une autre source de biais pourrait être l'utilisation du barycentre de l'amas pour la sélection du domaine où l'on calcule l'asymétrie (chap. 5.3). Lorsqu'un électron (positron) et son photon radiatifs sont suffisamment proches pour ne donner qu'une gerbe, mais suffisamment séparés pour que le barycentre soit entre les 2 pics de la gerbe, les énergies des damiers utilisés dans le calcul de  $\mathcal{A}_r$  peuvent être très petites et sujettes à des fluctuations.

Pour évaluer cet effet, un autre algorithme, basé non plus sur le barycentre de l'amas mais sur la rangée radiale présentant la plus grande énergie, a été développé. L'événement est conservé si cette rangée est à l'intérieur de la zone fiducielle. Tous les événements passant l'une des sélections et pas l'autre ont été inspectés visuellement et identifiés comme *Bhabhas* radiatifs. La différence entre les rapports des lots données et simulation pour les deux approches permet d'assigner une incertitude prudente  $\delta \mathcal{L}/\mathcal{L} = 5 \times 10^{-5}$  à la méthode de sélection.

**En résumé, l'incertitude principale liée à la fidélité de la simulation de la gerbe est donc celle due à l'offset radial lorsque  $\mathcal{A}_R = 0$ , en raison de la courbure des damiers. Cette incertitude se traduit par  $2.3 \times 10^{-4}$  sur la luminosité.**

### A.5 Coupures en énergie

La distribution en énergie du Monte-Carlo pour les événements sélectionnés est légèrement plus large que celle des données, probablement à cause d'un excès de perte de gerbe dû à la troisième large gaussienne utilisée dans la paramétrisation. De plus, la calibration absolue des données et de la simulation a

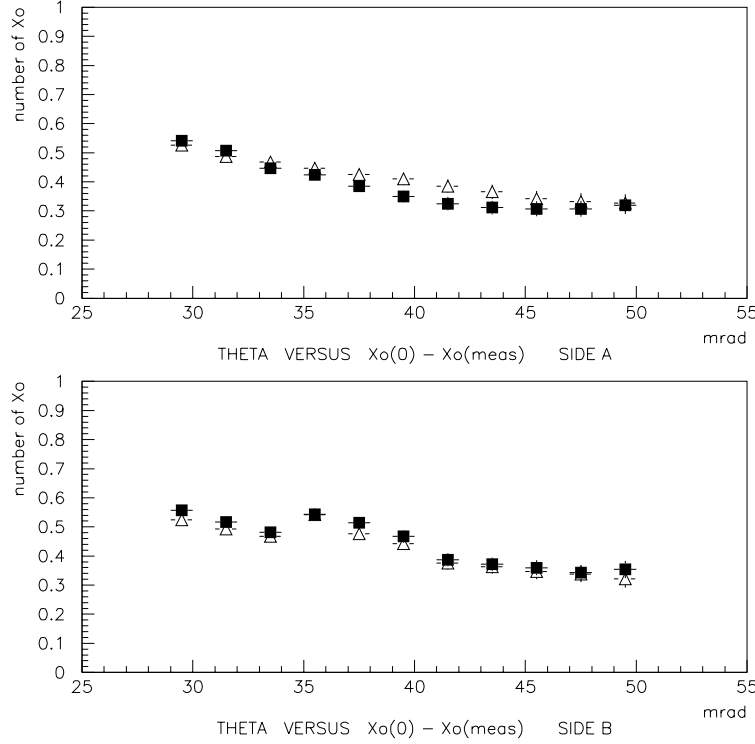


FIG. A.7 – Différence de profondeur de gerbe (incidence normale - incidence réelle) en fonction de  $\theta$ . Les données (carrés pleins) sont en bon accord avec la simulation (triangles ouverts), en haut pour le côté A et en bas pour le côté B.

été obtenue de façon *ad hoc* en imposant la valeur de l'énergie dans le centre de masse au pic *Bhabha*. Le résultat de cette procédure est un décalage de  $.47\sigma \approx 1\text{ GeV}$  vers le bas de la coupure à 20 GeV sur les énergies individuelles des amas dans la distribution des données. La variation de 1 GeV de la coupure à 20 GeV produit un changement d'acceptance de  $.9 \times 10^{-4}$  du côté fiduciel *strict* et de  $1.1 \times 10^{-4}$  du côté *lâche*. De la même façon, en variant la coupure en somme d'énergie de 2 GeV, l'acceptance change de  $.5 \times 10^{-4}$ .

L'incertitude systématique totale provenant des coupures en énergie est prise conservativement (c'est-à-dire en ignorant les corrélations de pertes d'événements) comme la somme quadratique de ces trois composantes, soit  $1.5 \times 10^{-4}$ .

## A.6 Coupure en acoplanarité

De manière à étudier l'effet des corrections azimuthales d'énergie sur  $\Delta\phi$ , l'angle  $\phi$  de chaque amas a été reconstruit avec et sans ces corrections. La figure A.8 montre la différence entre les deux estimations de  $\phi$  en fonction de  $\phi$  pour le module du côté A, ainsi que la différence entre les deux estimations de  $\Delta\phi$ . On voit que la différence est typiquement inférieure à  $0.2^\circ$ , sauf dans une région dans laquelle se trouvait un cristal de faible gain dans la couche 6. La variation est de toutes façons toujours inférieure à  $1^\circ$ .

On en déduit une limite supérieure  $\delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 5 \times 10^{-5}$  correspondant à une variation de un degré de la coupure en  $\Delta\phi$ .

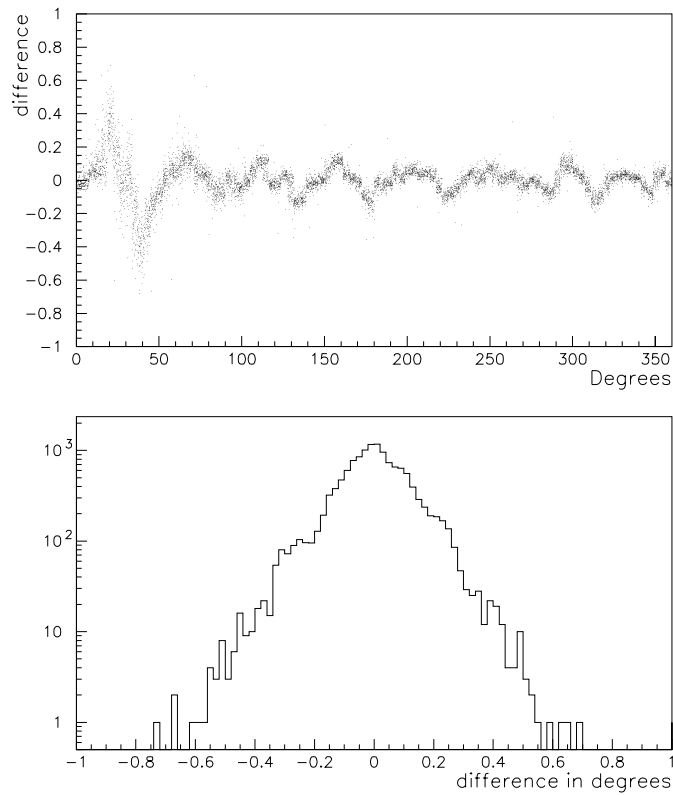


FIG. A.8 – En haut: différence  $\phi_{\text{corrigé}} - \phi_{\text{brut}}$  vs  $\phi$  pour les amas du côté A. En bas: distribution de la différence  $\Delta\phi_{\text{corrigé}} - \Delta\phi_{\text{brut}}$ .

## A.7 Sélections différentes

| SELECTION        | Côté strict       |                   |              | Côté lâche        |                   |             |
|------------------|-------------------|-------------------|--------------|-------------------|-------------------|-------------|
|                  | iR <sub>min</sub> | iR <sub>max</sub> | $\phi$       | iR <sub>min</sub> | iR <sub>max</sub> | $\phi$      |
| Méthode 1        | 3                 | 12                | tout $\phi$  | 2                 | 15                | tout $\phi$ |
| <b>Méthode 2</b> | 4                 | 12                | tout $\phi$  | 2                 | 15                | tout $\phi$ |
| Méthode 3        | 3                 | 12                | ‘vertical’   | 2                 | 15                | tout $\phi$ |
| Méthode 4        | 3                 | 12                | ‘horizontal’ | 2                 | 15                | tout $\phi$ |
| Méthode 5        | 4                 | 12                | ‘vertical’   | 2                 | 15                | tout $\phi$ |
| Méthode 6        | 4                 | 12                | ‘horizontal’ | 2                 | 15                | tout $\phi$ |

TAB. A.3 – Résumé des coupures en rayon des différentes sélections.

La vérification de la qualité de la sélection standard, denotée ‘Méthode 2’, s’est faite de la manière suivante:

- Utilisation d’une acceptance ‘élargie’ à bas rayon en déplaçant la coupure fiducielle iR<sub>min</sub> d’une unité de damier du côté strict, pour vérifier la fidélité de la paramétrisation : ‘Méthode 1’.
- Utilisation de sélections azimuthales restreintes du côté fiduciel strict, dites sélections ‘verticale’ et ‘horizontale’, pour vérifier les effets différentiels tels que le bruit de fond du plan horizontal, ou la séparation des demi-calorimètres. Quatre nouvelles sélections, ‘Méthode 3 à 6’, sont des

sous-ensembles des sélections ‘Méthode 1 et 2’.

- Utilisation du lot d’événements hadroniques comme normalisation, pour vérifier l’efficacité globale.

| SELECTION     | iR <sub>min</sub> = 3 (méth. 1) | iR <sub>min</sub> = 4 (méth. 2) | $\phi_{min}^1 - \phi_{max}^1$ | $\phi_{min}^2 - \phi_{max}^2$ |
|---------------|---------------------------------|---------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| ‘Verticale’   | Méthode 3                       | Méthode 5                       | 56.25° – 123.75°              | 236.25° – 303.75°             |
| ‘Horizontale’ | Méthode 4                       | Méthode 6                       | 326.25° – 33.75°              | 146.25° – 213.75°             |

TAB. A.4 – Double acceptance azimuthale dans les bandes  $[\phi_{min}^i - \phi_{max}^i]$  avec  $i = 1$  et  $2$ , pour les méthodes 3 et 4 (issues de la méthode 1), et les méthodes 5 et 6 (issues de la méthode 2).

Les rapports des lots sélectionnés par les différentes sélections sont donnés à la fois pour les données et la simulation *tableau A.5*. Les acceptances radiales sont définies *tableau A.3*, et azimuthales *tableau A.4*. L’accord obtenu entre données et Monte-Carlo est compatible avec la précision statistique, et conforte la solidité de la méthode standard.

| Rapport de sélections                                       | Données     | Monte Carlo |
|---|-------------|-------------|
| Méthode 1 / Méthode 2 :<br>‘élargie’ / standard             | 1.237±0.001 | 1.238±0.001 |
| Méthode 4 / Méthode 3 :<br>‘élargie’: horizontal / vertical | 1.001±0.002 | 1.004±0.003 |
| Méthode 6 / Méthode 5 :<br>Standard: horizontal / vertical  | 1.003±0.003 | 1.006±0.003 |

TAB. A.5 – Rapports des lots expérimentaux sélectionnés par les méthodes d’acceptances différentes, pour les données et la simulation.

La stabilité de la sélection de luminosité apparaît sur la *figure A.9*, où l’on a représenté l’évolution du rapport du nombre de *Bhabhas* (après soustraction du bruit de fond) et des événements hadroniques en fonction des 57 ‘fills’ de 1992. Noter la valeur du rapport, dans le rapport des sections efficaces, et sa constance dans les incertitudes statistiques seules.

**Aucune incertitude n’a été assignée à cette vérification de la qualité de la sélection standard.**

## A.8 Incertitude théorique estimée en 1992

L’évaluation de l’incertitude *théorique* sur la section efficace *Bhabha*, pour la méthode de sélection du *SiCAL*, a été faite par *W. Beenakker et B. Pietzyrk* [37]. Nous ne donnerons ici qu’un bref aperçu de leur approche, pour expliciter les différentes incertitudes *théoriques* que nous présentons dès maintenant résumées dans le *tableau A.6*.

Ces auteurs ont utilisé cinq programmes pour évaluer les différentes incertitudes (voir *tableau A.7*). Les termes *QED* utilisés incluent *LL* (‘Leading-Log’) et *SL* (‘Sub-leading’): soit *NL* (‘Non-Leading’), soit *NLL* (‘Next to Leading Log’), où le grand logarithme typique utilisé est:

$$L = \ln \left| \frac{t}{m_e^2} \right| \quad (\text{A.24})$$

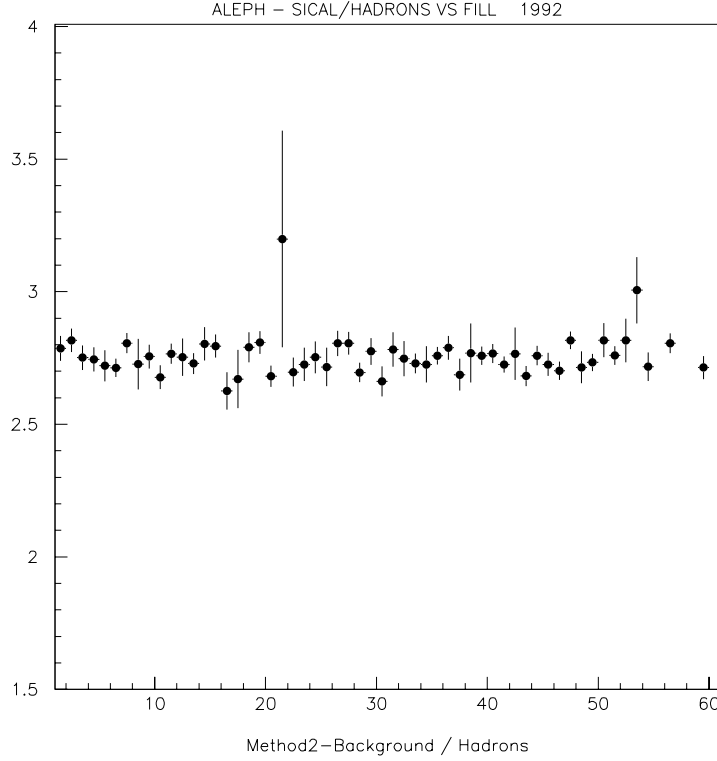


FIG. A.9 – Rapport du nombre de Bhabha au nombre d'événements hadroniques (sélection TPC et calorimétrique moyennées), en fonction du temps (unité de 'fill').

et  $t$  est le classique carré du moment transféré:

$$t = -\frac{s}{2}(1 - \cos \theta). \quad (\text{A.25})$$

- *OLDBIS* [43]: générateur *QED* complet  $\mathcal{O}(\alpha)$ .
- *BABAMC* [38]: générateur complet électrofaible  $\mathcal{O}(\alpha)$  avec échange de  $\gamma$  et de  $Z$ , incluant les termes d'interférence.
- *ALIBABA* [44]: programme semi-analytique comprenant des termes *LL*  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  et des termes *NL*  $\mathcal{O}(\alpha)$ , incluant la contribution de l'échange de  $Z$ .
- *LUMLOG* [45]: générateur incluant les corrections jusqu'à  $\mathcal{O}(\alpha^3)$  d'état initial exponentiés *LL* pour l'échange de  $\gamma$  dans la voie  $t$  (pas de termes *NL* ou *NLL*).
- *BHLUMI* [35]: générateur multiphoton (schéma *Y.F.S.* [36]) incluant l'échange de  $\gamma$  dans la voie  $t$ , l'échange de  $Z$  dans la voie  $s$  à l'approximation de *Born*, et l'interférence.

Essentiellement, les différents générateurs sont comparés dans des domaines communs, par exemple en 'éteignant' les corrections électrofaibles lorsque l'on étudie la contribution de la voie  $t$ . Deux types de précision sont alors évoquées:

- la précision '*Technique*': qui inclue le choix du 'cutoff'  $k_o$ , les approximations d'intégration, les détails propres à la mise en œuvre de la simulation, voire des erreurs de programmation.
- la précision '*Physique*': qui est la prise en compte des termes d'ordre plus élevés non-inclus.

|  |        |
|--|--------|
| (1) $\mathcal{O}(\alpha^2)$ LL BHLUMI                  | 0.15%  |
| (2) $\mathcal{O}(\alpha^2)$ SL BHLUMI                  | 0.09%  |
| (3) Z-échange $\mathcal{O}(\alpha)$ BABAMC             | 0.03%  |
| (4) Z-échange $\mathcal{O}(\alpha^2)$ manque LL BABAMC | 0.015% |
| (5) Z-échange $\mathcal{O}(\alpha^2)$ manque SL BABAMC | 0.015% |
| (6) Polarisation du vide                               | 0.05%  |
| Incertitude théorique TOTALE                           | 0.25%  |

TAB. A.6 – Résumé des incertitudes théoriques sur la mesure de la luminosité. Les incertitudes au ‘Leading-log’ (LL) et au ‘sub-leading’ (SL) pour l’échange de photon (1 et 2) et l’échange de Z sont chacune additionnées linéairement. Emprunté à W. Beenakker et B. Pietrzyk.

### A.8.1 Précision de l’échange de photon dans la voie $t$

Bien que la section efficace *Bhabha* soit dominée par l’échange de  $\gamma$  dans la voie  $t$ , les corrections LL  $\mathcal{O}(\alpha)$  représentent environ 5 % et les corrections LL  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  peuvent se monter à 0.3 à 0.8 %. Le générateur doit donc être mis à l’épreuve à ce niveau. *BHLUMI* fut vérifié en utilisant le programme *OLDBIS* pour  $\mathcal{O}(\alpha)$ , et le programme *LUMLOG* pour les corrections LL  $\mathcal{O}(\alpha)$  et LL  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ , les deux programmes ayant des précisions ‘techniques’ de 0.02 %. *BHLUMI* et *OLDBIS* + *LUMLOG* sont en accord à 0.15 % (le désaccord à ce niveau étant dû à la précision ‘physique’ de *BHLUMI*). L’incertitude SL de *BHLUMI*  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  a été évaluée [35], et est estimée à 0.09 %, limitée par la précision ‘physique’.

### A.8.2 Corrections électrofaibles

La contribution due à l’échange du Z varie autour du pic du Z (voir figure 5.16), à cause du terme d’interférence ( $Z_s - \gamma_t$ ), avec une valeur maximale pour le *SiCAL* égale à | 0.2 % | de la section efficace de *Born*. Comme nous l’avons mentionné au chapitre 5.7, l’ordre de grandeur de la correction a été évalué en utilisant le programme *BABAMC*. Le programme *ALIBABA* a été employé pour vérifier le résultat. La comparaison de la correction d’interférence pour l’échange du Z  $\mathcal{O}(\alpha)$  montre un accord à 0.03 % (précision ‘technique’). *BABAMC* n’inclue pas de termes d’échange de Z à un ordre plus élevé, et l’incertitude sur les termes manquants fut évaluée avec *ALIBABA*. La contribution LL  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  est évaluée à 0.015 % par *ALIBABA*, et sert d’incertitude à *BABAMC*. On estime prudemment que les termes SL  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  qui ne sont pas inclus dans *ALIBABA* sont du même ordre de grandeur que les termes LL.

### A.8.3 Polarisation du vide

On suppose que la polarisation du vide est la correction non-*QED* dominante à l’échange de  $\gamma$  dans la voie  $t$ . Elle est incluse dans *BHLUMI* et représente une correction totale de 3.96 %. Bien que la correction provienne majoritairement des boucles de leptons qui sont bien comprises, la plus grosse incertitude concerne la contribution hadronique à la polarisation du vide (environ 30 % du total). Cette contribution a été étudiée en évaluant une intégrale de dispersion sur les canaux  $e^+ e^- \rightarrow \text{hadrons}$  mesurés [46], et présente une incertitude de 4.5 % dans le domaine en  $t$  couvert par le *SiCAL*. L’incertitude associée à la polarisation du vide est donc estimée à 0.05 %.

En tant que vérification additionnelle, W. Beenakker et B. Pietrzyk ont comparé la correction faite par *BABAMC* (où l’on ajoute simplement une correction  $\mathcal{O}(\alpha)$  de  $2 \operatorname{Re} \Pi = 4.01$  % ) à celle de *ALIBABA*, et les ont trouvées compatibles à 0.01 %. On considère que le traitement est équivalent dans *BHLUMI* qui est en accord à un niveau de 0.02 %.

| Ordre | Termes dominants $LL$  | Termes sous-dominants $SL$  |  |
|-------|--|---|--|
| 0     | <p><i>'Born'</i></p> <p>-----</p> <p>BABAMC, ALIBABA<br/>BHLUMI<br/>OLDBIS(<math>\gamma</math>), LUMLOG(<math>\gamma</math>)</p>   |   |  |
| 1     | <p><math>(\alpha/\pi)\bar{L}</math><br/><math>LL \mathcal{O}(\alpha)</math></p> <p>-----</p> <p>BABAMC, ALIBABA<br/>OLDBIS(<math>\gamma</math>), BHLUMI(<math>\gamma</math>)<br/>LUMLOG(<math>\gamma</math>)</p> | <p><math>(\alpha/\pi)</math><br/><math>NL \mathcal{O}(\alpha)</math></p> <p>-----</p> <p>BABAMC, ALIBABA<br/>OLDBIS(<math>\gamma</math>), BHLUMI(<math>\gamma</math>)</p> |  |
| 2     | <p><math>(\alpha/\pi)^2 \bar{L}^2</math><br/><math>LL \mathcal{O}(\alpha^2)</math></p> <p>-----</p> <p>ALIBABA, LUMLOG(<math>\gamma</math>)<br/>[ BHLUMI(<math>\gamma</math>) ]</p>                              | <p><math>(\alpha/\pi)^2 \bar{L}</math><br/><math>NLL \mathcal{O}(\alpha^2)</math></p> <p>-----</p> <p>[ BHLUMI(<math>\gamma</math>) ]</p>                                 | <p><math>(\alpha/\pi)^2</math><br/><math>SL \mathcal{O}(\alpha^2)</math></p>         |
| 3     | <p><math>(\alpha/\pi)^3 \bar{L}^3</math><br/><math>LL \mathcal{O}(\alpha^3)</math></p> <p>-----</p> <p>LUMLOG(<math>\gamma</math>)<br/>[ BHLUMI(<math>\gamma</math>) ]</p>                                       | <p><math>(\alpha/\pi)^3 \bar{L}^2</math><br/><math>NLL \mathcal{O}(\alpha^3)</math></p>   | <p><math>(\alpha/\pi)^3 \bar{L}</math><br/><math>SL \mathcal{O}(\alpha^3)</math></p> |

TAB. A.7 – Classification  $QED$  des termes en logarithme dans les générateurs d'événements Monte-Carlo. Ces générateurs incluent les corrections électrofaibles, ou seulement l'échange de  $\gamma$  (notés  $\gamma$ ). BHLUMI entre [ ] donne une contribution partielle due à l'exponentiation.

En résumé, les incertitudes *théoriques* sont importantes, et dominées par la précision '*physique*' d'échange de photons à l'ordre dominant du générateur utilisé. L'incertitude *théorique* totale s'élève à  $25 \times 10^{-4}$  sur la luminosité mesurée en 1992.

## A.9 Conclusion

Le tableau 5.5 récapitule les contributions de toutes les sources d'incertitude systématique que nous avons envisagées. La précision *expérimentale* complète est de 0.15 %, limitée pour la première mesure de luminosité de 1992 par la statistique de la simulation Monte-Carlo:  $0.15 \% = 0.09 \% (exp) \oplus 0.12 \% (stat MC)$ . Cette limitation sera bien-entendu oubliée pour les déterminations ultérieures de 1993 à 1995. L'incertitude purement *expérimentale* est partagée entre plusieurs sources: la précision mécanique (qui diminuera également d'un facteur deux par la suite lorsque les dilatations thermiques seront mesurées), et la fidélité de la paramétrisation de la gerbe dans le programme de simulation.

La plus forte contribution à l'incertitude de 1992 est l'incertitude *théorique* de 0.25 %, dominée par la précision '*physique*' des contributions d'ordre dominant ( $LL$ ) et sous-dominant ( $SL$ ) de l'échange de photons  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  dans le générateur utilisé. Les théoriciens réagiront en améliorant également cette source d'incertitude par la suite ([47], [48], [49]), et une incertitude plus faible (0.16 %) pourra être rétroactivement assignée à la luminosité mesurée en 1992 (voir tableau 6.2) tandis que les années ultérieures bénéficieront d'une incertitude théorique réduite à 0.061 %.

## Annexe B

# Liste de publications

Le métier de physicien des particules dans de grandes collaborations internationales amène à signer de nombreux articles, et je suis actuellement signataire de 227 publications. Je n'ai sélectionné ici que les publications auxquelles j'ai personnellement contribué de manière importante.

### Publications comme membre de la collaboration NA48

1. **NA48 Rare Decay Results.**  
by B. Vallage (on behalf of the NA48 Collaboration). 1999. Proceedings of the 1999 9th Lomonosov Conference, Moscow, Russia. *Submitted to publication.*
2. **A New Measurement of Direct  $CP$  Violation in two pions decays of the neutral kaon.**  
by V. Fanti et al. NA48 Collaboration. 1999. Submitted to Physics Letters B. CERN-EP/99-104, Aug 30, 1999.
3. **Online Track Reconstruction and Level 2 Triggering in NA48.**  
by S. Anvar et al. 1998. Proceedings of the 1998 IEEE Nuclear Science Symposium, Toronto, Canada. <http://www-dapnia12.cea.fr:80/Doc/Publications/Preprint Dapnia-99-06>.
4. **The Charged Trigger System of NA48 at CERN.**  
Presented by B. Vallage. S. Anvar et al 1998. Proceedings of the 1998 Wire Chamber Conference, Vienna, Austria. Nuclear Instruments and Methods A 419 (1999) 686.
5. **Measurement of the decay rate and the parameter  $\alpha_K \Lambda$  of the decay  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .**  
by V. Fanti et al. NA48 Collaboration. 1997. Publ. Ref.: Z. Phys.; C : 76, 4 (1997) 653-657. (PRINT-97-274).
6. **The charged trigger system of NA48 at CERN.**  
by S. Anvar et al. 1998. Publ. Ref.: 1997 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference - Albuquerque, IEEE Trans. Nucl. Sci. 45 (1998) 1776.
7. **Proposal for a Precision Measurement of  $\epsilon'/\epsilon$  in CP Violating  $K^0 \rightarrow 2\pi$  Decays.**  
By NA48 Collaboration (G.D. Barr et al.). 1990. CERN Geneva - CERN-SPSC-90-22 (90,rec.Aug.) 36 p, In \*Frascati 1991, Physics and detectors for DAPHNE\* 227-260.

### Publications comme membre de la collaboration ALEPH

1. **Measurement of the  $Z$  resonance parameters at LEP.**  
by R. Barate *et al.* ALEPH Collaboration, Publ. Ref.: Eur. Phys. J., C. CERN-EP-99-104.

2. **SICAL: A High Precision Silicon-Tungsten Luminosity Calorimeter for ALEPH.**  
by D. Bédérède et al. (43 p). 1995. Publ. Ref.: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A: 365 (1995) 117-134. (CERN-PPE-95-17).
3. **Performance of the ALEPH detector at LEP.**  
by D. Buskulic et al. ALEPH Collaboration. (44 p). 1994. Publ. Ref.: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A: 360 (1995) 481-506. (CERN-PPE-94-170).
4. **Electroweak Results from Combined Preliminary Data of the LEP Experiments.**  
by B. Vallage for the LEP Collaborations. Proceedings of the Hadron Structure '94 Conference, Košice, Slovakia, 64-73.
5. **Z Production Cross-Sections and Lepton Pair Forward-Backward Asymmetries.**  
by D. Buskulic et al. ALEPH Collaboration. (26 p). 1994. Publ. Ref.: Z. Phys., C: 62 (1994) 539-550. (CERN-PPE-94-30).
6. **Results from SiCAL, the new Aleph Small-Angle Luminosity Calorimeter.**  
by B. Vallage for the ALEPH-SiCAL group. Proceedings of the 1992 IEEE Nuclear Science Symposium, Orlando, Florida (USA), 291.
7. **SiCAL, a Small-Angle Solid-State Luminosity Calorimeter for ALEPH.**  
by B. Vallage for the ALEPH-SiCAL group. Proceedings of the 1991 IEEE Nuclear Science Symposium, Santa Fe, New Mexico (USA), 501-505.

## Publications comme membre de la collaboration E731

1. **CP and CPT Symmetry Test from the Two Pion Decays of the Neutral Kaon with the Fermilab-E731 Detector.**  
by L. K. Gibbons et al. E731 Collaboration. (93 p). Publ. Ref.: Phys. Rev. D: 55 (1997) 6625-6715. (FERMILAB-Pub 95-392 E Rev).
2. **Measurement of the CP violation parameter  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ .**  
by L. K. Gibbons et al. E731 Collaboration. (15 p). 1993. Publ. Ref.: Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1203-1206. (EFI-93-06).
3. **A test of CPT symmetry through a determination of the difference in the phases of  $\eta_{00}$  and  $\eta_{\pm}$  in  $K \rightarrow 2\pi$  decays.**  
by M. Karlsson et al. E731 Collaboration. (11 p). 1990. Publ. Ref.: Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2976-2979. (DPhPE 90-01).
4. **A determination of  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  by the simultaneous detection of the four  $K_{L,S} \rightarrow \pi\pi$  decay modes.**  
by J. R. Patterson et al. E731 Collaboration. (12 p). 1990. Publ. Ref.: Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1491-1494. (EFI-90-05).

## Publications comme membre de la collaboration CDHS

1. **A measurement of differential cross-sections and nucleon structure functions in charged-current neutrino interactions on iron.**  
by J. P. Berge et al. CDHS Collaboration. (88 p). 1991. Publ. Ref.: Z. Phys., C: 49 (1991) 187-223. (CERN-EP-89-103).
2. **Total neutrino and antineutrino charged current cross section measurements in 100, 160, and 200 GeV narrow band beams.**  
by J. P. Berge et al. CDHS Collaboration. (30 p). 1987. Publ. Ref.: Z. Phys., C: 35 (1987) 443-452. (CERN-EP-87-09).

- 
3. **Détermination précise des fonctions de structure du nucléon dans les interactions de type courant-chargé de neutrinos sur cible de fer.**  
by B. Vallage; (324 p). 1987. (CEA N 2513).
  4. **A new measurement of structure functions from charged-current (anti)neutrino interactions on iron.**  
by B. Vallage for the CDHSW Collaboration 1986. Publ. Ref.: Strasbourg-Karlsruhe 1985 Proceedings, The Quark Structure of Matter (175-178 ).
  5. **Are there "prompt" like-sign dimuons?.**  
by H. Burkhardt et al. CDHS Collaboration. (35 p). 1986. Publ. Ref.: Z. Phys., C: 31 (1986) 39-49. (CERN-EP-85-191).

# Table des figures

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 1.1 | Mesure de la courbe d'excitation du $Z$ en hadrons, $e^+e^-$ , $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ , mesurée par l'expérience ALEPH. La courbe montre l'ajustement du modèle standard. . . . .  | 4  |
| 2.1 | Coupe $Rz$ de la région située autour du tube à vide de 2m à 3m du point d'interaction (vu par le programme de simulation GALEPH). Autour du tube à vide, on distingue dans la partie droite le luminomètre LCAL, auquel est accolé vers le centre de la figure le détecteur SATR. A gauche, on distingue à plus grand rayon une partie de la TPC qui se prolonge vers le point d'interaction (hors figure à gauche). . . . .                            | 9  |
| 2.2 | Distribution en énergie des particules interceptées dans l'acceptance angulaire du Si-CAL. Le pic des Bhabhas à 45 GeV est séparé de la composante de bruit de fond des particules d'énergie dégradée piquée ici vers 28 GeV. . . . .  | 10 |
| 2.3 | Vue en coupe d'un calorimètre SiCAL. Les douze mini-modules sont maintenus par les axes-guides de précision qui traversent les plaques support en G10 et en aluminium. . .   | 11 |
| 2.4 | Détecteur au silicium. Les secteurs de $22.5^\circ$ sont découpés dans une rondelle de silicium de 10 cm de diamètre. Un découpage circulaire au laser est utilisé à bas rayon. L'anneau de garde, qui court entre les bords externes des damiers et le bord physique du cristal, n'est pas représenté. Sur le schéma sont indiquées les segmentations radiale (16 damiers) et azimuthale (2 secteurs) des détecteurs. . . . .                           | 12 |
| 2.5 | Vue en coupe détaillée d'un mini-module autour du rayon maximal actif. La plaque aval - à gauche - et la plaque couvercle amont - à droite - enserrant le détecteur silicium. . .  | 13 |
| 2.6 | Segmentation du déclencheur en routes de largeur $45^\circ$ . Le décalage de $22.5^\circ$ de la route 2 par rapport à la route 1 assure que la gerbe est contenue dans au moins l'une d'entre elles. . . . .   | 15 |
| 3.1 | Variation de la capacité pour les 16 damiers d'un cristal de silicium entièrement déplété.   | 18 |
| 3.2 | Courbes de déplétion pour le plus petit (cercles pleins) et plus grand damier (cercles ouverts), montrant la déplétion complète autour de 35 Volts. . . . .  | 19 |
| 3.3 | Précision du positionnement du cristal par rapport au trou de référence du support céramique. . . . .  | 20 |
| 3.4 | (a) Charge déposée dans un damier situé à $6.5 X_0$ . Le fit donne la valeur la plus probable. (b) Ajustement des valeurs les plus probables en fonction de la profondeur pour des électrons de 50 GeV en faisceau de test, comparé aux données prises au LEP pour des événements Bhabha de 45 GeV. . . . .  | 21 |
| 3.5 | (a) Réponse à une injection de 1 Volt en fonction du temps compté à partir de l'injection (cercles ouverts). Les données de gerbes de 45 GeV au LEP, en fonction du temps écoulé depuis le croisement des faisceaux, sont surimposées pour illustrer l'effet de diaphonie (cercles pleins). (b) Evolution en temps de la diaphonie mesurée en calibration sur un canal voisin proche (cercles ouverts) ou lointain (triangles) du canal injecté. . . . . | 23 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 3.6  | Réponse d'un damier en fonction de l'épaisseur d'air entre le cristal et le tungstène. . .  | 25 |
| 3.7  | Schéma d'une roue de G10. On y voit les pions de positionnement des 16 cristaux, les trous des axes-guide ainsi que trois cristaux et l'emplacement de deux cartes 'front-end'. . .   | 26 |
| 3.8  | Illustration des énergies $E_{in}$ et $E_{out}$ de part et d'autre de la frontière fiducielle choisie comme étant la limite radiale entre les 'rangées' de damiers adjacentes d'index $i$ et $j$ . . .  | 28 |
| 3.9  | Variation de l'asymétrie en énergie $\mathcal{A}_r$ en fonction de la position radiale du barycentre de l'amas d'énergie autour de la frontière entre les damiers 3 et 4. . . . .   | 29 |
| 3.10 | Variation de la pente de l'asymétrie $(d\mathcal{A}_r/dr)^{-1}$ à la frontière fiducielle, en fonction de la profondeur de la gerbe. Les pentes de l'asymétrie obtenues par le SiCAL dans ALEPH sont superposées (triangles ouverts). . . . .   | 30 |
| 4.1  | Mesures de température ( $^{\circ}C$ ) en fonction du temps compté en unité de 'fill' du LEP en 1992, du côté A (en haut) et B (en bas) d'ALEPH. . . . .  | 32 |
| 4.2  | Visualisation (DALI) d'un événement Bhabha typique. Les damiers des cotés A ( $e^{-}$ ) et B ( $e^{+}$ ) sont représentés sur une vue unique, comme des cellules dont le remplissage est proportionnel à l'énergie déposée. A gauche la projection dans le plan $xy$ intégrée sur $z$ . A droite en bas la projection sur $Rz$ intégrée sur $\phi$ , et également sur $R$ dans les profils longitudinaux du haut. . . . . | 33 |
| 4.3  | Coupe $Rz$ de la région située autour du tube à vide de 2m à 3m à droite du point d'interaction. Ni les câbles, ni les barres de sustentation du SiCAL, ni les jambes d'accrochage du LCAL ne sont représentés sur cette figure issue du programme de simulation. . . . .   | 34 |
| 4.4  | Mesures ( $\mu m$ ) de la séparation relative en $x$ des demi-calorimètres en fonction du temps compté en unité de 'fill' du LEP en 1992, du côté A d'ALEPH. La variation maximale est inférieure à $8\mu m$ et sera comptée parmi les incertitudes systématiques. . . . .  | 35 |
| 4.5  | Energie (GeV) de l'amas de plus haute énergie du côté B en fonction de son homologue du côté A. La structure visible à basse énergie est le résultat de la condition du déclenchement en coïncidence à seuils haut et bas. . . . .  | 38 |
| 4.6  | Efficacité du déclencheur à 'double bras' en fonction de l'énergie (GeV) mesurée dans le bras à seuil bas. Les événements sélectionnés satisfont la condition de déclenchement à seuil haut dans le bras opposé. . . . .  | 39 |
| 4.7  | Energie (GeV) vue dans un secteur du déclencheur en fonction de l'énergie (GeV) reconstruite dans le calorimètre. Les secteurs du déclencheur ne contenant que des couches paires ou impaires, les événements Bhabha forment un pic à la moitié de l'énergie du faisceau. . . . .   | 40 |
| 5.1  | (a) Profil longitudinal de gerbe de 45 GeV ( $1.95X_0$ /couche). (b) Valeur moyenne de la profondeur de gerbe (en $X_0$ ) en fonction de l'angle polaire de l'amas; on note une structure du cote B entre 34 et 41 mrad, due à la présence d'un anneau de sustentation du tube à vide. . . . .  | 42 |
| 5.2  | Nombre de damiers par amas (Pour la sélection Bhabha, la moyenne vaut 91.3). . . . .  | 43 |
| 5.3  | Variation du nombre de damiers par amas en fonction du numéro de damier du barycentre pour des amas d'énergie entre 40 et 50 GeV (carrés pleins). La chute à petit (grand) numéro de damier est due à la perte de gerbe sur le bord interne (externe) du calorimètre. . . . .   | 44 |
| 5.4  | En haut: Correction au barycentre radial $R_{clus}$ sur la totalité de l'acceptance radiale du calorimètre. En bas: Correction au barycentre azymuthal $\phi_{clus}$ sur la largeur azymuthale d'un damier ( $\pi/32$ ). . . . .  | 45 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 5.5  | <i>Exemple de profils transverse radiaux de l'énergie déposée dans le secteur azimuthal barycentrique, à des profondeurs de <math>6X_0</math> (traits pleins) et <math>8X_0</math> (traits pointillés) dans le calorimètre. En (a) pour des gerbes centrées entre les damiers 4 et 5, en (b) centrées sur le damier 4. . . . .</i>   | 46 |
| 5.6  | <i>Dépendance radiale de la valeur moyenne de l'énergie des amas entre le deuxième et le quinzième damier du côté A (triangles pleins) et B (cercles ouverts). . . . .</i>   | 47 |
| 5.7  | <i>Energie (GeV) de l'amas de plus haute énergie du côté B en fonction de son homologue du côté A. La ligne brisée permet de visualiser les coupures en énergie. . . . .</i>   | 48 |
| 5.8  | <i>Energie (GeV) de l'amas de plus haute énergie du côté A après les coupures de sélection. . . . .</i>  | 49 |
| 5.9  | <i>Distribution de la somme d'énergie partielle <math>E_{out}</math> (damier 3) en fonction de <math>E_{in}</math> (damier 4) pour les événements passant les coupures de sélection et dont le barycentre de l'amas est situé dans ces damiers. La coupure en asymétrie <math>A_r &gt; 0</math> revient à ne conserver que les événements dans le demi-plan en dessous de la diagonale <math>E_{out} = E_{in}</math>. . . . .</i>  | 50 |
| 5.10 | <i>Variation de l'asymétrie <math>A_r</math> en fonction de la position radiale de l'amas <math>R_{clus}</math> (en unité de taille d'un damier), entre la frontière interne du damier 3 et la frontière externe du damier 4. Les données (points pleins) y sont comparées à la simulation (triangles ouverts). . . . .</i>  | 51 |
| 5.11 | <i>Distribution radiale pour la coupure stricte. Les données (points) y sont comparées au Monte-Carlo (histogramme). L'abscisse est en unité de damier. . . . .</i>  | 52 |
| 5.12 | <i>Distribution radiale pour la coupure lâche. Les données (points) y sont comparées au Monte-Carlo (histogramme). L'abscisse est en unité de damier. . . . .</i>  | 53 |
| 5.13 | <i>Distribution de la différence d'angle azimuthal <math>\Delta\phi</math> entre les amas des côtés strict et lâche. Les données (points) y sont comparées aux événements de simulation de Bhabhas radiatifs (histogramme); les excès à petit et grand <math>\Delta\phi</math> proviennent des particules hors-axe. . . . .</i>  | 54 |
| 5.14 | <i>En haut: comparaison des distributions <math>E_A</math> vs <math>E_B</math> (GeV) pour les événements de bruit de fond reconstruits (à gauche) et signal+bruit de fond (à droite). En bas: distribution en <math>\Delta\phi</math> (degrés) après coupure en somme d'énergie pour le bruit de fond (tirets) et signal+bruit (histogramme). . . . .</i>  | 55 |
| 5.15 | <i>Comparaison des distributions en <math>\Delta\phi</math> (degrés) pour les événements du déclencheur de coïncidence en dessous de la coupure <math>E_A + E_B \geq 55</math> GeV (croix) et pour le bruit de fond calculé (tirets) avant renormalisation de 20% (voir texte). . . . .</i>  | 56 |
| 5.16 | <i>Correction électrofaible à la section efficace Bhabha pour l'acceptance angulaire du SiCAL (triangles pointe en bas). A titre de comparaison, on a également représenté cette correction pour l'acceptance à plus grand angle du LCAL sous différentes hypothèses (cercles et autres). . . . .</i>  | 58 |
| 6.1  | <i>Comparaison des distribution de la somme <math>E_A + E_B</math> des énergies des amas dos-à-dos pour les données de 1993 et 1994. L'augmentation drastique du bruit de fond entre 55 et 65 GeV y est particulièrement visible. Noter également l'augmentation à haute énergie, provenant de superposition d'événements Bhabha et de bruit de fond hors-axe. . . . .</i>   | 62 |
| 6.2  | <i>Distribution en <math>\Delta\phi</math> des événements de bruit de fond pour des énergies inférieures à 65 GeV. La courbe en trait plein correspond aux événements satisfaisant le déclenchement de coïncidence, tandis que la courbe tirée correspond au bruit de fond reconstruit à partir des événements du déclencheur à simple bras (renormalisé de 7.7%). Ces distributions montrent que les bruits de fond en provenance des faisceau <math>e^+</math> et <math>e^-</math> ne sont pas exactement dans le même plan. Le pic à <math>180^\circ</math> correspond aux Bhabhas doublement radiatifs avec énergie manquante. Elles peuvent être comparées à leur homologues de 1992 figure 5.15. . . . .</i> | 63 |

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 6.3 | <i>Schématisation de la dépendance en temps de la somme des signaux en provenance des Amplex lors de collisions du premier wagons ‘A’ vers 270 ns, deuxième wagon ‘B’ 247.5 ns plus tard, ou troisième wagon ‘C’ 495 ns plus tard. Trois temps d’échantillonnage sont indiqués. Il apparaît clairement que si l’échantillonnage est fait pour un wagon différent de celui qui donne lieu à une collision, l’énergie sera incomplètement mesurée. On voit également que les temps d’échantillonnage choisis ne correspondent pas exactement au pics des courbes, ceci dans le but de maximiser la diaphonie lorsque la collision a lieu dans le wagon précédent celui que l’on échantillonne. . . . .</i>   | 65 |
| 6.4 | <i>Distribution de la somme des énergies pour les événements satisfaisant les coupures en rayon et <math>\Delta\phi</math>, pour les 3 sortes de paquets. Les contaminations des paquets précédents ou suivants sont visibles en dessous de la coupure en énergie totale à 70 GeV. . . . .</i>   | 66 |
| 6.5 | <i>Rangée du haut: distribution de la <b>variance radiale de l’amas</b> <math>\sigma_R^2</math> en fonction de l’énergie de l’amas, pour les trois échantillonnages possibles. On enlève les événements contenus dans la boîte [<math>\sigma_R^2 &gt; 0.4</math>, <math>E_{amas} &lt; 37\text{GeV}</math>]. La famille ‘A’ qui n’a pas de contamination d’une collision précédente est utilisée comme référence. En bas: (a) distribution de <math>\sigma_R^2</math> quand <math>E_{amas} &lt; 37\text{GeV}</math> pour les familles ‘A’ (cercles noirs), ‘B’ (cercles ouverts), et ‘C’ (histogramme). (b) montre la distribution <math>E_{amas}</math> lorsque <math>\sigma_R^2 &gt; 0.4</math>. La partie hachurée de ces deux distributions est conservée par la coupure. . . . .</i> | 67 |
| 7.1 | <i>Contours à 68% de probabilité dans le plan <math>R_\ell\text{-}A_{\text{FB}}^{0,\ell}</math> pour <math>l = e, \mu, \tau</math> et en supposant l’universalité leptonique. La prédiction du modèle standard pour <math>M_Z = 91.1888\text{ GeV}</math>, <math>m_t = 150\text{ GeV}</math>, <math>M_H = 300\text{ GeV}</math>, <math>\alpha_s = 0.123</math> est également indiquée à l’intersection des flèches correspondant à des variations individuelles de ces paramètres : <math>50 &lt; m_t(\text{GeV}) &lt; 250</math>, <math>60 &lt; M_H(\text{GeV}) &lt; 1000</math> et <math>\alpha_s(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.006</math>. . . . .</i>   | 71 |
| 7.2 | <i>Contours à 68% de probabilité dans le plan <math>g_{V_\ell}\text{-}g_{A_\ell}</math> pour <math>l = e, \mu, \tau</math> et en supposant l’universalité leptonique. La bande grisée représente la prédiction du modèle standard pour <math>90 &lt; m_t(\text{GeV}) &lt; 200</math>. . . . .</i>  | 72 |
| 7.3 | <i>Comparaison des observables du ‘<b>lineshape</b>’ (bandes grisées verticales) à la prédiction du modèle standard en fonction de <math>m_t</math>. La zone doublement hachurée montre l’effet d’une variation de <math>M_H</math> dans l’intervalle <math>60 &lt; M_H(\text{GeV}) &lt; 1000</math>, et la zone simplement hachurée correspond à une variation de <math>\alpha_s(M_Z^2)</math> dans l’intervalle <math>\alpha_s(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.006</math>. La largeur totale de la prédiction est la somme linéaire de ces deux incertitudes. . . . .</i>   | 75 |
| 7.4 | <i>Comparaison des observables du secteur des quarks <b>b</b> et <b>c</b> (bandes grisées verticales) à la prédiction du modèle standard en fonction de <math>m_t</math> dans le mêmes hypothèses que la figure 7.3. La dépendance en <math>M_H</math> et <math>\alpha_s</math> est quasiment inexistante dans le rapport <math>R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{had}}</math>, ce qui en ferait une variable très sensible à <math>m_t</math> si l’incertitude expérimentale était réduite. La valeur de <math>R_c</math>, limitée en précision, est en désaccord de <math>1.4\sigma</math> par rapport à la prédiction. . . . .</i>  | 80 |
| 7.5 | <i>Courbes du <math>\chi^2</math> de l’ajustement global de toutes les observables du modèle standard en fonction de la masse <math>m_t</math> du quark top, pour trois valeurs de la masse du boson de Higgs. La courbe en trait plein pour <math>M_H = 300\text{GeV}</math> correspond à la prédiction <math>m_t = (178 \pm 11)\text{GeV}</math>. . . . .</i>  | 81 |
| 7.6 | <i>Courbes de la variation <math>\Delta\chi^2</math> du <math>\chi^2</math> de l’ajustement global du modèle standard en fonction de <math>\log_{10}(M_H)</math>. En a), comparaison de la sensibilité observée dans les données (trait plein) à la sensibilité attendue théoriquement (trait tireté), c’est-à-dire compte-tenu des incertitudes expérimentales. Idem en b), où la mesure directe de <math>m_t</math> est incluse en contrainte additionnelle dans l’ajustement global, ce qui réduit de façon notable la sensibilité à <math>M_H</math>. . . . .</i>  | 83 |

|     |  |       |
|-----|--|-------|
| 1.1 | Diagrammes en boîte des transitions $K^0 - \overline{K}^0$ (violation <b>indirecte</b> de $\mathcal{CP}$ ). . . . .  | 90    |
| 1.2 | Diagrammes pingouins contribuant à la violation <b>directe</b> de $\mathcal{CP}$ . . . . .   | 91    |
| 2.1 | Vue schématique des faisceaux et détecteurs de E731. . . . .   | 94    |
| 2.2 | Vue schématique de la ligne de faisceau et du détecteur NA31. . . . .  | 97    |
| 3.1 | Vue schématique du détecteur KTeV. . . . .   | 101   |
| 3.2 | $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ en fonction de l'énergie du kaon dans l'expérience E832. . . . .   | 105   |
| 3.3 | Vue schématique de la ligne de faisceau NA48. . . . .  | 106   |
| 3.4 | Vue schématique de l'ensemble de détection de NA48. Le point d'abscisse $z=0$ , noté $AKS$ à l'origine de la zone de désintégration, est situé à 126 m de la cible $K_L$ . . . . .   | 107   |
| 3.5 | Double rapport en fonction de l'énergie du kaon, où seuls les points en noir sont utilisés. . . . .  | 110   |
| 3.6 | Evolution en fonction du temps de la valeur de $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ (unité $10^{-4}$ ). La moyenne de ces mesure est $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (21.2 \pm 2.8) \times 10^{-4}$ . . . . .  | 112   |
| A.1 | En haut: distribution $\alpha_x, 0.5(x_A - x_B)$ . En bas: distribution $\Delta x, 0.5(x_A + x_B)$ . Les données (points) de la sélection Bhabha y sont comparées à la simulation (histogramme). . . . .   | VI    |
| A.2 | En haut: distribution en $\phi$ pour les événements de la sélection radiale 'stricte' du côté A, en bas: idem du côté B. Les données (points) de la sélection Bhabha y sont comparées à la simulation (histogramme). . . . .   | VII   |
| A.3 | Valeurs de la pente $\mathcal{A}_o \times b$ (en haut) et de l'offset $R_{offset}$ (en bas) résultant de l'ajustement de l'asymétrie, en fonction du numéro de damier fiduciel (e.g 2 correspond à la frontière entre les damiers 2 et 3), et pour les données des couches 2,3,4 et 5. . . . .   | VIII  |
| A.4 | Distribution en énergie $E_{in}$ (trait plein) et $E_{out}$ (tirets) pour $(E_{in} + E_{out}) \geq 7 \text{ GeV}$ . Le pic vers 12 GeV est ajusté par une gaussienne pour déterminer l'effet de variation de canal à canal. . . . .  | X     |
| A.5 | Profil longitudinal pour des événements au voisinage de la coupure fiducielle interne stricte et vérifiant $40 \leq E_{clus} \leq 50 \text{ GeV}$ pour les données (trait plein) et la simulation (tirets). . . . .  | XII   |
| A.6 | Valeur des 'offsets' radiaux en fonction du numéro de damier (non évalué au dessus de 12). L'offset dû à l'asymétrie (grisé) est petit et varie lentement dans l'acceptance, alors que l'offset de barycentre est plus important et sensible à la perte de gerbe aux bords du détecteur. . . . . | XIII  |
| A.7 | Différence de profondeur de gerbe (incidence normale - incidence réelle) en fonction de $\theta$ . Les données (carrés pleins) sont en bon accord avec la simulation (triangles ouverts), en haut pour le côté A et en bas pour le côté B. . . . .   | XV    |
| A.8 | En haut: différence $\phi_{corrigé} - \phi_{brut}$ vs $\phi$ pour les amas du côté A. En bas: distribution de la différence $\Delta\phi_{corrigé} - \Delta\phi_{brut}$ . . . . .   | XVI   |
| A.9 | Rapport du nombre de Bhabha au nombre d'événements hadroniques (sélection TPC et calorimétrique moyennées), en fonction du temps (unité de 'fill'). . . . .  | XVIII |

# Liste des tableaux

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 3.1 | <i>Spécifications de l'amplificateur de charge multiplexé Amplex-SiCAL.</i>  | 22 |
| 3.2 | <i>Résumé des incertitudes sur la position des damiers de silicium. L'incertitude totale prend en compte la méthode d'analyse de luminosité. Les valeurs entre parenthèses ne prenaient pas en compte la mesure du coefficient de dilatation des plaques de G10 collées.</i>   | 27 |
| 4.1 | <i>Les déclencheurs de luminosité et leurs taux inclusifs après échantillonnage pour une luminosité typique du LEP de <math>10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}</math>. Le taux exclusif du déclencheur simple bras à haut seuil est de 120 mHz.</i>  | 37 |
| 5.1 | <i>Fraction d'événements rejetés par les coupures de sélection de luminosité.</i>  | 47 |
| 5.2 | <i>Nombre d'amas du côté A en fonction du nombre d'amas du côté B.</i>   | 49 |
| 5.3 | <i>Résumé des paramètres du faisceau et des résolutions sur le vertex utilisés dans le générateur BHLUMI.</i>  | 57 |
| 5.4 | <i>Résumé des nombres d'événements et des sections efficace engendrés et acceptés. La sélection finale correspond à la ligne 'Méthode 2', les autres sélections sont décrites dans l'annexe A.</i>   | 57 |
| 5.5 | <i>Résumé des incertitudes systématiques expérimentales et théoriques sur la mesure de la luminosité de 1992.</i>  | 60 |
| 6.1 | <i>Résumé de l'évolution de l'incertitude théorique au cours du temps, pour un calorimètre d'acceptance angulaire de <math>1^\circ</math> à <math>3^\circ</math> aux énergies de LEP-I. La dernière colonne indique l'incertitude finale assignée aux données de 1993 à 1995 (voir tableau 6.2).</i>   | 68 |
| 6.2 | <i>Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure de la luminosité. L'incertitude théorique marquée <math>\dagger</math> provient de la version 4.04 de BHLUMI, tandis que la version 2.01 est utilisée pour les données de 1992.</i>   | 69 |
| 7.1 | <i>Statistique (en <math>10^3</math> événements) utilisée par chacune des expériences pour l'analyse du 'lineshape' du <math>Z^0</math> et des asymétries leptoniques avant-arrière, après la prise de données de 1993.</i>  | 70 |
| 7.2 | <i>Paramètres du 'lineshape' et asymétries provenant des ajustements à 9 paramètres par chacune des quatre expériences du LEP.</i>   | 73 |
| 7.3 | <i>Valeur moyenne des paramètres du 'lineshape' et asymétries en supposant (<math>3^{\text{ème}}</math> colonne) ou non (<math>2^{\text{ème}}</math> colonne) l'universalité leptonique.</i>   | 74 |
| 7.4 | <i>Valeur moyenne de paramètres dérivés des ajustements à 9 et 5 paramètres.</i>   | 74 |
| 7.5 | <i>Comparaison des valeurs de <math>\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}</math> déterminées par les asymétries. La troisième colonne contient les moyennes partielles de chaque groupe d'observation: leptons, quarks lourds et <math>A_{\text{LR}}</math>. La quatrième colonne donne les moyennes cumulées ainsi que l'évolution du <math>\chi^2</math>.</i> | 77 |

|     |   |      |
|-----|---|------|
| 7.6 | Résumé des mesures incluses dans l'analyse combinée des paramètres du modèle standard. En a) on trouve les observables du LEP, en b) les tests de précision provenant des collisionneurs hadroniques et de la diffusion $\nu N$ , en c) se trouve la valeur de $\sin^2 \theta_{eff}^{lep}$ mesurée à partir de $A_{LR}$ . Les troisième et quatrième colonnes donnent les valeurs de l'ajustement du modèle standard et l'écart par rapport aux mesures ( <b>pull</b> ) exprimé en nombre d'écarts standards. . . . . | 79   |
| 7.7 | Paramètres dérivés $m_t$ et $\alpha_s$ de l'ajustement global des données du LEP seul (2 <sup>ème</sup> colonne), en incluant les données $p\bar{p}$ et $\nu$ (3 <sup>ème</sup> colonne), en incluant de plus $A_{LR}$ (4 <sup>ème</sup> colonne). Les valeurs centrales et la première incertitude correspondent à $M_H = 300$ GeV, tandis que la deuxième incertitude correspond à une variation de $M_H$ dans l'intervalle $60 \leq M_H [\text{GeV}] \leq 1000$ . . . . .  | 82   |
| 1.1 | Résumé de la situation expérimentale concernant la mesure de $ \eta_{00}/\eta_{+-} $ jusqu'à 1985. . . . .  | 91   |
| 2.1 | Lot expérimental (en $10^3$ événements), zone fiducielle (en m), acceptance et bruit de fond pour les quatre modes entrant dans la détermination de $\epsilon'/\epsilon$ par l'expérience E731. . . . .   | 95   |
| 2.2 | Différentes déterminations de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ en unité $10^{-4}$ par l'expérience E731. La première incertitude est statistique et la seconde systématique. . . . .  | 96   |
| 2.3 | Résumé des incertitudes systématiques de E731b sur $Re(\epsilon'/\epsilon)$ (unité $10^{-4}$ ). . . . .   | 96   |
| 2.4 | Lot expérimental (en $10^3$ événements) de l'expérience NA31 pour la mesure de $\epsilon'/\epsilon$ . . . . .   | 98   |
| 2.5 | Différentes déterminations de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ en unité $10^{-4}$ par l'expérience NA31. La première incertitude est statistique et la seconde systématique. . . . .  | 98   |
| 2.6 | Résumé des corrections à $R$ (%), et des incertitudes systématiques principales de NA31 sur $Re(\epsilon'/\epsilon)$ (unité $10^{-4}$ ). Les valeurs entre parenthèses sont relatives aux données de 1986, les autres aux données de 1988-1989. . . . .   | 99   |
| 3.1 | Lot expérimental (en $10^3$ événements), zone fiducielle (en m), et bruit de fond (en %) pour les quatre modes entrant dans la détermination préliminaire de $\epsilon'/\epsilon$ par l'expérience E832. . . . .  | 103  |
| 3.2 | Résumé des incertitudes systématiques de E832 sur $Re(\epsilon'/\epsilon)$ (unité $10^{-4}$ ). . . . .  | 104  |
| 3.3 | Lot expérimental (en $10^3$ événements) avant et après pondération et dilution, et bruit de fond (en %) pour les quatre modes entrant dans la détermination préliminaire de $\epsilon'/\epsilon$ par l'expérience NA48. . . . .   | 109  |
| 3.4 | Résumé des corrections et incertitudes systématiques de NA48 sur $R$ (unité $10^{-4}$ ). . . . .  | 109  |
| A.1 | Corrections radiales des gains aux frontières fiducielles stricte et lache. La différence entre la valeur de calibration et la correction est utilisée comme incertitude systématique. . . . .  | IX   |
| A.2 | Paramétrisation du profil transverse des gerbes électromagnétiques: largeurs et poids relatifs des trois gaussiennes en fonction de la profondeur i.e le numéro de couche. . . . .  | XI   |
| A.3 | Résumé des coupures en rayon des différentes sélections. . . . .  | XVI  |
| A.4 | Double acceptance azimuthale dans les bandes $[\phi_{min}^i - \phi_{max}^i]$ avec $i = 1$ et $2$ , pour les méthodes 3 et 4 (issues de la méthode 1), et les méthodes 5 et 6 (issues de la méthode 2). . . . .  | XVII |
| A.5 | Rapports des lots expérimentaux sélectionnés par les méthodes d'acceptances différentes, pour les données et la simulation. . . . .   | XVII |

- A.6 *Résumé des incertitudes théoriques sur la mesure de la luminosité. Les incertitudes au ‘Leading-log’ (LL) et au ‘sub-leading’ (SL) pour l’échange de photon (1 et 2) et l’échange de  $Z$  sont chacune additionnnées linéairement. Emprunté à W. Beenakker et B. Pietrzyk. . . . . XIX*
- A.7 *Classification QED des termes en logarithme dans les générateurs d’événements Monte-Carlo. Ces générateurs incluent les corrections électrofaibles, ou seulement l’échange de  $\gamma$  (notés  $\gamma$ ). BHLUMI entre [ ] donne une contribution partielle due à l’exponentiation. XX*

# Bibliographie

- [1] M. Martinez et al. *MIZA*. Z. Phys. C49 (1991) p.645
- [2] e.g D. Decamp et al. *Improved Measurements of Electroweak Parameters from Z Decays into Fermion Pairs*. Z. Phys. C53 (1992) p.1
- [3] M. Caffo, E. Remiddi, F. Semeria. *Bhabha Scattering*. Z Physics at LEP 1, CERN 89-08 (1989) p.183
- [4] J. F. Crawford et al. *A Precision Luminosity Monitor For Use at Electron-Positron Storage Rings*. Nuclear Instruments and Methods 127 (1975) 173
- [5] André Gaidot et Georges London. *Private Communication*.
- [6] e.g. Sau Lan Wu. *in  $e^+e^-$  Physics at PETRA - The first five years*. Physics Reports Vol 107 Numbers 2-5 (1984) 59-324
- [7] W. Bartel et al. *Precise measurements of total cross-sections for the process  $e^+e^- \rightarrow$  multihadrons in the CM energy range between 12.0 and 36.4 GeV*. Physics Letters Vol 129 Numbers 1,2 (1983) 145-152
- [8] D. Decamp et al. *Measurement of the Absolute Luminosity with the ALEPH Detector*. Z. Phys., C: 53 (1992) 375-390. (CERN-PPE-91-129)
- [9] S. C. Berridge et al. *The Small Angle Electromagnetic Calorimeter at SLD: a  $2m^2$  Application of Silicon Detector Diodes*. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 36 No 1 (1989) 339-343
- [10] K. T. Pitts. *Luminosity Measurement for the 1992 Run*. SLD Physics Note No 20, 6 April 1993
- [11] A. A. Sokolov and I. M. Ternov. Sov. Phys. Dokl. 8 (1964) 1203
- [12] A. Blondel. Phys. Lett. B202 (1988) 145
- [13] G. Coignet et al. *Normalization, et articles suivants*. Polarisation at LEP, CERN 88-06 Vol. 2 (1988) p.83-138
- [14] G. von Holtey and D. Ritson. *A mini beam pipe at the DELPHI interaction region*. DELPHI note 88-70 GEN-83, LEP note 614
- [15] groupe ALEPH-Saclay + D. Bédérède, B. Peyaud et B. Vallage. *SiCAL: Calorimètre compact en tungstène-silicium*. CEN-Saclay internal note for C.A.S.E. Feb. 1989
- [16] ALEPH Collaboration. *A Proposal for a Low-Angle Solid-State Luminosity Calorimeter for ALEPH: SiCAL*. CERN/LEPC/90-3, ALEPH 90-8 Note 90-1 26 janvier 1990
- [17] OPAL Collaboration. CERN/LEPC/91-8, OPAL TN-221, PN-142
- [18] DELPHI Collaboration. *Proposal for the replacement of the Small Angle Calorimeter of DELPHI*. CERN/LEPC/92-6, LEPC/P2-Add.1, 8 mai 1992
- [19] Marcel Merk. *Improved Luminosity Measurement in L3*. Proc. des XXIXème Rencontres de Moriond EW (1994) 93-96
- [20] E. H. M Heijne and P. Jarron, E. Beuville et al. *A low noise CMOS integrated signal processor for multi-element particle detectors*. CERN/EF 88-5 (1988), CERN/EF 89-9 (1989)

- [21] Eurisys Measurements (anciennement Enertec-Intertechnique). Lingolsheim, France
- [22] Canberra Semiconductors N. V. Olen, Belgique
- [23] Thomson SGS. Italie
- [24] Tungsten D185 Plansee, Reutte, Autriche
- [25] ME730 epoxy-fiberglass Società Permal, Maxeville, France
- [26] Società S.T.C, Malakoff, France
- [27] D. Decamp et al. *ALEPH: a Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP, Chapter 8.* Nuclear Instruments and Methods A 294 (1990) 121-178
- [28] R. Barate et al. Nuclear Instruments and Methods A 235 (1985) 235
- [29] Flash-ADC 7 bits MC 10321, 25 MHz. Motorola, USA
- [30] F.A. Berends and R. Kleiss. Nuclear Physics B186 (1981) 22.
- [31] S. Kawabata. Comp. Phys. Comm. 41 (1986) 127.
- [32] J.A.M. Vermaseren. Proc. Int. Workshop on  $\gamma\gamma$  interactions (Amiens 1980). Ed. G.Cochard and P.Kessler, Springer-Verlag (1980)
- [33] R.D. Field. *Structure functions and total cross sections.* Proc. VIII Int. Workshop on  $\gamma\gamma$  collisions (Shoresh, Israel, 1980).
- [34] B. Bloch-Devaux and A. Falvard, S. Dugeay and P. Henrard. Aleph Physics 88-56, 88-23, 89-7
- [35] S. Jadach, E. Richter-Wąs, Z. Wąs and B.F.L. Ward. Phys. Lett. B268 (1991) 253. Comput. Phys. Commun. 70 (1992) 305. Phys. Rev. D40 (1989) 3582.
- [36] D.R. Yennie, S.C. Frautschi and H. Suura. Ann. of Phys. 13 (1961) 379.
- [37] W. Beenakker and B. Pietrzyk. Phys. Lett. B296 (1992) 241. et B304 (1993) 366.
- [38] M. B hm, A. Denner and W. Hollik, F.A. Berends, R. Kleiss and W. Hollik. Nucl. Phys. B304 (1988) 687. puis 712.
- [39] L. Mirabito. Thèse Université d'Aix-Marseille II, France (1991).
- [40] G. Barbiellini, B. Borgia, M. Conversi and R. Santonico. Atti Accad. Naz. Lincei 44 (1968) 233.
- [41] J.F. Crawford, E.B. Hughes, L.H. O'Neill and R.E. Rand. Nucl. Instru. and Meth. 127 (1975) 173.
- [42] J. Badier, puis M. Bardadin-Otwinowska et al. alnote 89-2 et 89-2 (EMCAL 89-1 et 89-1).
- [43] S. Jadach, E. Richter-Wąs, Z. Wąs and B.F.L. Ward. Phys. Lett. B253 (1991) 469.
- [44] W. Beenakker, F.A. Berends and S.C. van der Marck. Nucl. Phys. B349 (1991) 323 et B355 (1991) 281.
- [45] S. Jadach, E. Richter-Wąs, Z. Wąs and B.F.L. Ward. Phys. Lett. B260 (1991) 438.
- [46] H. Burkhardt, F. Jegerlehner, G. Penso and C. Verzegnassi. Z. Phys. C43 (1989) 497.
- [47] S. Jadach et al. *Higher-Order Radiative corrections to Bhabha scattering at low angles: YFS monte carlo approach.* CERN-TH 7452-94. 1994.
- [48] S. Jadach et al. *BHLUMI 4.04.* CERN-TH 96-158 and UTHEP 96-0601.
- [49] B.F.L. Ward, S. Jadach, M. Melles and S. A. Yost. *New Results on the Theoretical Precision of the LEP/SLC Luminosity.* UTHEP-98-0501. Sept 1998.
- [50] e.g R. Barate et al. ALEPH Collaboration *Measurement of the Z Resonance Parameters at LEP.* CERN/EP 99-104, 15 July 1999, to be submitted to the European Physical Journal C

- [51] A. Blondel et al. *Letter of Intent. A test of longitudinal spin polarisation at LEP* CERN/LEPC 94-3 and 94-8.
- [52] F. Abe et al. CDF Collaboration Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 225.
- [53] The LEP Collaborations ADLO, and the LEP Electroweak Working Group. *Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP experiments and Constraints on the Standard Model.* CERN/PPE 94-187.
- [54] Jack Steinberger. *A Brief History of the Running of  $R_b$ .* Proceedings of the '97 Moriond EW conference, 149-158.
- [55] The LEP Collaborations ADLO, and the LEP Electroweak Working Group. *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model.* CERN/PPE 99-15.
- [56] P. Vilain et al. CHARM II Collaboration. *Precision Measurements of Electroweak Parameters from the scattering of Muon Neutrinos on Electrons.* CERN/PPE 94-124.
- [57] e.g R. Barate et al. Aleph Collaboration. *Measurements of the Z Resonance Parameters at LEP.* CERN-EP 99-104.
- [58] J. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay. *Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson.* Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138.
- [59] T. T. Wu and C. N. Yang. Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 380.
- [60] B. Winstein and L. Wolfenstein. *The search for direct CP violation.* Rev. Mod. Phys. 65 (1993) 1113.
- [61] L. Wolfenstein. *Violation of CP invariance and the possibility of very weak interactions.* Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 562.
- [62] M. Kobayashi and K. Maskawa. Prog. Theor. Phys. 49 (1973) p.652
- [63] Particle Data Group. *Review of Particle Physics.* Phys. Rev. D 54, Part I (1996).
- [64] A. J. Buras. *Theoretical Status of  $\epsilon'/\epsilon$ .* Talk presented at the '99 kaon conference, Chicago, June 21st 1999.
- [65] M. Holder et al. Phys. Lett. 40 B (1972) 141.
- [66] M. Banner et al. Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1597.
- [67] J. Christenson et al. Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1209.
- [68] J. K. Black et al. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1628.
- [69] R. H. Bernstein et al. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1631.
- [70] A. Apostolakis et al. CPLEAR Collaboration *A determination of the CP violation parameter  $\eta_{+-}$  from the decay of strangeness tagged neutral kaons.* Phys. Lett. B 458 (1999) 545-552.
- [71] A. Apostolakis et al. CPLEAR Collaboration *Determination of the T and CPT violation parameters in the neutral kaon system using the Bell-Steinberger relation and data from CPLEAR.* Phys. Lett. B 456 (1999) 297-303.
- [72] A. Apostolakis et al. CPLEAR Collaboration *An EPR experiment testing the non-separability of the  $K^0\bar{K}^0$  wave function.* Phys. Lett. B 422 (1998) 339.
- [73] A. Angelopoulos et al. CPLEAR Collaboration *First direct observation of time-reversal non-invariance in the neutral kaon system.* Phys. Lett. B 444 (1998) 43-51.
- [74] M. Woods et al. *First Result on a New Measurement of  $\epsilon'/\epsilon$  in the Neutral-Kaon System.* Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1695.
- [75] J. R. Patterson et al. *Determination of  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  by the Simultaneous Detection of the Four  $K_{L,S} \rightarrow \pi\pi$  Decay Modes.* Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1491.

- [76] L.K. Gibbons et al. *Measurement of the  $CP$ -Violation Parameter  $Re(\epsilon'/\epsilon)$* . Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1203.
- [77] L.K. Gibbons et al.  *$CP$  and  $CPT$  symmetry tests from the two pion decays of the neutral kaon with the Fermilab E731 detector*. Phys. Rev. D 55 (1997) 6625-6715.
- [78] H. Burkhardt et al. *First Evidence for Direct  $CP$ -violation*. Phys. Lett. B 206 (1988) 169.
- [79] G.D. Barr et al. *A new measurement of direct  $CP$ -violation in the neutral kaon system*. Phys. Lett. B 317 (1993) 233.
- [80] H. Burkhardt et al. *The beam and detector for a high-precision measurement of  $CP$  violation in neutral-kaon decays*. Nucl. Inst. and Meth. A 268 (1988) 116.
- [81] G. Barr et al. *Proposal for a Precision Measurement of  $\epsilon'/\epsilon$  in  $CP$  violating  $K_L \rightarrow \pi\pi$  decays*. CERN/SPSC/90-22 SPSC/P253, 20/7/90, <http://www.cern.ch/NA48>.
- [82] KTeV, FNAL E832. *Kaons at the Tevatron*. Design Report FN-580 (1992) 22/1/92, <http://fnphx-www.fnal.gov/experiments/ktev/ktev.html>.
- [83] Bruce Winstein. Private communication, 25 march 1999.
- [84] A. Alavi-Harati et al. *Observation of Direct  $CP$  Violation in  $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$  Decays*. Fermilab-Pub-99/150-E, EFI-99-25, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 22.
- [85] S. Anvar et al. *The Charged Trigger System of NA48 at CERN*. Proceedings of the 1998 Wire Chamber Conference, Vienna, Austria. Nuclear Instruments and Methods A 419 (1999) 686.
- [86] *Un incident majeur lié au tube à vide qui traverse l'ensemble du spectromètre de NA48 ayant eu lieu le 11 novembre 1999, le programme expérimental de cette expérience risque d'être bouleversé.*
- [87] S. Anvar et al. *Online Track Reconstruction and Level 2 Triggering in NA48*. Proceedings of the 1998 IEEE Nuclear Science Symposium, Toronto, Canada. <http://www-dapnia2.cea.fr:80/Doc/Publications/Preprint Dapnia-99-06>.
- [88] Étienne Augé. *Mesure de la violation directe de la symétrie  $CP$  dans la désintégration des mésons  $K$  neutres en deux mésons  $\pi$* . Thèse d'habilitation de l'université Paris-Sud. LAL 89-18, Mai 1989.
- [89] V. Fanti et al. *A new measurement of direct  $CP$  violation in two pions decays of the neutral kaon*. CERN-EP/99-104, Aug 30, 1999, Submitted to Phys. Lett. B.
- [90] A. J. Buras et al. Phys. Lett. B 389 (1996) 749.
- [91] M. Ciuchini et al. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 59 (1997) 149.
- [92] S. Bertolini et al. Nucl. Phys. B 514 (1998) 93.
- [93] A. J. Buras. *Probing the Standard Model of Particle Interactions (pour  $m_s(m_c) = 125 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$ )*. Elsevier, 1999, hep-ph/9806471.
- [94] Taku Yamanaka. *KTeV rare decay results*. Contribution à Moriond E.W 1999.