n° 102-96 LAPP T 96-11

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

Thèse

présentée à

L'université Claude Bernard de Lyon-1

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

Spécialité: Sciences Physiques (Physique des particules)

par

Arnaud LUCOTTE

Contraintes du modèle standard par les mesures de sections efficaces et des asymétries $Z \to f\bar{f}$ avec le détecteur Aleph au LEP

Soutenue le 14 Mai 1996 devant la commission d'examen:

Président:	G.	Smadja	
Rapporteurs:	P.	Bloch	
	A.	Blondel	
Examinateurs:	L.	Fayard	
	S.	Jadach	
	B.	Pietrzyk	(Directeur de thèse)
	H.	Wachsmuth	

A mon père,

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier Marie-Noelle Minard, sans qui ce travail de thèse n'eût certainement pas été possible. Grâce à sa compréhension, ses conseils et sa patience, j'ai pû être initié aux affres et aux plaisirs qui jalonnent les longues heures d'étude des erreurs systématiques affectant les mesures de précision. Je la remercie également de m'avoir introduit dans le groupe électro-faible d'ALEPH dans les meilleures conditions. Je suis également très reconnaissant envers Phillipe Ghez, dirigeant le groupe Aleph au LAPP, pour son concours et le soutien constant qu'il m'a apporté au cours de ces derniers mois.

Je voudrais remercier Mr Gérard Smadja qui a accepté de présider mon jury de thèse après m'avoir initié à la physique des particules en début de 3eme cycle.
Je tiens à exprimer ma sincère reconnaissance à messieurs Philippe Bloch et Alain Blondel, qui ont bien voulu être les rapporteurs de ce travail, et dont les remarques m'ont permis _ du moins je l'espère, de prendre la distance nécessaire à la rédaction et au résumé de mon travail de ces trois dernières années. Je suis particulièrement redevable à ce dernier de m'avoir incité à participer aux séances de travail du groupe "LEP Energy" du CERN m'offrant ainsi une fenêtre sur la physique si passionnante des accélérateurs.

Messieurs Laurent Fayard, Stanislav Jadach et Horst Wachsmutt ont accepté de participer à mon jury de thèse : qu'ils en soient ici vivement remerciés. Mr Bolek Pietrzyk a dirigé mon travail de thèse : je le remercie de son soutien, ainsi que de la part qu'il a acceptée de prendre dans ma découverte de la merveilleuse Cracovie.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Mr Dieter Schlatter pour sa gentillesse et l'intérêt constant qu'il a su montrer pour mon travail au sein du groupe Aleph. Je remercie Frédéric Teubert pour sa disponibilité lors de la rédaction comune d'une note interne, ainsi que Imma Riu pour l'aide qu'elle m'a apportée pour la partie "mesure des sections efficaces muoniques". Je dois d'ailleurs beaucoup aux membres du groupe életro-faible d'ALEPH pour leurs critiques _souvent_ constructives et leurs démarches _toujours_ stimulantes. En particulier, je pense à mesdames Brigitte Bloch et Monica Pepe-Altarelli et à messieurs Jacques Lefrancois et Luigi Rolandi qui, par leurs interventions fréquentes, ont enrichi et élargi le cadre de mes connaissances en physique.

Enfin, je voudrais dire combien j'ai apprécié mon séjour au sein du groupe ALEPH du LAPP, ainsi qu'auprès de mes camarades de ces longs mois de travail parmi lesquels j'ai souvent pu trouver soutiens et conseils : Xavier Grave, Vincent Lafage et Serge Nicoleau. Je remercie enfin tout spécialement Elsa Merle pour sa patience et pour l'attention qu'elle a bien voulu accorder à la lecture et à la correction de cette thèse.

Introduction

Le secteur électro-faible du modèle de Glashow, Weinberg et Salam, crée dans les années 60, a été abondamment testé durant les 30 dernières années. Outre une description cohérente des phénomènes de la physique des hautes énergies, ce modèle est caractérisé par une remarquable fécondité, offrant un cadre interprétatif à tout un ensemble de résultats expérimentaux postérieurs à son élaboration. Ces mesures provenant de chambres à bulle, des collisionneurs $p\bar{p}$ à UA1/2 ou e^+e^- pour des énergies inférieures à 60 GeV, autant que des expériences de diffusion neutrinos-nucléons ou neutrinos-électrons, sont décrites ainsi que leur interprétation dans le premier chapitre. Le formalisme et les principales observables utilisées à LEP y sont également définis.

Le LEP, construit dans les années 80, a permis la réalisation de mesures de grande précision à partir d'une luminosité intégrée totale de plus de 200 pb^{-1} délivrée autour du pôle du Z. La connaissance à 2.10^{-5} près de l'énergie dans le centre de masse des collisions a rendu possible la détermination de la masse du Z à 2 MeV/c^2 près et de sa largeur à 3.2 MeV/c. Ces performances reposent sur une technique très précise d'étalonnage de l'énergie des faisceaux et sur une modélisation fine des effets modifiant sa valeur au cours du temps, permettant ainsi une connaissance de l'énergie de collision événement par événement. Les deux sont détaillées dans la deuxième partie de ce travail. Les résultats utilisés pour les énergies des collisions à Aleph sont alors présentés.

Les collisions e^+e^- à LEP offrent un environnement très propre à l'etude des paires de fermions de l'état final. La majeure partie de mon travail a consisté en la mesure des sections efficaces hadroniques à ALEPH. Après une présentation de l'appareillage, dans le chapitre III, l'analyse et les études systématiques réalisées pour la sélection des hadrons sont détaillées dans le chapitre IV: ce travail aboutit à des incertitudes systématiques inférieures au pour mille, comparables à la précision statistique. Les mesures des sections efficaces leptoniques sont également brièvement décrites.

Enfin, l'interpretation des résultats de l'expérience Aleph dans le cadre d'une modélisation "quasiment" indépendante du modèle standard est abordée et comparée au résultat des quatre collaborations du LEP. La conclusion principale souligne le remarquable pouvoir prédictif du Modèle de Glashow, Weinberg et Salam: une réponse définitive au nombre de familles de neutrinos légers et à l'universalité des couplages leptoniques au Z a été apportée. Le quark top de 170 GeV, prédit indirectement à partir des résultats du LEP avant 1994, a été découvert par CDF et D0 à Fermilab en 1995. Enfin, la nécessité des corrections proprement électro-faibles dans la prédiction des observables est établie et les premières contraintes sur la masse du Higgs sont posées.

Chapitre I

Le modèle standard et les tests du secteur électro-faible.

Le modèle standard, développé par Glashow, Weinberg et Salam dans les années 60, a permis, jusqu'à la mise en oeuvre du LEP, de décrire de manière satisfaisante les observations expérimentales concernant les interactions faibles neutre et chargée, dont les vecteurs ont été découverts durant les années 80. Il permet de plus, une fois fixé le nombre fini de paramètres libres de la théorie, de calculer les valeurs de toutes les grandeurs observables expérimentalement. C'est dans la perspective du test du secteur électro-faible que les mesures de précision ont été entreprises au LEP; la haute statistique, caractéristique d'une physique à des énergies correspondant au pic de production du boson Z, conduit à une détermination très précise de la masse du Z, un des paramètres fondamentaux non fixés de la théorie GWS, et à partir duquel les prédictions peuvent être effectuées.
Trois types de tests peuvent alors être entrepris:

- le test de la structure de jauge de la théorie standard, à partir d'observables non sensibles aux corrections radiatives propres à $SU(2)_L \times U(1)$.
- la mesure des effets radiatifs électro-faibles, en supposant connue la structure de jauge
- la détermination de contraintes sur les masses des particules non produites directement à LEP et prédite par la modélisation standard, comme le quark top m_t et le boson de Higgs m_H.

Le plan de ce chapitre est le suivant: le cadre théorique du modèle standard est brièvement rappelé à l'ordre le plus bas de la théorie; les paramètres libres utilisés à LEP comme paramètres fondamentaux pour la prédiction des observables sont présentés; la paramétrisation des largeurs, des sections efficaces et des asymétries autour du pôle du Z utilisée est alors décrite. Enfin, les résultats obtenus en dehors de LEP sur le secteur électro-faible sont résumés dans la perpsective des tests effectués au LEP.

I.1 Le secteur électro-faible du modèle GWS

Le modèle de Glashow Weinberg et Salam décrit de façon unifiée les interactions faibles, portées par les bosons chargés $W^{\pm}$ et neutre Z, et l'interaction électro-magnétique portée par le photon γ. Inspiré par l'électrodynamique quantique, théorie remarquablement vérifiée jusqu'à ce jour, il s'inscrit dans le cadre d'une théorie de jauge invariante localement sous des transfomations du groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, brisée spontanément par le mécanisme de Higgs. C'est par ce dernier que les masses des particules (champs de matière et champs de jauge) sont engendrées. Une description détaillée du cadre théorique de la modélisation standard peut en être trouvée dans [1] et [2].

I.1.1 Le secteur électro-faible du MS: masses et couplages

Le modèle électro-faible est établi sur une decription cohérente des courants faibles neutre, découvert en 1973 (Gargamelle) et chargé. Il a permis la prédiction de l'existence des bosons chargés $W^{\pm}$ et neutre Z, découverts au CERN en 1983 à UA1 et UA2.

I.1.1.1 Classification des champs fermioniques et bosoniques.

Le lagrangien électro-faible du modèle standard décrit les interactions entre les champs de matière fermionique à partir de quatre champs de jauge W^1_μ, W^2_μ, W^3_μ et B_μ associés respectivement au groupe $SU(2)_L$ d'isospin faible et au groupe $U(1)$. Les champs de matière sont classés en fonction de leur transformation sous l'effet des symétries des groupes précédents. Les trois familles leptoniques (a=1,2,3) se classent ainsi:

$$L^a = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L \equiv (2, -\frac{1}{2})$$

$$l_R \equiv (1, 1)$$

et pour les trois quarks up et down:

$$U^a = \begin{pmatrix} u^a \\ d^a \end{pmatrix}_L \equiv (2, -\frac{1}{6})$$

$$\bar{u^a}_R \equiv (1, -\frac{2}{3})$$

$$\bar{d^a}_R \equiv (1, \frac{1}{3})$$

Le lagrangien comprend un terme en champ de Higgs Φ, doublet scalaire d'isospin dans le cadre théorique minimal. Le choix d'une direction privilégiée du champ de Higgs provoque alors la brisure spontanée de la symétrie initiale, en engendrant un déplacement du niveau d'énergie minimal du vide:

$$< \Phi > \neq 0 \tag{I.1.1}$$

C'est le couplage des champs fermioniques et de jauge à ce champ qui engendre leurs masses. Les fermions acquièrent une masse:

$$m_f = g_f < \Phi > \tag{I.1.2}$$

où les constantes g_f (de Yukawa) ne sont pas données dans le cadre du modèle standard, faisant des masses fermioniques des paramètres libres du modèle, fixées par leur mesure expérimentale.
Les deux bosons $W^{\pm}$ intervenant dans les courants chargés apparaissent dans l'expression du lagrangien faible comme une combinaison de W^1_μ, W^2_μ. Leur masse est reliée à la valeur de $< \Phi >$ par la relation :

$$M_{W^{\pm}} = \frac{g}{\sqrt{2}} < \Phi > \tag{I.1.3}$$

Les deux autres bosons de jauge apparaissent comme une combinaison linéaire des champs de W^3_μ et B_μ caractérisée par l'angle de mélange θ_W:

$$\tan\theta_W = \frac{g^{'}}{g} \tag{I.1.4}$$

Le premier champ Z_μ est identifié au boson Z et a pour masse:

$$M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g^{'2}}}{\sqrt{2}} < \Phi >= \frac{M_W}{\cos\theta_W} \tag{I.1.5}$$

tandis que le second A_μ est de masse nulle et est identifié au photon γ, médiateur de l'interaction électro-magnétique.
L'ensemble des paramètres fondamentaux $\left(g,\ g^{'},\ < \Phi >\right)$ apparait donc dans l'expression des masses et des courants dans le cadre standard. Toutefois, il est en fait plus pratique d'utiliser des paramètres reliés à des observables précisemment mesurées, comme G_μ, α, $\sin^2\theta_W$. Ainsi, le lien avec la théorie effective de Fermi concernant les courants faibles, permet d'identifier G_μ, déterminée à partir de la mesure de la durée de vie du muon, à:

$$\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{g^2 + g^{'2}}{8M_Z^2} = \frac{1}{4 < \Phi >^2} \tag{I.1.6}$$

La charge électro-magnétique e de la théorie QED est elle liée aux constantes g et $g^{'}$ par la relation :

$$e = g\sin\theta_W = g^{'}\cos\theta_W \tag{I.1.7}$$

I.1.1.2 Couplages des bosons de jauge aux courants fermioniques

Les couplages des bosons de jauge $W^{\pm}$ aux fermions sont modélisés par la forme $(V - A)$:

$$\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{f}\gamma^\mu(1-\gamma^5)f^{'} \times W^{\pm}_\mu \tag{I.1.8}$$

Le courant neutre met en jeu un couplage du Z aux fermions comprenant une composante vectorielle et axiale, qui s'écrivent en fonction de la 3e composante de l'isospin faible I_{3f} et de $\sin^2\theta_W$:

$$g_{Af} = I_{3f} \tag{I.1.9}$$

$$g_{Vf} = \left(I_{3f} - 2Q_f \sin^2\theta_W\right) \tag{I.1.10}$$

Les valeurs sont indiquées pour chaque fermion dans la table I.1 à l'ordre 0 de la théorie. Le couplage du Z aux fermions est alors:

$$\frac{g}{2}\bar{f}\gamma^\mu(g_{Vf} - \gamma^5 g_{Af})f \times Z_\mu \tag{I.1.11}$$

L'interaction électro-magnétique portée par le photon est elle décrite par un couplage de type vectoriel aux fermions:

$$eQ_f\bar{f}\gamma^\mu f \times A^\mu \tag{I.1.12}$$

Fermions	I_3	Q_f	g_{Af}	g_{Vf}
ν_e, ν_μ, ν_τ	+1/2	0	+1	+1
e^-, μ^-, τ^-	-1/2	-1	-1	$-1 + 4\sin^2\theta_W$
u, c, t	+1/2	+2/3	+1	$1 - \frac{8}{3}\sin^2\theta_W$
d, s, b	-1/2	-1/3	-1	$-1 + \frac{4}{3}\sin^2\theta_W$

Tableau I.1: Couplages vectoriels et axiaux des fermions dans le modèle standard, dans l'hypothèse d'universalité des trois familles.

I.1.2 Les paramètres fondamentaux utilisés à LEP

Les observables s'écrivent en fonction de l'ensemble des paramètres libres introduits précedemment. Chacun de ces paramètres est défini à l'ordre 0 de la théorie: leur valeur est donc modifiée par la prise en compte des corrections radiatives. Comme en électrodynamique quantique, on peut alors se placer dans un schéma de renormalisation qui, à chacun de ces paramètres nus, va associer leur valeur calculée à l'échelle d'énergie q^2 à laquelle on se placera. Ils doivent alors être définis par leur relation à des observables mesurées à l'énergie correspondantes.

Auparavant, le choix des paramètres à partir desquels les prédictions sont calculées doit être effectué. Plusieurs ensembles sont possibles, le choix étant dicté par la clarté de la définition théorique des grandeurs utilisées (corrections radiatives absorbées où non), et par le lien de chacune d'entre elle avec une observable précisemment déterminée. Cette contrainte doit permettre de limiter la dépendance des prédictions aux incertitudes affectant la mesure.

A LEP, en raison de la précision avec laquelle la masse du Z est déterminée, on peut

montrer que les prédictions dans le cadre standard peuvent être effectuées à partir de l'ensemble suivant :

$$(G_\mu, \alpha(0), M_Z, m_f, m_{Higgs})$$

parmi ces paramètres fondamentaux, trois d'entre eux permettent la description de toutes les observables à l'ordre le plus bas de la théorie: il s'agit de la constante de fermi G_μ, de la constante de structure fine $\alpha(0)$, et de la masse du boson Z. Les masses des leptons et des quarks (dont m_t) et la masse du boson de Higgs m_H non observé à ce jour, interviendront lors des prédictions incluant les ordres supérieurs de la théorie par le biais de leur couplage aux bosons de jauge.

I.1.2.1 La constante de fermi G_μ

La constante de Fermi est determinée à partir de la mesure de la durée de vie du muon τ_μ, après soustraction des corrections QED. Conventionnellement, G_μ est définie de manière indépendante de l'échelle d'énergie, à partir de la relation:

$$\tau_\mu^{exp} = \frac{G_\mu^2 m_\mu^2}{192\pi^3}\left(1 - \frac{8m_e^2}{m_\mu^2}\right) C_{QED} \tag{I.1.13}$$

qui fait apparaitre le terme de correction C_{QED} à extraire de la valeur mesurée τ_μ^{exp} donné par la relation:

$$C_{QED} = 1 + \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{25}{4} - \pi^2\right)\left(1 + \frac{2\alpha}{3\pi}\ln\frac{m_\mu}{m_e}\right) \tag{I.1.14}$$

et une dépendance en α.
Ainsi définie, la constante de Fermi absorbe naturellement les corrections électrofaibles du modèle standard. La valeur utilisée par la suite est [3]:

$$G_\mu = 1.16639(2) \times 10^{-5} GeV^{-2} \tag{I.1.15}$$

I.1.2.2 La constante de structure fine α

La constante de structure fine $\alpha(0)$ est définie à partir de la mesure du moment magnétique anormal du muon [4] ou de l'électron. La valeur tirée de la constante de structure fine à $q^2 = s = 0$ est alors [3]:

$$\alpha(0)^{-1} = 137.0359895(61) \tag{I.1.16}$$

La constante de structure fine α, définie ici à une échelle d'énergie nulle, doit être calculée à l'énergie correspondant aux collisions produites au LEP, pour $s = M_Z^2$. Le calcul s'effectue entièrement dans le cadre de la théorie QED. C'est cette valeur de $\alpha(s)$ effective qui entrera dans les prédictions du modèle standard. La valeur utilisée est alors au pôle du Z [5] [6]:

$$\alpha(M_Z^2) = \frac{1}{128.89 \pm 0.09} \tag{I.1.17}$$

Sa détermination sera discutée lors de la présentation du formalisme des couplages effectifs.

I.1.2.3 Les masses M_Z, m_f et m_H

La masse du boson Z introduite dans les calculs est determinée par l'ajustement théorique des paramètres décrivant la courbe de résonance du Z, mesurée à LEP à partir des données accumulées de 1989 à 1994. La valeur utilisée est [7]:

$$M_Z = 91.1884 \pm 0.0022\ GeV/c^2 \tag{I.1.18}$$

En plus de ces trois paramètres, les masses fermioniques doivent aussi être fixées par les mesures expérimentales. Les valeurs utilisées pour les leptons et les quarks légers sont fournies dans [3]. Pour la masse du top, les résultats des expériences CDF et D0 à Fermilab, qui ont mis en évidence un signal interprétable comme la production de quark top [8] [9], ont été utilisés. La valeur de la masse est obtenue à partir de la moyenne des résultats des deux collaborations présentés à la conférence de Moriond [10]:

$$m_t = 175 \pm 9\ GeV/c^2 \tag{I.1.19}$$

La masse du Higgs, à l'origine de l'apparition des masses dans le modèle standard lors du mécanisme de brisure de symétrie, est inconnue à ce jour. Des limites inférieures d'exclusion sont cependant données par les quatre expériences LEP [11]:

$$M_H > 62.5\ GeV/c^2 \tag{I.1.20}$$

tandis que les contraintes théoriques d'unitarité du modèle standard conduisent à fixer une limite à l'ordre de 1 TeV/c^2 [12].

I.2 Les observables du secteur électro-faible à LEP

Les observables mesurées à LEP peuvent être exprimées en fonction des paramètres introduits précédemment $\alpha(s)$, G_μ, M_Z, les masses des fermions m_f et du Higgs m_H ainsi que des constantes de couplage effectives g_{Vf} et g_{Af}, c'est à dire de quantités ayant absorbées les corrections radiatives de la théorie GWS. Ce formalisme, dit "formalisme des couplages effectifs", permet de réécrire les largeurs de désintégration, les sections efficaces et les asymétries sous la même forme qu'à l'ordre 0 ("niveau de Born") en intégrant les corrections radiatives par:

- l'absorption des corrections aux propagateurs du photon dans la constante $\alpha(M_Z^2)$
- l'utilisation des constantes de couplages effectives des fermions au Z, qui contiennent les corrections électrofaibles par le biais de ρ_f et de $\sin^2\theta_W^{eff}$
- l'inclusion d'une dépendance explicite en s dans la largeur totale Γ_Z

Cette description est féconde car elle permet en retour, une fois la structure de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ supposée, de séparer aisément les corrections purement photoniques QED de celle provenant du secteur faible et d'en autoriser ainsi l'évaluation.

I.2.1 Les corrections radiatives dans le formalisme des couplages effectifs

I.2.1.1 Classement des corrections radiatives

Les corrections radiatives au modèle standard sont réparties en deux classes [14]:

- les "corrections QED" comprennent les contributions photoniques comunes à toute théorie impliquant le groupe $U(1)_{em}$ comme sous-groupe de jauge. Elles sont prises en compte de la manière suivante:
  1. les corrections dues à l'énergie propre du photon sont absorbées dans la définition de la constante électromagnétique $\alpha(s)$. Elles comprennent principalement les effets des boucles de fermions.
  2. les corrections aux vertex, aux voies d'entrée et sortie (bremsstrahlung), ainsi que celles dues aux boites impliquant le Z et le γ sont modélisées par le biais d'une fonction radiateur $\mathcal{H}$ que nous décrirons par la suite. Ces corrections sont importantes, puisqu'elles représentent plus de 30% de la valeur de la section efficace totale au pic du Z, et dépendent des coupures d'acceptance expérimentales (photons de l'état initial et final). Elles sont cependant bien connues et calculées à l'ordre deux.
- les corrections dites électro-faibles recouvrent tous les diagrammes excluant les photons virtuels. On en distingue deux ensembles:

1. les corrections dues à l'énergie propre des bosons de jauge, dénommées "polarisation du vide". Elles interviennent par les contributions des boucles (de fermions ou de bosons) aux propagateurs des bosons intermédiaires. Elles impliquent les masses des fermions, comme celle de particules non encore observées à ce jour. Leur caractéristique est leur universalité, puisqu'elles sont indépendantes de l'état final envisagé dans le processus $e^+e^- \to f\bar{f}$. Elles sont absorbées dans le paramètre ρ renormalisé.

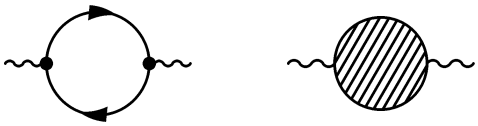
2. les corrections dues à l'énergie propre des fermions entrant où sortant, les corrections de vertex et les diagrammes en boites impliquant les deux bosons massifs W et Z. Intervenant à partir de leur couplage aux fermions, elles dépendent de la nature des paires de fermions $f\bar{f}$ dans l'état final. Elles sont absorbées en partie dans ρ_f qui admettra maintenant une dépendance en la saveur du fermion final, et dans $\sin^2\theta_W^{eff}$. D'autres types de corrections, dues aux diagrammes en boite, sont très faibles autour du pôle du Z, leur contribution relative à $s = M_Z^2$ étant inférieure à 0.02%. Cela s'explique par le fait qu'elles ne sont pas résonantes. Leur contribution n'est certainenement plus négligeable à LEP2.

I.2.1.2 Les corrections QED: le paramètre $\alpha(M_Z^2)$

Le calcul de $\alpha(s)$ à l'énergie s est effectué entièrement dans le cadre de la théorie QED: l'inclusion des corrections au propagateur du photon conduisent à une modification qui peut être absorbée dans la redéfinition de la charge électro-magnétique, dite "charge effective", définie à partir du couplage $ee\gamma$:

$$ie\gamma^\mu \to i\left(e - \frac{1}{2}e\Pi^\gamma(s)\right)\gamma^\mu \tag{I.2.21}$$

où Π^γ contient les effets des corrections radiatives. La charge effective introduite va prendre en compte l'évolution de e lorsque l'on passe de $s = 0$ à $s = M_Z^2$.
Les contributions principales proviennent des effets des boucles de fermions dans le propagateur du photon jusqu'à l'énergie à laquelle on veut déterminer $e(s)$:



$e,\ \mu\ ,\tau$ $\qquad$ $hadrons$

La part qui provient des leptons, de masses connues, est calculée explicitement dans le cadre de la théorie QED. La contribution des quarks est elle déterminée par le biais d'une relation de dispersion appliquée sur le rapport des mesures des sections efficaces hadroniques sur la section efficace calculée à l'ordre le plus bas dans QED $\sigma_\mu^0(s) = \frac{4}{3\pi}\frac{\alpha^2}{s}$:

$$R^\gamma(s) = \frac{\sigma(e^-e^+ \to \gamma^* \to hadrons)(s)}{\sigma_\mu^0(s)} \tag{I.2.22}$$

Les incertitudes expérimentales sur la détermination de $R^\gamma(s)$ constitue la principale limite au calcul de la charge effective. Sa dernière réevaluation est présentée en annexe A.1.

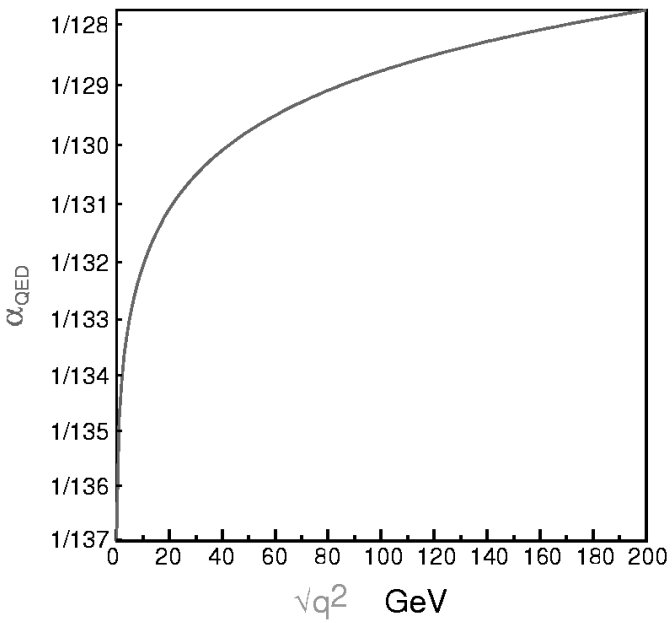


Figure I.2.1: Evolution de la constante de structure fine avec l'énergie dans le centre de masse $s = q^2$ [6]

La constante de structure fine $\alpha = \frac{e^2(s)}{4\pi\epsilon_0 hc}$ à l'echelle d'énergie $s = M_Z^2$ est alors donnée par l'expression:

$$\alpha(M_Z^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha} \tag{I.2.23}$$

où $\Delta\alpha$ contient les effets des boucles de fermions. La courbe I.2.1 représente l'évolution de $\alpha(s)$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la réaction $\sqrt{s}$. Il est à noter que l'incertitude provient principalement de la mesure des rapports R^γ dans la contribution des cinq quarks légers.
Pour $M_Z = 91.187\, GeV$ la valeur utilisée est [5] [6]:

$$\alpha(M_Z^2) = \frac{1}{128.89 \pm 0.09} \tag{I.2.24}$$

I.2.1.3 Le paramètre ρ_f et les couplages effectifs g_{Vf} et g_{Af}

Le paramètre ρ nu est défini conventionnellement par le rapport, valable à l'ordre 0 de la théorie:

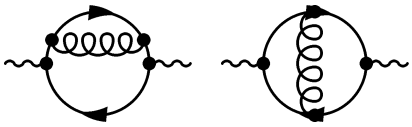
$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W} \tag{I.2.25}$$

où $\cos^2\theta_W$ est l'angle de mélange défini à partir des constantes de couplage des groupes $SU(2)$ et $U(1)$. Il vaut 1 dans le modèle standard minimal, dans lequel le champ de Higgs est un doublet scalaire d'isospin.
Lors de la prise en compte des corrections radiatives universelles aux propagateurs des

bosons W et Z, ce paramètre s'ecarte de l'unité et est relié à la masse du quark top et du boson de Higgs [15]:

$$\rho \to 1 + \Delta\rho \approx 1 + \frac{\alpha}{\pi}\frac{m_t^2}{M_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi}\ln\frac{M_H^2}{M_W^2} \tag{I.2.26}$$

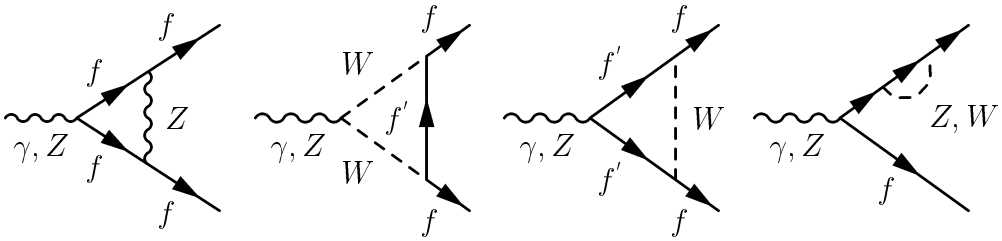
La contribution bosonique, ici écrite dans le cas d'un Higgs lourd ($M_H \gg M_W$), est très faible vis-à vis de celle du quark top. En conséquence, les contraintes déduites de ρ dans le cadre du modèle standard auront peu de portée sur la détermination de la masse du Higgs.
Les corrections QCD interviennent aussi dans les calculs de la polarisation du vide, par le biais de ligne interne de gluons:



et vont modifier les corrections aux propagateurs à l'ordre $\alpha\alpha_s$. On peut alors écrire au premier ordre [14]:

$$\rho \to 1 + \Delta\rho\left[1 - \frac{2\pi^2+6}{9}\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)\right] \simeq 1 + 0.9\Delta\rho \tag{I.2.27}$$

Les corrections aux vertex sont aussi à prendre en compte. Dans les cas où la masse des fermions m_f peut être négligée face à l'échelle faible M_W, les corrections aux vertex peuvent être absorbées dans des facteurs de forme qui vont simplement s'ajouter aux termes de couplages axiaux et vectoriels des courants neutre ou électromagnétique. Ces corrections sont associées aux diagrammes suivants:



et impliquent une faible dépendance de ρ en la saveur des fermions de l'état final:

$$\rho \to \rho_f = 1 + \Delta\rho_f \tag{I.2.28}$$

ainsi que dans l'expression des courants neutre et électromagnétique, par le biais d'une redéfinition des couplages g_{Af} et g_{Vf}, que nous re-écrirons ci-après.
Il est à noter que le quark b doit faire l'objet d'un traitement particulier en raison de la contribution virtuelle du quark Top dans les corrections au vertex.

I.2.1.4 L'angle de mélange $\sin^2\theta_W$

L'angle de mélange $\sin^2\theta_W$ introduit au début est apparu à l'ordre le plus bas de la théorie lors du mélange de deux champs de jauge associés aux symétries $SU(2)_L$ et $U(1)$. L'inclusion des corrections radiatives modifie son contenu et il est alors nécessaire de

le définir par son lien aux observables mesurées expérimentalement. Nous reprenons ici brièvement de [15] et [16] les différentes définitions utilisées jusqu'alors, en discutant particulièrement celle utilisée à LEP dans le cadre du formalisme des couplages effectifs. Il est à noter que les définitions suivantes ne sont équivalentes qu'à l'ordre 0 de la théorie.

- la première définition de $\sin^2\theta_W$ est celle de Sirlin:

$$\sin^2\theta_W \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \tag{I.2.29}$$

  Elle a été utilsée pour l'interprétation des résultats des expériences $p\bar{p}$ de mesures directes des masses des bosons W et Z, ainsi que par les expériences de diffusion de neutrinos profondemment inélastique νN, mesurant le rapport du courant neutre sur le courant chargé R_ν et $R_{\bar{\nu}}$. La comparaison des valeurs obtenues à partir de mesures indépendantes offrait alors un test du modèle standard à l'ordre du $\simeq 1\%$ sur $\frac{M_W}{M_Z}$.
  Cette expression n'est cependant pas utilisée à LEP, en raison de sa redondance avec la mesure de la masse M_W, M_Z étant aujourd'hui déterminée très précisemment à LEP.

- la seconde utilise la mesure précise de la masse du Z, et s'écrit:

$$\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W \equiv \frac{\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2}G_\mu M_Z^2} \tag{I.2.30}$$

  cette mesure est une des plus précises, mais, comme dans le cas précédent, présente l'inconvénient d'être redondante avec la mesure de la masse du Z. Elle dépend de plus de la connaissance de la valeur de α à l'énergie de la mesure.

- une autre définition s'inscrit dans le schéma de renormalisation $\overline{MS}$, à partir des constantes de couplage $\hat{e}$ et $\hat{g}$ des groupes de jauge $U(1)$ et $SU(2)$ calculées à l'énergie q^2:

$$\sin^2\theta_W|_{\overline{MS}}(q^2) \equiv \frac{\hat{e}(q^2)}{\hat{g}(q^2)} \tag{I.2.31}$$

  où $\hat{e}$ et $\hat{g}$ sont les constantes de couplage renormalisées dans le schéma $\bar{M}S$. Cette définition est utilisée dans le contexte des théories de grande unification, mais a l'inconvénient de n'être pas simplement reliée à des observables mesurables au LEP.

- la définition utilisée à LEP met en jeu les couplages effectifs g_{Af} et g_{Vf}:

$$\sin^2\theta_W^{eff} \equiv \frac{1}{4}\left(1 - \frac{g_{Vl}}{g_{Al}}\right) \tag{I.2.32}$$

  les constantes de couplage incluant les corrections électro-faibles par le biais de ρ_f dépendant de la saveur des fermions de l'état final:

$$g_V^f = \sqrt{\rho_f}\left(I_f^3 - 2Q_f\sin^2\theta_W^{eff}\right)$$
$$g_A^f = \sqrt{\rho_f}I_f^3$$

Les valeurs des couplages effectifs sont extraites des mesures d'asymétries leptoniques, cette définition présentant les avantages [17] d'être indépendante de la valeur de α, et d'unifier les mesures d'asymétries au Z (A^l_{FB}, A^q_{FB}, Q_{FB}...). De plus, elle est reliée à des constantes de couplage variables avec q^2 à une constante près [15]. Elle est enfin une des plus précises. Son inconvénient est de dépendre (faiblement) de la saveur des fermions de l'état final, ce qui nécessite l'ajout dans l'expression (I.2.32) d'un facteur additif δ_q, calculable dans le cadre du modèle standard pour les quarks légers comme pour le quark b.

L'absorption des corrections radiatives dans $\sin^2\theta_W^{eff}$ permet de re-écrire les courants neutres tels que:

$$J_Z^f = \gamma_\mu \sqrt{\rho_f}\left((I_3^f - 2Q_f \sin^2\theta_W^{eff}) - I_3^f\gamma_5\right) \tag{I.2.33}$$

I.2.2 La section efficace $\sigma_{f\bar{f}}(s)$ dans l'approximation de Born améliorée

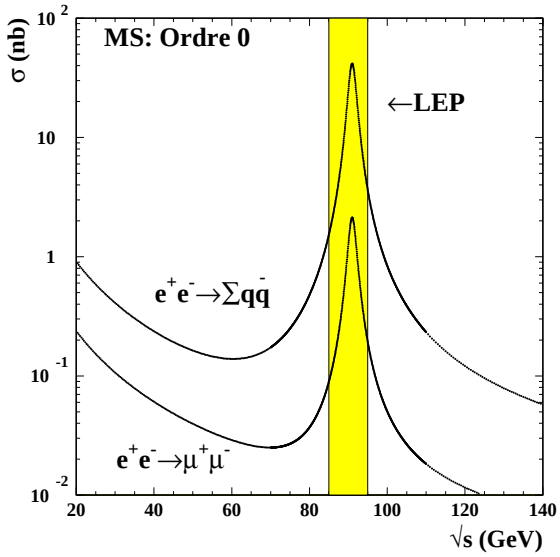


Figure I.2.2: Section efficace du processus $\sigma_{f\bar{f}}(s)$ en fonction de l'énergie de la collision, à l'ordre 0 de la théorie. La première courbe correspond aux désintégrations hadroniques, la seconde aux désintégrations en $\mu\mu$.

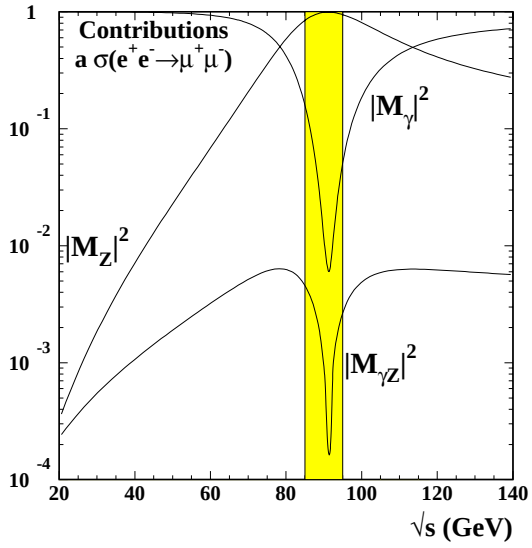
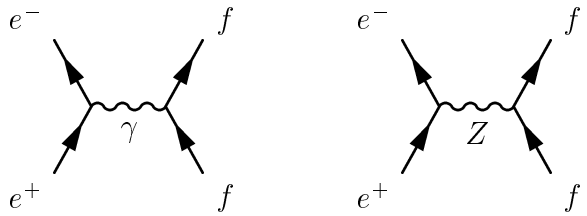


Figure I.2.3: Contributions relatives à la section efficace totale $\sigma_{f\bar{f}}(s)$ en fonction de l'énergie de la collision, à l'ordre 0 de la théorie. La valeur absolue du terme d'interférence γZ, négatif en dessous du pôle, est ici représentée.

L'amplitude du processus $e^+e^- \to f\bar{f}$ comprend les contributions provenant des graphes suivants:



La section efficace correspondante s'écrit alors comme la somme des amplitudes d'échange du Z $\mathcal{M}_Z$ et du photon $\mathcal{M}_\gamma$ au carré :

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = |\mathcal{M}_Z|^2 + |\mathcal{M}_\gamma|^2 + \frac{1}{2}\left[\mathcal{M}_\gamma^*\mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_\gamma\mathcal{M}_Z^*\right] \tag{I.2.34}$$

dont l'importance relative varie en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision.
La figure I.2.2 représente la section efficace des deux processus $e^+e^- \to hadrons$ et $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ en fonction de $\sqrt{s}$, tandis que la figure I.2.3 montre l'importance relative des contributions dues au terme QED d'échange du γ, au terme d'échange du Z et de l'interférence γZ sur le même domaine d'énergie. Il apparait que l'importance du terme purement QED (échange du γ) est de l'ordre de 1% autour du pôle du Z. En revanche, la contribution à la section efficace totale provenant du terme d'interférence est inférieure à 10^{-4}: ce terme ne sera donc pas mesuré à LEP 1, et sa valeur sera fixée aux prédictions du modèle standard.

I.2.2.1 Section efficace déconvoluée des corrections photoniques

L'ajustement de la section efficace à LEP s'effectue alors à l'aide d'une formulation qui permet la séparation des corrections QED et des corrections électro-faibles inclues dans les couplages effectifs. Elle fait donc intervenir les largeurs fermioniques qui, par définition, contiennent déja les corrections à tous les ordres.
L'expression utilisée à Aleph, déconvoluée des corrections radiatives photoniques de l'état initial que nous verrons plus tard, est définie dans [26]:

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \frac{s}{(s-M_Z^2)^2 + s^2\frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} \times \left[\frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_f}{M_Z^2}\left(\frac{1}{1+\delta_{QED}}\right) + \frac{I_f(s)(s-M_Z^2)(1+\delta_{QCD})}{s}\right] + \frac{4\pi\alpha(s)^2}{3s}Q_f^2 N_c(1+\delta_{QCD})(1+Q_f^2\delta_{QED}) \tag{I.2.35}$$

dans laquelle on reconnait les termes suivants:

- la contribution principale due à l'échange du Z qui, au pôle, devient:

$$\sigma_{f\bar{f}}(M_Z^2) \equiv \sigma_{f\bar{f}}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2}\frac{\Gamma_e\Gamma_f}{\Gamma_Z^2}\left(\frac{1}{1+\delta_{QED}}\right) \tag{I.2.36}$$

  qui est la section efficace au pic du processus $e^+e^- \to f\bar{f}$ correspondant à l'échange du Z. La présence du terme en $(\frac{1}{1+\delta_{QED}})$ s'explique par la nécessité d'éviter le double-comptage des corrections radiatives QED déja contenues dans Γ_e et qui apparaitront lors de la prise en compte explicite des corrections photoniques dans la voie d'entrée par le biais de la fonction radiateur.

- le terme d'interférence γZ est proportionnel à I_f fixé dans le modèle standard dans le cas leptonique par:

$$I_l = \frac{-4\pi Q_l\alpha(s)\alpha(M_Z^2)}{6}.\left(\frac{I_3^e - 2Q_e\sin^2\theta_W^{eff}}{\sin\theta_W^{eff}\cos\theta_W^{eff}}\right)\left(\frac{I_3^l - 2Q_l\sin^2\theta_W^{eff}}{\sin\theta_W^{eff}\cos\theta_W^{eff}}\right)(1+Q_l^2\delta_{QED}) \tag{I.2.37}$$

où l'angle de mélange effectif $\sin\theta_W^{eff}$ est donné par sa valeur determinée à l'énergie du Z. Dans le cas d'état final hadronique (sommé sur les quarks):

$$I_{had} = \frac{-12\pi\alpha(s)\alpha(M_Z^2)}{6}.(\frac{I_3^e - 2Q_e\sin^2\theta_W^{eff}}{\sin\theta_W^{eff}\cos\theta_W^{eff}})\sum_q(\frac{I_3^l - 2Q_q\sin^2\theta_w^{eff}}{\sin\theta_W^{eff}\cos\theta_W^{eff}})Q_q(1+Q_q^2\delta_{QED}) \tag{I.2.38}$$

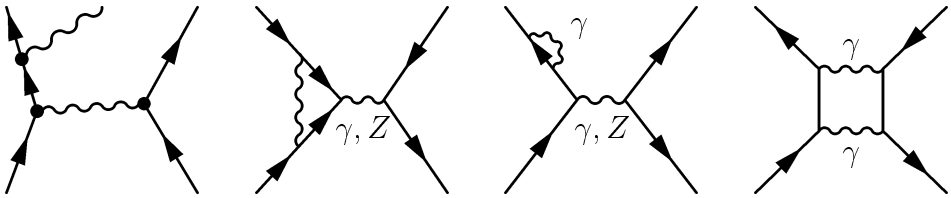
Le choix d'écrire le terme d'interférence dans un cadre particulier brise donc en principe l'indépendance de la formulation vis-à vis du modèle standard.

- le terme purement électro-magnétique est calculé dans le cadre de la théorie QED. En supposant les charges de couleurs connues, la contribution de l'échange du photon sommé sur les cinq quarks légers s'écrit :

$$\frac{4\pi}{3}\frac{\alpha^2(s)}{s}\left(\frac{11}{3}+\frac{35}{27}\delta_{QED}\right)(1+\delta_{QCD}) \tag{I.2.39}$$

I.2.2.2 Influence des corrections photoniques (QED) sur $\sigma_{f\bar{f}}(s)$

L'expression de $\sigma_f(s)$ doit inclure les corrections QED qui ne sont pas prises en compte dans l'expression précédente. Ces dernières correspondent aux graphes suivants:



qui mettent en jeu respectivement les corrections dues à l'émission de γ réels dans la voie d'entrée (graphe 1), les corrections virtuelles au vertex et de self-énergie avec un photon (graphes 2 et 3), et les contributions des boites imliquant le γ. La principale contribution provient du premier graphe, qui met en jeu des photons réels, et dont le calcul est dépendant de l'acceptance du détecteur.

Leur calcul est effectué de manière très précise dans le cadre de QED. Les effets de ces corrections sont modélisés par une fonction radiateur $\mathcal{H}(z)$ qui comprend les contributions décrivant l'émission des photons mous et durs. La section efficace intégrée totale est alors la résutante de la convolution de la section efficace $\sigma_{f\bar{f}}(s)$ avec la fonction $\mathcal{H}(z)$ sur l'ensemble du spectre des photons émis:

$$\sigma(s) = \int_{z0}^{1} dz\sigma_{f\bar{f}}(s^{'}z)\mathcal{H}(z) \tag{I.2.40}$$

où $s^{'}$ est l'énergie au carré disponible dans le centre de masse après émission du γ en voie d'entrée, et z la fraction d'énergie emportée par le photon rayonné. La limite inférieure d'intégration est bornée cinématiquement par le seuil correspondant à la masse des fermions:

$$4\frac{m_f^2}{s} = z_0 \leq z \tag{I.2.41}$$

Pour les hadrons, la limite cinématique est fixée à Aleph à $0.1\sqrt{s}$.

La fonction $\mathcal{H}(z)$ peut être développée en fonction des puissances de $\frac{\alpha}{\pi}$ selon l'ordre auquel

on veut la déterminer. Une approximation analytique des corrections dues aux radiations de photons permet de décrire la section efficace totale en utilisant l'approximation de Born améliorée. Elle est détaillée dans [24] et [25] à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$. La section efficace hadronique totale corrigée en fonction de $\sqrt{s}$ est représentée sur la figure I.2.4.

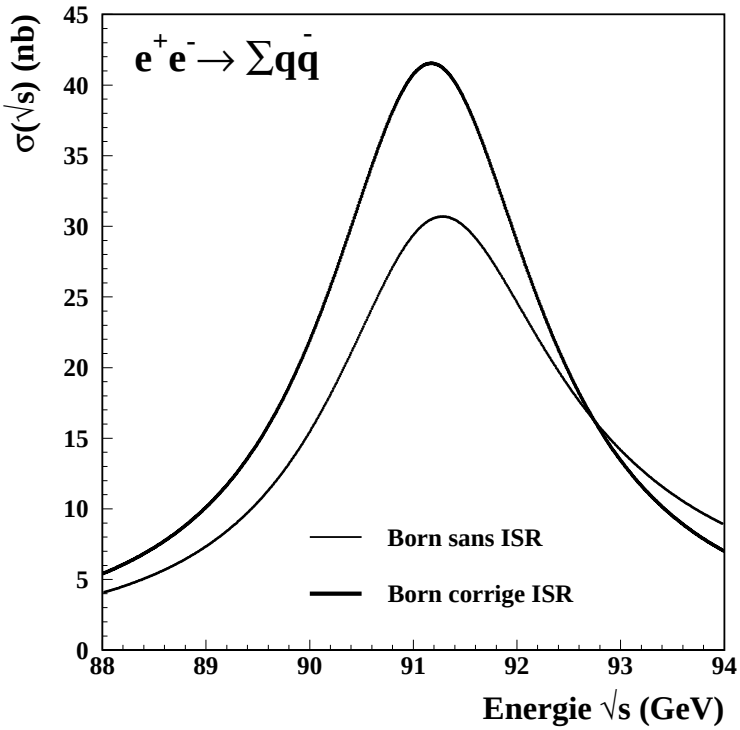


Figure I.2.4: Effets sur la section efficace $e^+e^- \to hadrons$ des corrections purement photoniques.

Les deux principales conséquences de ces corrections QED sur les paramètres de la courbe de résonance du Z sont:

- la réduction du maximum de section efficace par un facteur: $\sigma^0_{f\bar{f}} \to 0.74\ \sigma^0_{f\bar{f}}$
- le déplacement de la position du maximum: $\Delta\sqrt{s}(pic) \simeq \frac{\beta_f \pi}{8}\Gamma_Z \approx 89 MeV$

Ces effets sont intégrés dans les formulations quasi-indépendantes de la modélisation standard, utilisées dans l'ajustement des paramètres décrivant la résonance du Z.

I.2.3 Largeurs de désintégration Γ_f et Γ_Z

Les largeurs de désintégration du $Z \to f\bar{f}$ mesurées à LEP peuvent être reliées aux paramètres de la modélisation standard par [14]:

$$\Gamma_f = N_C \frac{M_Z^3 G_\mu}{6\sqrt{2}\pi} \times \left(g_{Vf}^2 + g_{Af}^2\right)(1+\delta_{QED})(1+\delta_{QCD}) \tag{I.2.42}$$

où N_C est le facteur de couleur du fermion ($N_C = 1$ pour les leptons et $N_C = 3$ pour les quarks). Dans cette expression, comme dans celles qui suivront, les facteurs de masse en

$\left(1 - 4\frac{m_f^2}{M_Z^2}\right)$ seront négligés.
La valeur mesurée Γ_f contient par définition les effets des corrections radiatives associées à l'état final. Les corrections QED s'écrivent $\delta_{QED} = \frac{3\alpha(M_Z^2)}{4\pi}$ où la valeur de $\alpha(M_Z^2)$ est donnée dans (I.2.20). Les corrections QCD apparaissent pour les états finaux impliquant la production de quarks, et correspondent aux calculs perturbatifs avec émission de gluons. Elles valent [18]:

$$\delta_{QCD} = 1.060\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} + (0.9 \pm 0.1)\left(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi}\right)^2 - 15\left(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi}\right)^3 \tag{I.2.43}$$

où $\alpha_s(M_Z^2)$ est la constante de couplage forte déterminée au pôle du Z, et vaut [19]: $\alpha_s(M_Z^2) = 0.118 \pm 0.003$.

I.2.4 Les asymétries leptoniques $A_{FB}^l(s)$

L'asymétrie avant-arrière des distributions fermioniques de l'état final est donnée par la relation [20]:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{3}{8}\sigma_{f\bar{f}}(s)\left(1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}^f(s)\cos\theta\right) \tag{I.2.44}$$

où θ est l'angle entre le fermion sortant et l'électron entrant. Autour du pôle du Z, l'asymétrie dépendant de s fait apparaitre les deux termes d'échange du Z et d'interférence [15]:

$$A_{FB}^f(s) \approx \frac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_f + Q_eQ_f\frac{(s - M_Z^2)}{M_Z^2}6\sin^2\theta_W^{eff}\cos^2\theta_W^{eff}\frac{g_{Ae}g_{Af}}{(g_{Ae}^2 + g_{Ae}^2)(g_{Af}^2 + g_{Vf}^2)} \tag{I.2.45}$$

avec:

$$\mathcal{A}_f(M_Z^2) = 2\frac{g_{Vf}g_{Af}}{(g_{Vf}^2 + g_{Af}^2)} \tag{I.2.46}$$

L'évolution des asymétries leptoniques en fonction de $\sqrt{s}$ est représentée sur la figure I.2.5. Cette grandeur dépend de l'importance relative du terme d'interférence γZ par rapport au terme d'échange du photon et du Z. On peut distinguer trois régions dans l'évolution de l'asymétrie avec $\sqrt{s}$:

1. entre $40GeV \leq \sqrt{s} \leq 80$ GeV, les asymétries sont larges $A_{FB}^f \geq 20\%$ et négatives. Ce domaine a été étudié par les collisionneurs e^+e^- PETRA, PEP, TRISTAN.

2. entre 88.4 $GeV \leq \sqrt{s} \leq 94.4$ GeV (LEP 1) les valeurs des asymétries attendues sont faibles en raison de la pré-dominance du terme d'échange par le Z relativement au terme d'interférence. Toutefois, la contribution de ce terme varie très rapidement avec l'énergie autour du pôle (I.2.3). Les asymétries attendues hors pic sont comparées à 89.4 et 93 GeV avec l'asymétrie au pôle du Z sur la figure I.2.6.

3. pour $\sqrt{s} > 95$ GeV la contribution du terme d'interférence s'accroit rapidement, ce qui se traduit par une asymétrie plus forte des distributions. Le LEP, dans sa seconde phase, pourra atteindre ces énergies.

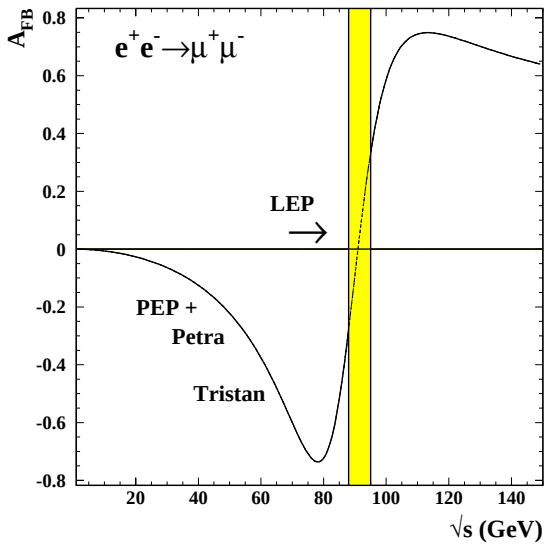


Figure I.2.5: Asymétrie de la production de paires de muons en fonction de l'énergie de la collision, à l'ordre 0 de la théorie.

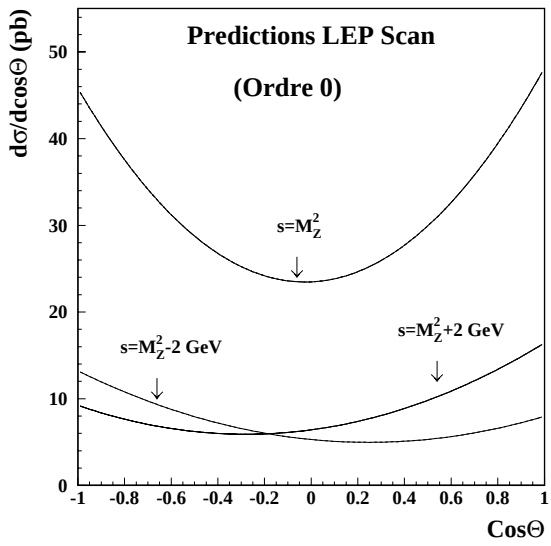


Figure I.2.6: Distributions angulaires leptoniques attendues à LEP à trois valeurs de l'énergie autour du pôle du Z.

I.2.4.1 Corrections photoniques à $A^l_{FB}(s)$

La radiation de photons dans l'état initial provoque un élargissement de la largeur du Z. Les asymétries variant rapidement avec l'énergie autour du pole du Z, un accroissement de la largeur se traduit donc par une augmentation plus faible de la contribution du terme d'interférence à la section efficace lorsque l'on s'écarte du pic, et:

$$A^l_{FB}(s^{'}) < A^l_{FB}(s) \tag{I.2.47}$$

De façon similaire à ce qui a été fait avec la section efficace, on peut alors définir l'asymétrie comme la convolution d'une fonction radiateur avec $A^l_{FB}(s)$:

$$A_{FB}(s) = \frac{8}{3\sigma(s)} \int_0^{zmax} dz H(s,z) C(s(1-z)) A_{FB}(s(1-z)) \tag{I.2.48}$$

où z est la fraction d'énergie enlevée par le photon radié et C est défini dans [20].
Une formulation complète de la formulation utilisée pour ajuster les asymétries $A^l_{FB}(s)$ à Aleph est donnée dans FBMIZA [27]. L'effet de la prise en compte des corrections des états initiaux est représenté sur la figure I.2.7. Il va dans le sens d'une réduction des asymétries au pôle du Z.

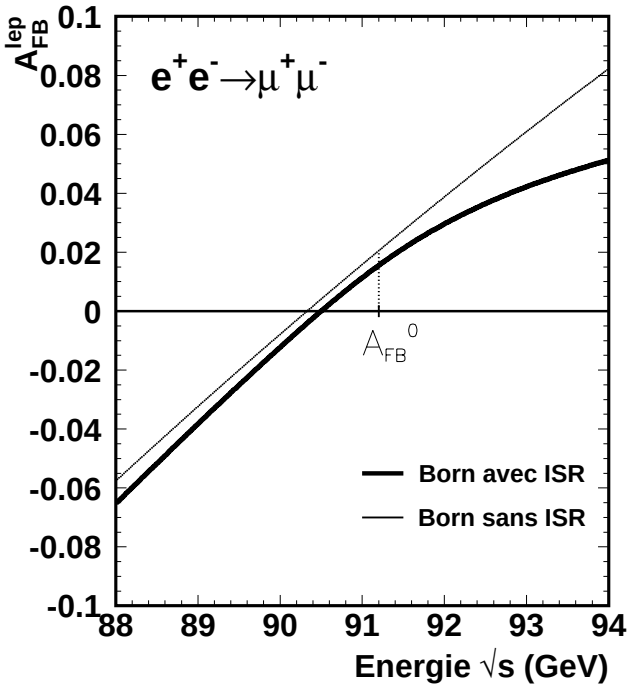


Figure I.2.7: Effets des corrections radiatives sur l'asymétrie du muon.

I.3 Tests du secteur électro-faible du modèle standard: M_W, M_Z et courant neutre

L'étude du courant faible neutre a constitué le premier test de l'unification des interactions dans le cadre d'une théorie de jauge de groupe $SU(2)_L \otimes U(1)$. Après sa mise en évidence en 1973 à Gargamelle [28], les tests du secteur électro-faible se sont portés selon les axes suivants:

- une série de tests a été assurée auprès de collisionneurs e^+e^- à des énergies intermédiaires $[20, 60]$ GeV dans les années 80. Ce sont les collaborations installées à PEP, PETRA et TRISTAN. Elles ont mis en évidence l'influence du terme d'interférence γZ dans les mesures de sections efficaces fermioniques. Elles ont aussi conduit à l'établissement de contraintes sur les constantes de couplage g_V et g_A décrivant le courant neutre dans le cadre standard, à partir des mesures de $R = \frac{\sigma_{f\bar{f}}}{\sigma_{QED}}$ et des asymétries leptoniques.

- d'autres tests ont été effectués auprès des expériences de diffusion de neutrinos sur des électrons (CHARM, CHARM II puis plus tard LAMPF) ou des nucléons (CDHS, CCFR). A partir de la mesure des sections efficaces de diffusion, leurs apports se situent dans le domaine de la détermination des constantes de couplage, du rapport $\frac{M_W}{M_Z}$ et ρ à partir de la mesure du rapport des courants neutres et chargés R_ν et $R_{\bar{\nu}}$.

- les premières mesures de la masse des bosons de jauge a constitué un apport important au début des années 80 (1982-83). Elles ont été effectuées au CERN auprès de collisionneurs $p\bar{p}$, pour les collaborations UA1 et UA2, puis plus tard à CDF et D0. Les premières mesures de la masse du Z auprès d'un collisionneur e^+e^- ont été conduites à SLAC par l'expérience SLC en 1989. Ces expériences ont permis d'établir également des contraintes sur le nombre de familles de neutrinos légers, non prédits par le modèle standard.

- la physique au pôle du Z (SLAC et LEP) ouvre alors une période de tests de haute précision: universalité des familles de leptons, détermination du nombre de familles de neutrinos légers, et, dans le cadre standard, mesure des corrections radiatives et établissement de contraintes sur les masses de particules non observées directement, mais prédites par la modélisation.

Des tests des corrections électrofaibles qui affectent les observables décrivant les courants électro-faibles ont également été entrepris. Les principaux effets considérés par la suite concernent les corrections aux propagateurs du Z et du W (par le biais de ρ) qui renseignent aussi sur la structure en champ de Higgs. Enfin, des mesures indépendantes de $\sin^2\theta_W$ selon la définition de Sirlin (expériences $p\bar{p}$ et diffusion neutrinos) effectuées aux collisionneurs $p\bar{p}$ et νN ont permis de tester très tôt la validité du modèle standard à l'ordre du $\simeq 1\%$.

I.3.1 Les tests du secteur neutre aux collisionneurs e^+e^- pour $E(cm) << M_Z$

Les premières expériences effectuées auprès de collisionneurs e^+e^- à des énergies intermédiaires $20 < \sqrt{s} < 65$ GeV (PETRA, PEP et TRISTAN) ont permis de mettre en évidence l'importance de l'échange du Z dans les sections efficaces hadroniques et leptoniques et les asymétries mesurées.
Les résultats, présentés en [30], ont été obtenus auprès des collaborations PETRA, PEP et TRISTAN, dont les références sont les suivantes:

PETRA	**PEP**	**TRISTAN**
Cello [31]	Hrs	Amy [38]
Jade [32]	Mac [36]	Topaz [39]
Mark I [33]	Mark II [37]	Venus [40]
Pluto [34]		
Tasso [35]		

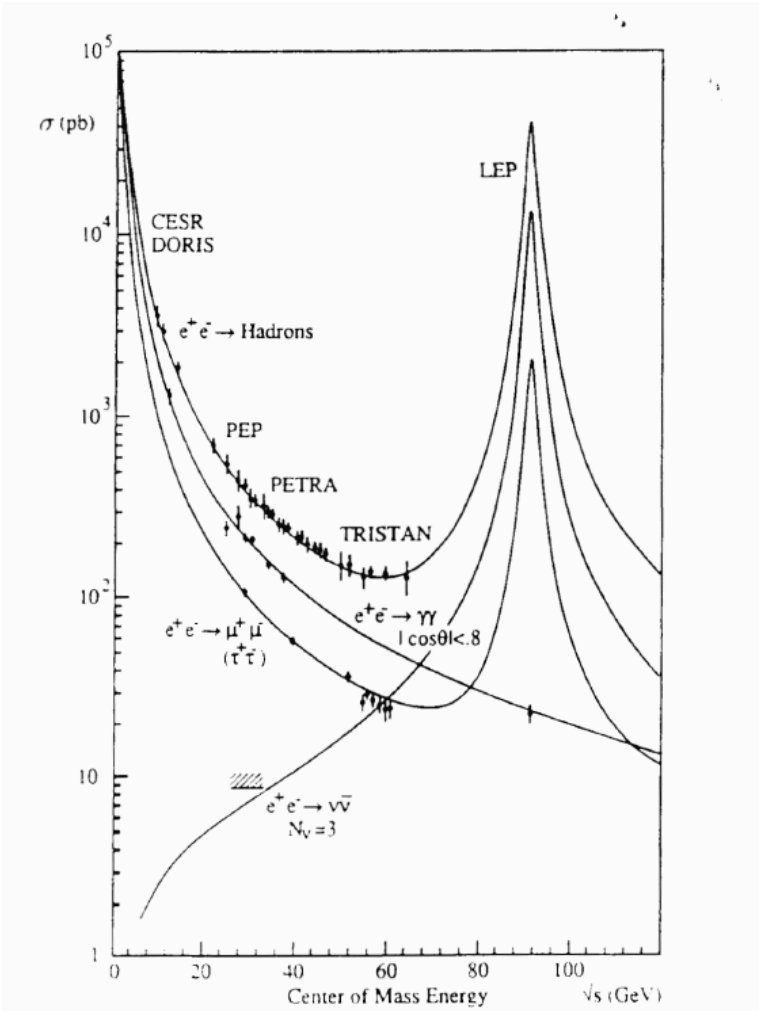


Figure I.3.8: Mesures des sections efficace des processus $\sigma_{f\bar{f}}$ pour en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

I.3.1.1 Détermination de σ_{had}, σ_{lept} et R

Le domaine d'énergie couvert par les machines précédentes est un domaine dominé par la contribution due à l'échange du photon. Les mesures de sections efficaces effectuées de 20 à 60 GeV, pour les processus $e^+e^- \to hadrons$ et $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, sont répertoriés sur la figure I.3.8.
Un des premiers enseignements de ces mesures est le test de la symétrie de couleur par la détermination expérimentale du rapport:

$$R = \frac{\sigma_{had}}{\sigma_\mu^0} \tag{I.3.49}$$

où σ_μ^0 est calculée dans le cadre de QED à l'ordre le plus bas:

$$\sigma_\mu^0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \tag{I.3.50}$$

Dans le cas de trois états de couleur associés à chacun des quarks, $R = \frac{11}{3}$.
En fait, ce rapport $R(s)$ peut être paramétré en fonction des constantes de couplage g_A et g_V. Une paramétrisation [39] incluant les corrections à l'ordre 3 de QCD permet décrire R en fonction de $\mathcal{R}(s)$ et $\mathcal{B}(s)$ qui contiennent les termes d'échange du γ, du Z et du terme d'interférence, qui s'écrivent en fonction des constantes de couplages:

$$\mathcal{R}(s) = \left(Q_e^2 Q_f^2 + 2Q_e Q_f Re\chi_Z^0 g_{Ve} g_{Vf} + |\chi_Z^0|^2 (g_{Ae}^2 + g_{Ve}^2)(g_{Af}^2 + g_{Vf}^2)\right) \tag{I.3.51}$$

et

$$\mathcal{B}(s) = \left(4Re\chi_Z^0 g_{Ae} g_{Af} + 8 g_{Ae} g_{Af} g_{Ve} g_{Vf} |\chi_Z^0|^2\right) \tag{I.3.52}$$

où a été défini le terme

$$\chi_z^0(s) = \frac{1}{16\cos^2\theta_W \sin^2\theta_W} \frac{s}{s - M_Z^2} \tag{I.3.53}$$

Sensibles à la présence du boson Z, les mesures de R permettent donc de mesurer la contribution due à l'existence du courant neutre faible à la section efficace de production, contraignant la masse du Z. Des contraintes peuvent aussi être établies sur la constante de couplage forte $\alpha_s(s)$ (test de QCD) et sur $\sin^2\theta_W$. La figure I.3.9 représente les mesures obtenues sur R avec le résultat de l'ajustement global pour les expériences PEP, PETRA et la collaboration Topaz (à TRISTAN).

Les contraintes imposées sur la masse du Z à l'aide de l'ensemble de ces résultats permettent d'aboutir à [39]:

$$M_Z = 89.2^{+2.1}_{-1.8} GeV/c^2 \tag{I.3.54}$$

pour un angle de mélange de:

$$\sin^2\theta_W = 0.233^{+0.035}_{-0.025} \tag{I.3.55}$$

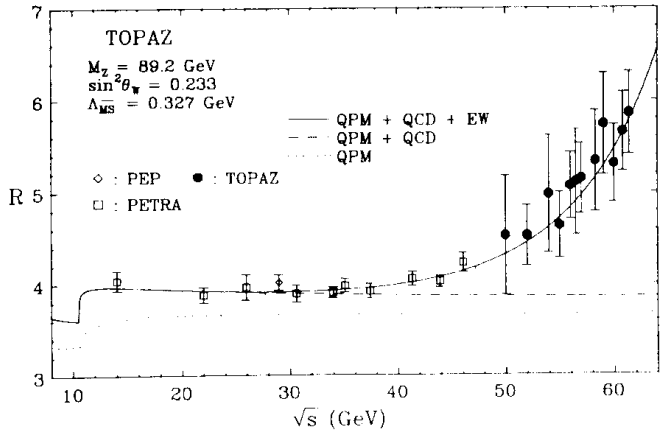


Figure I.3.9: Mesures de R pour les expériences PEP, PETRA et Topaz à TRISTAN. Le résultat est comparé aux modélisations QPM (Quark-Parton Model), QPM + QCD et QPM+QCD+Theorie Electro-faible.

I.3.1.2 Les mesures de sections efficaces et des asymétries leptoniques

Les mesures du rapport R pour les leptons, couplées avec celles des asymétries, permettent de contraindre plus fortement les constantes de couplage. En effet, dans le cas des leptons, les asymétries leptoniques deviennent:

$$A^l_{FB}(s \ll M_Z^2) \approx \frac{3G_\mu s}{4\sqrt{2}e^2}\left(\frac{M_Z^2}{s - M_Z^2}\right) g_{Ae}g_{Al} \tag{I.3.56}$$

La figure I.3.10 répertorie l'ensemble des résultats des mesures des asymétries des muons et des taus pour les collaborations PEP, PETRA et Amy à TRISTAN. A partir de $\mathcal{R}^l$, $\mathcal{B}^l$ définis cette fois dans le cas des leptons, les contraintes sur les couplages s'écrivent:

$$\mathcal{R}^l = 1 + 8g_{Ve}g_{Vl}\chi + 16(g_{Ve}^2 + g_{Ae}^2)(g_{Vl}^2 + g_{Al}^2)\chi^2 \tag{I.3.57}$$

et

$$A^l_{FB} = 6g_{Ae}g_{Al}\chi \tag{I.3.58}$$

Ces résultats conduisent toutefois à des contraintes très faibles au vu des incertitudes expérimentales sur les produits des couplages axiaux et vectoriels, de l'ordre de 20% pour Amy [38] et pour Venus (à TRISTAN) [40].

I.3.2 Mesures de M_Z et M_W auprès de collisionneurs $p\bar{p}$

Plusieurs expériences ont permis d'effectuer les premières mesures de masse des bosons neutre Z et chargé $W^\pm$: UA1 et UA2 auprès de collisionneurs $p\bar{p}$ au CERN, les détecteurs MarkII et SLD situés auprès du collisionneur e^+e^- à SLAC. Enfin, les mesures directes les plus précises du W sont aujourd'hui encore fournies par les collaborations localisées à Fermilab, D0 et CDF.

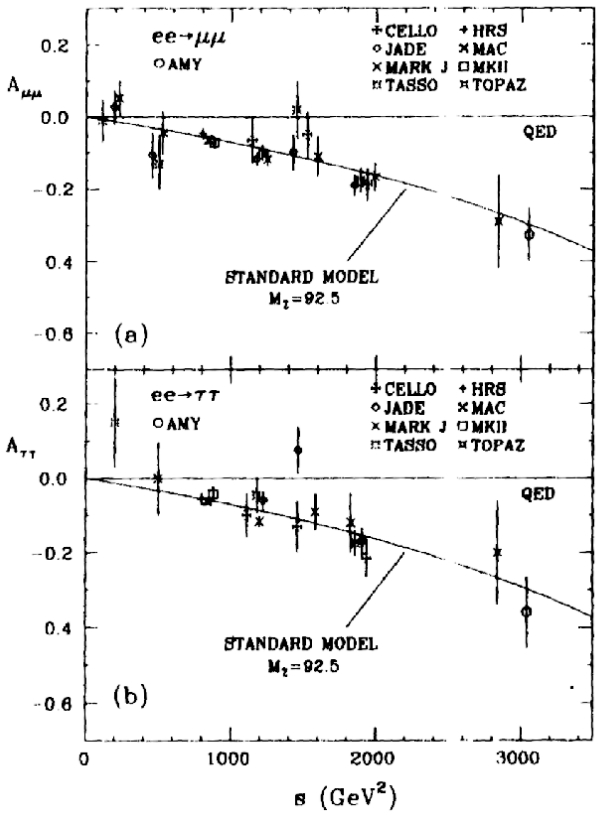


Figure I.3.10: Mesures d'asymétrie pour les muons et les taus effectués par la collaboration Amy.

I.3.2.1 Détermination de M_W et M_Z auprès de UA1 et UA2 au CERN

La mesure des masses des bosons W et Z à UA1 et UA2 s'est effectuée à la fin des années 80, auprès d'un collisionneur $p\bar{p}$ fournissant une énergie dans le centre de masse voisine de $\sqrt{s} \simeq 600$ GeV. L'analyse s'effectue autour de la sélection des événements provenant des processus:

$$p + \bar{p} \to W^{\pm} + X \to e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + X \tag{I.3.59}$$

et

$$p + \bar{p} \to Z + X \to e^+e^- + X \tag{I.3.60}$$

La masse du W est déterminée à partir de la masse transverse du système leptonique, reconstruite dans l'acceptance du détecteur. Elle est définie par:

$$m_{e\nu}^T = \sqrt{2p_T^e p_T^\nu (1 - \cos\Delta\phi)} \tag{I.3.61}$$

où $\Delta\phi$ est l'angle entre les deux vecteurs $\vec{p}_T^e$ et $\vec{p}_T^\nu$. L'évaluation de la masse du W est alors obtenue par l'ajustement de la distribution de la masse transverse leptonique à celle attendue dans l'hypothèse d'une désintégration du $W \to e\nu$ pour une certaine masse M_W.

Les résultats finaux des mesures des deux collaborations sont reportés dans le tableau I.2. L'incertitude relative totale affectant ces déterminations est de l'ordre de $2,3.10^{-2}$ [42] à $3,5.10^{-2}$ [41], avec des incertitudes systématiques provenant principalement de la

résolution sur la détermination des impulsions transverses des leptons, et de l'incertitude sur la calibration des calorimètres (la plus importante).
Les candidats correspondant aux désintégrations $Z \to e^+e^-$ sont sélectionnés grâce à l'identification des deux électrons dans le calorimètre EM. La masse invariante M_{ee} reconstruite est alors ajustée à une formulation de Breit-Wigner relativiste. Les valeurs obtenues sont principalement limitées par le facteur statistique (quelques dizaines de candidats) et par l'incertitude systématique due à l'étalonnage du calorimètre électromagnétique, comme dans le cas précédent. Les résultats sont répertoriés dans le tableau I.2.

Expérience	M_Z (GeV/c^2)	M_W (GeV/c^2)	$\sin^2\theta_W$
UA1[41]	$93.1 \pm 1.0 \pm 3.1$	$82.7 \pm 1.0 \pm 2.7$	
UA2 [42]	$91.5 \pm 1.2 \pm 1.7$	$80.2 \pm 0.6 \pm 1.4$	0.232 ± 0.027

Tableau I.2: Résultats des collaborations UA1 et UA2 sur les mesures de masse des bosons de jauge et sur $\sin^2\theta_W$ à partir du rapport des masses.

Les limitations sévères dues au facteur statistique n'ont permis que d'établir des limites supérieures sur les largeurs, comme dans le cas de UA2, où l'on obtient $\Gamma_Z = 2.7 \pm 2.2$ GeV, conduisant à une limite à 95 CL de $\Gamma_Z < 5.6$ GeV. Toutefois, la mesure du rapport des largeurs $\frac{\Gamma_Z}{\Gamma_W}$ est sensible au nombre de familles de neutrinos légers N_ν et à la masse du quark top: ainsi la comparaison des résultats expérimentaux d'UA2 [42] avec les prédictions du MS conduisent à une limite sur $N_\nu \leq 3$ pour un top de masse $m_t > 74GeV/c^2$.

Enfin, la détermination du rapport des masses $\frac{M_W}{M_Z}$ permet de définir le paramètre $\sin^2\theta_W$ à partir de la définition de Sirlin, les incertitudes systématiques comunes sur l'étalonnage du calorimètre se compensant. Ainsi, les valeurs obtenues pour $\sin^2\theta_W$ sont connues à des précisions de l'ordre de 4.10^{-2}. Ces relations permettent aussi de contraindre le paramètre ρ, défini en (I.1.12) à partir du rapport des masses et de l'angle de mélange:

$$\rho = 1.001 \pm 0.028 \pm 0.006 \tag{I.3.62}$$

qui montre un bon accord avec les prédictions du modèle standard dans sa version minimale. La figure I.3.11 compare les résultats des collaborations UA1, UA2 et Topaz dans le plan $\left(\sin^2\theta_W, M_Z\right)$. Il est à noter que la définition de $\sin^2\theta_W$ est différente dans les deux cas.
Cette mesure de la masse du W a été ré-actualisée par UA2 à partir des mêmes données, en 1991. La méthode a consisté à mesurer le rapport des masses $\frac{M_W}{M_Z}$ et à utiliser les premières déterminations précises de M_Z à LEP [42]:

$$M_W = 80.35 \pm 0.33 \pm 0.17 GeV/c^2 \tag{I.3.63}$$

pour un angle de mélange $\sin^2\theta_W = 0.2234 \pm 0.0064 \pm 0.0033$ (définition de Sirlin). Les mesures de CDF sont reportées dans [50] montrant en 1990 (comme en 1995), un bon accord avec les résultats précédents.

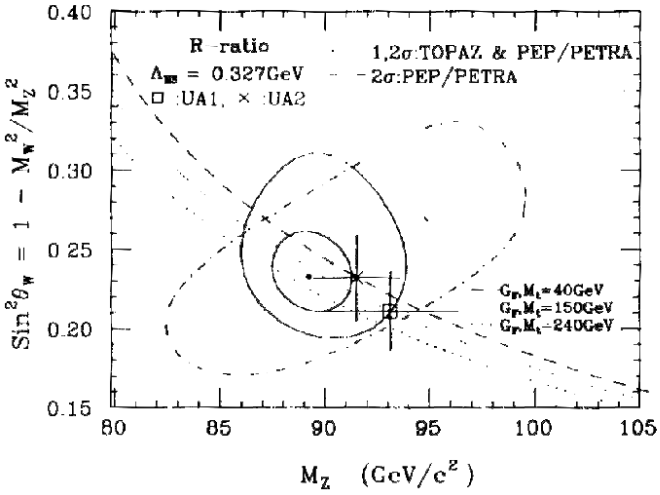


Figure I.3.11: Comparaison des résultats trouvés pour la masse du Z dans le plan $\left(\sin^2\theta_W, M_Z\right)$ pour les collaborations UA1, UA2 et Topaz [39].

I.3.3 Les expériences de diffusion de neutrinos

I.3.3.1 Expériences de diffusion neutrino-nucléon

Les expériences de diffusion profondément inélastique de neutrinos sur des nucléons ont été effectuées à CDHS [43] et CCFR [44], présentant entre elles un bon accord.
La mesure du rapport de la section efficace neutre sur la section efficace chargée:

$$R_\nu \equiv \frac{NC}{CC} = \frac{\sigma(\nu N \to \nu X)}{\sigma(\nu N \to \mu^- X)}$$

est interprétée en fonction des constantes de couplage gauche et droit g_L et g_R:

$$R_\nu \approx g_L^2 + g_R^2 r \ , \ R_{\bar{\nu}} \approx g_L^2 + \frac{g_R^2}{r} \tag{I.3.64}$$

où r est le rapport des sections efficaces chargées pour des neutrinos et des anti-neutrinos. Les résultats combinés de CDHS et de CCFR donnent [16]:

$$g_L^2 = 0.3017 \pm 0.0033$$

$$g_R^2 = 0.0326 \pm 0.0033$$

en bon accord avec le modèle standard (respectivement: 0.3021 et 0.0302).
A partir de ces mesures, le rapport $\frac{M_W}{M_Z}$ a été déterminé afin d'offrir une comparaison avec les mesures directes de UA1 et UA2 (avant les résultats de LEP sur M_Z): l'accord obtenu, meilleur que 1%, a constitué un premier test important du modèle standard.
Ces résultats ont également été interprétés en terme de $\sin^2\theta_W$ en se ramenant à la définition de Sirlin. Les valeurs obtenues pour CDHS sont [43], pour $\rho = 1$:

$$\sin^2\theta_W \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = 0.228 \pm 0.005 \pm 0.005$$

Forcer l'accord entre les deux déterminations provenant de $p\bar{p}$ et νN permet alors de contraindre m_t de facon significative, puisque par exemple pour CCFR utilisant les résultats

des premières mesures de M_Z à LEP [44]:

$$m_t = 190^{+39+12}_{-48-14}\ GeV/c^2$$

où la seconde incertitude provient de l'incertitude sur m_H.

I.3.3.2 Expériences de diffusion neutrino-électron

C'est dès 1973 par l'observation d'un événement de diffusion neutrino [45] que l'établissement de contraintes sur g_V et g_A ont été envisagées à partir des mesures de sections efficaces des processus $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$ et $\bar{\nu}_\mu e \to \bar{\nu}_\mu e$. Ces mesures ont été effectuées au CERN par l'expérience CHARM [46] puis CHARM-II, dont les résultats les plus récents sont publiés en [47]. Les sections efficaces s'écrivent sous la forme:

$$\frac{d\sigma^{\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu}}{dy} = \frac{G_\mu^2 s}{4\pi}\left[(g_V \pm g_A)^2 + (g_V \mp g_A)^2(1-y)^2\right] \tag{I.3.65}$$

où sont définis $y = E_e/E_\nu$ et $s = 2m_eE_\nu$.

La signature de la diffusion $\nu_\mu - e$ est un électron isolé diffusé vers l'arrière et identifié

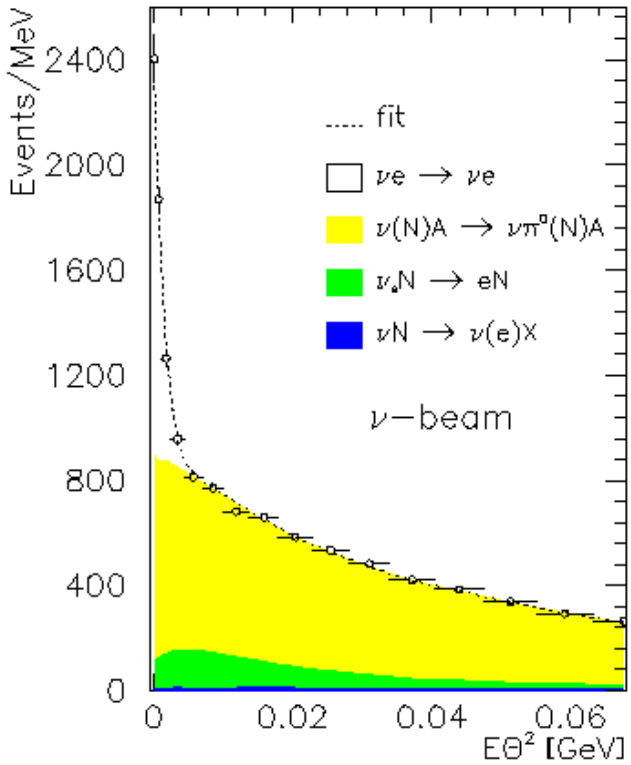


Figure I.3.12: Nombre de candidats $\nu_\mu - e$ en fonction de la principale variable discriminante $E_e\theta_e^2$.

par la gerbe électromagnétique produite dans un calorimètre. La principale variable discriminante, relativement aux fonds provenant des interactions des neutrinos du faisceau avec les nucléons (producteurs de π^0 ou d'électrons) est définie comme le produit $E_e\theta_e^2$, où E_e et θ_e sont respectivement l'énergie et l'angle de diffusion de l'éctron par rapport à la direction du neutrino. Cette variable est cinématiquement contrainte à des valeurs

inférieures à 1 MeV. La figure I.3.12 représente le signal superposé aux principaux fonds [47] extrapolés à partir du MC.

La collaboration LAMPF a elle, étudié le processus de diffusion $\nu_e - e$; ses résultats sont reportés dans [48].
Ces résultats peuvent être interprétés dans le plan (g_V, g_A) et en terme de $\sin^2\theta_W^{eff}$ défini cette fois, contrairement aux diffusion νN, à partir des couplages mesurés.
Les résultats obtenus pour les constantes de couplage neutre sont alors [16]:

$$g_{Ve} = -0.035 \pm 0.017$$

$$g_{Ae} = -0.508 \pm 0.015$$

où les incertitudes sont purement expérimentales.

I.3.4 Mesures de M_Z et de A_{LR} au collisionneur e^+e^- de SLAC

C'est au SLC (à Mark II) que la première mesure de la masse M_Z à l'aide d'un collisionneur e^+e^- a été effectuée, en 1989 [49], les énergies accessibles dans le centre de masse couvrant le domaine allant de 89 à 93 GeV. Plusieurs ajustements ont été réalisés, permettant la détermination de M_Z seule, de M_Z et N_ν, ou encore de M_Z, N_ν et Γ_Z, les largeurs leptoniques étant fixées aux valeurs données dans le modèle standard.
Les résultats trouvés sont reportés ci-après:

$$\begin{array}{ll} M_Z = & 91.11 \pm 0.230\ GeV/c^2 \\ \Gamma_Z = & 1.61^{+0.60}_{-0.43}\ GeV/c^2 \\ N_\nu = & 3.8 \pm 1.4 \\ \sin^2\theta_W = & 0.2312 \pm 0.0017 \end{array}$$

où la valeur de $\sin^2\theta_W$ a été obtenue pour $m_t = 100 GeV/c^2$ et $M_H = 100 GeV/c^2$.
La précision sur la masse du Z est limitée par le facteur statistique, tandis que la principale source d'incertitude systématique consiste en la connaissance de l'échelle absolue de l'énergie ($\pm$40 MeV). Nous verrons plus tard que ce facteur a longtemps été la première limitation à LEP pour la détermination de M_Z.
A partir de ces mesures, des contraintes sur les valeurs de l'angle de mélange et sur Δr ont été obtenues par le biais de la relation de masse permettant un test encore peu précis de l'influence des corrections électro-faibles.

La mesure de l'asymétrie droite-gauche au pôle du Z est effectuée à SLAC (SLD) depuis 1991. Elle est définie comme $A^0_{LR} \equiv \frac{(\sigma_L - \sigma_R)}{(\sigma_L + \sigma_R)}$ où σ_L et σ_R sont les sections efficaces de production au pòle du Z avec des électrons d'hélicité respective gauche et droite. Si l'on soustrait la contribution photonique et celle du terme d'interférence, cette quantité fait intervenir les couplages effectifs g_{Ve} et g_{Ae} de l'électron:

$$A^0_{LR} \approx \frac{2 g_{Ve} g_{Ae}}{(g^2_{Ve} + g^2_{Ae})} \equiv \mathcal{A}_e$$

L'asymétrie s'obtient par le comptage des désintégrations hadroniques du Z (N_L, N_R) pour les deux états d'hélicités (L, R) du faisceau d'électrons, la polarisation du faisceau étant déterminée à l'aide d'un polarimètre Compton. L'asymétrie observée est alors [51]:

$$A_{LR}(\sqrt{s}) = \frac{1}{\mathcal{P}_e^{lum}} \times \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}$$

où $\mathcal{P}_e^{lum}$ est la polarisation moyenne pondérée par la luminosité.
L'intérêt de cette mesure est que l'asymétrie avant-arrière est sensible à la valeur de $\sin^2\theta_W^{eff}$, définie à partir des couplages effectifs. De plus, la détermination de A_{LR} étant indépendante des couplages des fermions finaux au Z, toutes les désintégrations du Z peuvent être utilisées pour l'analyse (avec des précautions pour les bhabha), fournissant une haute statistique. La principale source d'incertitude reste la connaissance de la polarisation du faisceau $\mathcal{P}_e^{lum}$ [52].
La valeur de $\sin^2\theta_W^{eff}$ extraite des mesures comportant les données accumulées de 1991 à 1995 est [10]:

$$\sin^2\theta_W^{eff} = 0.2305 \pm 0.0005$$

ce qui représente la détermination la plus précise de $\sin^2\theta_W^{eff}$ et ouvre le champ de la comparaison de $\sin^2\theta_W^{eff}$ tiré des asymétries avant-arrière déterminées à LEP.

I.3.5 Tests du secteur neutre à partir de la courbe de résonance du Z à LEP

L'apport du LEP dans le domaine du secteur électro-faible se caractérise par la possibilité des mesures de précision, rendue possible par la haute statistique et la propreté des sélections des états fermioniques.
La connaissance des paramètres décrivant la courbe de résonance du Z permet d'effectuer des tests précis de la modélisation standard. Ce sont:

$$M_Z,\ \Gamma_Z,\ \sigma^0_{had},\ R_l = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l},\ A^{0l}_{FB} \tag{I.3.66}$$

où σ^0_{had} est la section efficace hadronique au pic, et A^{0l}_{FB} l'asymétrie leptonique mesurée au pôle du Z.
La détermination de ces derniers permet en effet de dériver toutes les autres observables de désintégration du Z, à l'aide de:

$$\Gamma_Z = \Gamma_{had} + \Gamma_{e^+e^-} + \Gamma_{\mu^+\mu^-} + \Gamma_{\tau^+\tau^-} + \Gamma_{inv} \tag{I.3.67}$$

et du lien entre les sections efficaces au pic du Z $\sigma^0_{f\bar{f}}$ avec les largeurs de désintégration partielles:

$$\sigma^0_{f\bar{f}} = \frac{12\pi}{M_Z^2}.\frac{\Gamma_e\Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \tag{I.3.68}$$

A l'instar de [29], le tableau I.3 précise pour chacune des observables utilisées les paramètres qu'elle permet de tester au sein de la modélisation standard.

Paramètres:	Rôle
M_Z	input
Γ_Z	$\Delta\rho$
σ^0_{had}	$\frac{N_\nu \Gamma_{inv}}{\Gamma_l}$
R_l	$\alpha_s(M_Z^2)$, $\sin^2\theta_W^{eff}$, universalité
A^{0l}_{FB}	g_V^l, g_A^l, $\sin^2\theta_W^{eff}$, universalité

Tableau I.3: Motivations des mesures des paramètres décrivant la courbe de résonance du Z [29].

La masse du Z est entrée parmi les trois grandeurs fondamentales définies dans la section I.1 avec l'ensemble $(\alpha(M_Z^2), M_Z, G_\mu)$. Le degré de précision atteint est de 5×10^{-5}, et permet par la suite de réduire l'incertitude associée aux prédictions. Celle-ci sont effectuées dans le cadre du programme BHM [53].
Le premier test de la symétrie de jauge $SU(2) \times U(1)$ obtenu à partir de la courbe de résonance concerne l'universalité des familles leptoniques, par le biais des largeurs leptoniques Γ_l (où R_l) ou des asymétries A^{0l}_{FB}.
Le nombre de familles de neutrinos légers peut être déterminé dans le cadre du modèle standard dans lequel on connait le rapport Γ_{inv}/Γ_ν. N_ν est alors dérivé de la mesure de la largeur invisible Γ_{inv}, du rapport R_l et de σ^0_{had}.

R_l, défini comme le rapport des largeurs hadronique sur leptonique, permet de contraindre précisemment la constante de couplage forte $\alpha_s(M_Z^2)$, dans le cadre du modèle standard.
Les mesures d'asymétries et des largeurs leptoniques permettent, comme on l'a vu, de contraindre les couplages g_V et g_A, puisque, dans l'hypothèse d'universalité:

$$A^{0l}_{FB} = \frac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_l \tag{I.3.69}$$

où $\mathcal{A}_l = 2\frac{g_{Vl}g_{Al}}{g_{Vl}^2+g_{Al}^2}$, et

$$\Gamma_l \propto \left(g_{Vl}^2 + g_{Al}^2\right) \tag{I.3.70}$$

qui conduisent à l'angle $\sin^2\theta_W^{eff}$. Ce résultat est directement comparable aux mesures de A_{LR} et des asymétries LEP provenant:

- de la polarisation du τ, à partir de la mesure de $< P_\tau >= -\mathcal{A}_\tau$.
- des asymétries des quarks b et c, définies à partir de $\sin^2\theta_W^{eff}$ obtenu dans le cas des leptons, avec l'ajout de facteurs correctifs Δ_q propres à la saveur des quarks.
- de l'asymétrie de charge $< Q_{FB} >$, définie par:

$$< Q_{FB} > \propto \mathcal{A}_e \sum_q \delta_q \mathcal{A}_q \frac{\Gamma_q}{\Gamma_{had}} \tag{I.3.71}$$

  où δ_q est le paramètre de séparation de charge qui rend compte de la différence entre les charges de deux hémisphères pour une saveur donnée. Il est obtenu par Monte Carlo, excepté dans le cas du b pour lequel les données peuvent être utilisées.

Un accord entre ces différentes déterminations indépendantes les unes des autres constitue un test précis de la validité du modèle standard.

I.3.5.1 Corrections radiatives $SU(2) \otimes U(1)$ et contraintes sur m_t

Si l'on suppose la structure de jauge $SU(2) \otimes U(1)$, une mesure des corrections électrofaibles peut être envisagée à partir des quantités introduites plus haut, comme la largeur leptonique et les couplages effectifs. Par définition, le facteur $\Delta\rho$ est contenu dans les constantes de couplage effectives. On peut faire apparaitre explicitement ce facteur [15]:

$$g_{Al} = -\frac{1}{2}\sqrt{1-\Delta\rho} \tag{I.3.72}$$

$$g_{Vl} = g_{Al}\left(1 - 4\sin^2\theta_W^{eff}\right) \tag{I.3.73}$$

qui comprend les effets des corrections aux propagateurs du Z et du W.
D'autres corrections radiatives entrent dans l'écriture des observables Γ_l, comme le facteur κ, défini en reliant Γ_l et $\sin^2\theta_W^{eff}$:

$$\Gamma_l = (1+\kappa)\frac{\alpha(M_Z^2)M_Z}{48\sin^2\theta_W^{eff}\cos^2\theta_W^{eff}}\left(1+(\frac{g_{Vl}}{g_{Al}})^2\right)(1+\delta_{QED}) \tag{I.3.74}$$

qui présente l'avantage de ne pas dépendre de m_t.
Ces paramètres sont prédits dans le modèle standard une fois fixées les valeurs des paramètres fondamentaux utilisés. Ils s'écrivent alors:

$$\Delta\rho \approx \frac{\alpha}{\pi}\frac{m_t^2}{M_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi}\ln\frac{m_H^2}{M_Z^2} \tag{I.3.75}$$

$$\kappa \approx -\frac{\alpha}{9\pi}\ln\frac{m_H^2}{M_Z^2} \tag{I.3.76}$$

Les observables mesurées à LEP apparaissent ainsi sensibles, dans le cadre sandard, aux masses m_t et m_H. L'ajustement des résultats de mesure par la formulation théorique caculée dans le modèle standard conduira alors à l'établissement de contraintes indirectes sur la masse du quark top ou du Higgs. L'ensemble de ces points seront développés dans le chapitre VI, concernant l'ajustement et l'interprétation des mesures dans le cadre de la modélisation standard.

Bibliographie

[1] Glashow S.L., Nucl. Phys., 22, 579(1961)
Weinberg S., Phys. Rev. Lett.,19, 1264(1967)
Salam A., dans "Elementary Particle theory: Relativistic groups and Analiticity", Nobel Symposium $n^0$8, N. Svartholm, Ed., p.367, Almqvist and Wiksell, Stockholm(1968).

[2] M. Veltmann, Nucl. Phys. B123(1977)89.

[3] "Report of the working Group on Precision calculations for the Z resonance", rapport jaune CERN 95-03, March 1995, p.9

[4] "Quantum Electrodynamics:, Ed. T. Kinoshita, World Scientific, Singapore.
F.J.M. Farley, Z. Phys. C56, S88-S96(1992) 88.
F.J.M. Farley and E. Picasso, Ann. Rev. Nucl. Sci. 29(1979) 243.
S. Eidelman et F. Jegerlehner, Z. Phys. C67,585-601(1995).

[5] S. Eidelman et F. Jegerlehner, Z. Phys. C67,585-601(1995).

[6] H. Burkhardt and B. Pietrzyk, Phys. Lett. B356(1995)398-403.

[7] The LEP collaborations, CERN-PPE/95-172 (novembre 1995).

[8] H. B. Jensen (CDF) 'Evidence for Top quark Production' in p.3 of Proceedings of the XXVII Conference on HEP (Glascow), Ed. PJ.Bussey & IG Knowles.
CDF collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. D50(1994) 2966, Phys. Rev. Lett. 73(1994) 225. High Energy Physics Conference, Glascow, 1994, Vol. I,p.45

[9] P.D. Granis (d0) 'Search for the Top quark at D0' in p.15 of Proceedings of the XXVII Conference on HEP (Glascow), Ed. PJ.Bussey & IG Knowles.

[10] Conférence de LaThuile, février 1996, et de Moriond mars 1996.

[11] J.F. Grivaz, Conference de Bruxelles, LAL 95-83.

[12] M. Linder, Z. Phys. C31(1986) 295.

[13] S. Jadach et Z. Was, Phys. Rev. D41(1990) 1425.

[14] W. Hollik in 'Precision Tests of the Standard EW Model', World Scientific, P. Langacker editor.

[15] A. Blondel, "Electro-weak Experiments at LEP".

[16] P. Langacker, Séminaire CERN "Electro-Weak interactions" 17,18,19,20& 21 octobre 1994.

[17] A. Blondel, communications privees.

[18] T. Hebbecker, M. Martinez, G. Passarino, G. Quast, CERN-PPE/94-44, Phys. Lett. B331(1994)165.

[19] Particule Data Group 1996.

[20] Z. Was et S. Jadach, Phys. Rev. D41(1990)1425.

[21] M. Davier, 'Electro-Weak Physics with LEP', LAL 92-18.

[22] F. Renard in 'Ecole de GIF 1989'

[23] The LEP collaboration, Phys. Lett. B199(1992)224.
A. Blondel, C. Verzegnassi, Phys. Lett. B311(1993)346.

[24] F.A. Berends, G.J.H. Burgers and W. Neerven, Phys. Lett. 185B(1987) 395.

[25] R. N. Cahn, Phys. Rev D36 (1987) 2666.

[26] B.A. Kniehl and A. Sirlin, Phys. Rev. D47(1993)883.
S. Fanchiotti, B.A. Kniehl and A. Sirlin, Phys. Rev. D48(1993)307.
R. Barbieri et al., Phys. Lett. B288(1992)95.
K.G.Chetyrkin, J.H. Kuhn, Phys. Lett. B248(1990)359.
K.G.Chetyrkin, J.H. Kuhn, Phys. Lett. B282(1992)221.
J. Fleisher, O.V. Tarasov and F.Jegerlehner, Phys. Lett. B293(1992)437.
S. Jadach, M. Skrzypek, M. Martinez, Phys. Lett B280(1992)129.

[27] M. Martinez and F. Teubert, Z Phys. C65(1995) 267-275

[28] F.J Hasert et al., Phys. Lett. 46B(1973)121.

[29] A. Blondel, Precision electroweak physics at LEP, CERN-PPE 94/133.

[30] D. Haidt, 'e^+e^- anihilation from $\sqrt{s} = 20$ to $\sqrt{s} = 65$ GeV', in 'Precision tests of the standard model', Editor P. Langacker, World Scientific.

[31] H.J. Behrend et al., Phys. Lett 183B(1987) 400.

[32] B. Naroska, 'e^+e^- Physics with Jade', Phys. Rep. 148(1987)67.

[33] B. Adeva et al., Phys. Rev. D34(1986)681.

[34] L. Cridgee et al., Phys. Rep. 83(1983)153.

[35] W. Braunschweig et al., Z. Phys. C47(1990)187.

[36] E. Fernandez et al., Phys. Rev. D31(1985)1537.

[37] C. von Zanthier et al., Phys. Rev. D43(1990)34.

[38] T. Kumita et al., Phys. Rev. D42(1990)1339.
T. Kumita et al., Phys. Lett. B218(1989) 112.

[39] I. Adachi et al., Phys. Lett. 234B(1990) 525.

[40] K. Abe et al., Z. Phys. C48(1990)13, Phys. Lett. 246B(1990)297.

[41] C. Albajar et al., CERN-EP/88-168 (1988).
G. Arnison et al., Phys. Lett. B166(1985) 484.

[42] R. Ansari et al., Phys. Lett. B186(1987)440.
J. Alitti et al., Phys. Lett. B276(1992)354.

[43] H. Abramowicz et al., CDHS collaboration, Phys. rev. Lett B57(1986)298
A. Blondel et al., CDHS collaboration, Z. Phys. C45(1990)361.

[44] C.G. Arroyo et al., CCFR collaboration, Phys. Rev. Lett B72(1990)3452.

[45] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. B46(1973) 121.

[46] F. Bergsma et al., Charm Coll., Phys. Lett. B147(1984)481.

[47] P. Vilain et al., Charm-II coll., CERN-PPE/94-124 (1994)

[48] R.C.Allen et al., LAMPF Coll., Phys. Rev. D47(1993)47.

[49] G.S. Abfams et al., Phys. Rev. Lett. 63(1989)724.

[50] F. Abe et al., Phys. rev. Lett. 65(1990) 2243.
F. Abe et al., Phys. rev. Lett. 75(1995) 11.

[51] The SLD collaboration, SLAC-PUB-6667 (sept. 1994).

[52] CRAD'96 at Cracovie, Swartz talk (aout 1996).

[53] Librairie BHM, Manel Martinez, Aleph coll.

Chapitre II

Le collisionneur LEP et la mesure de l'énergie des faisceaux

La masse et la largeur du Z sont déterminées à LEP à partir de la mesure des sections efficaces des désintégrations $e^+e^- \to Z$ aux différentes énergies disponibles dans le centre de masse de la réaction. Le choix de ces énergies est guidé par deux motivations: l'une répond à la nécessité d'accumuler une statistique importante au pic du Z (1992 et 1994), pour les domaines de recherche impliquant des processus rares; la seconde est de permettre la détermination précise des paramètres de désintégration du Z, en particulier de la largeur Γ_Z; cette dernière a conduit à la mise en oeuvre en 1993 et 1995 de "scan" en énergie à haute luminosité sur deux valeurs situées autour du pic de résonance.
Le degré de précision atteint sur ces paramètres, (2×10^{-5} sur M_Z pour les quatres expériences LEP en 1995) est en fait conditionné par les performances de la machine, tant pour la luminosité délivrée que par la précision avec laquelle l'énergie des faisceaux est connue. Ces deux facteurs ont connu depuis 1989 une amélioration constante:
Pour le premier, le passage à des configurations multi-paquets d'électrons et de positrons circulants autour de l'anneau, ainsi qu'une meilleure connaissance des paramètres de la machine ont conduit à un accroissement important de la luminosité délivrée par rapport aux premières années de mise en service du LEP; le second point a bénéficié de l'utilisation d'une méthode de calibration absolue de l'énergie fournissant une précision relative de 1×10^{-5}: utilisée ponctuellement dès l'année 1991, cette mesure par "dépolarisation résonante" a permis l'élaboration d'une modélisation très fiable des causes des variations de l'énergie, apte à fournir les valeurs de l'énergie des faisceaux entre deux calibrations.
Le plan de ce chapitre est le suivant:
Dans une première partie la machine LEP est présentée sommairement; les principaux paramètres critiques intervenant dans la production des faisceaux sont alors introduits dans la perspective de la description des facteurs influant sur la valeur de l'énergie. Dans une deuxième partie, les différentes méthodes de calibration de l'énergie des faisceaux utilisées depuis 1989 sont décrites et comparées. Puis, l'accent est placé sur la modélisation employée depuis 1993 pour rendre compte de la variation de l'énergie avec le temps, et qui a permis la détermination de l'énergie des collisions enregistrées à Aleph, à laquelle je me suis attachée de 1993 à 1995. La dernière partie répertorie l'ensemble des valeurs des énergies fournies par LEP de 1989 à 1995, utilisées par la suite dans l'ajustement des paramètres de la courbe de résonance du Z.

II.1 Le collisionneur LEP

Le collisionneur électron-positron du LEP a délivré au cours de la première phase (de 1989 à 1995) une luminosité intégrée totale de 205.7 pb^{-1}. Après avoir introduit le schéma de l'injection des particules dans l'anneau du LEP, nous insisterons sur les paramètres intervenant dans les performances atteintes sur la luminosité.

II.1.1 L'injection des particules dans l'anneau du LEP

La production et l'injection des paquets d'électrons et de positrons dans l'anneau du LEP est effectuée en plusieurs étapes.
La production des positrons est assurée à partir d'un faisceau d'électrons, au sein de deux accélérateurs: le premier (LIL1) est un accélérateur linéaire de 200 MeV qui projette les électrons sur une cible de Tungstène à partir de laquelle sont produits les positrons; le second LIL2, leur comunique alors une énergie de 600 MeV.
Les particules sont ensuite injectées dans l'EPA, accélérateur circulaire de 126 mètres

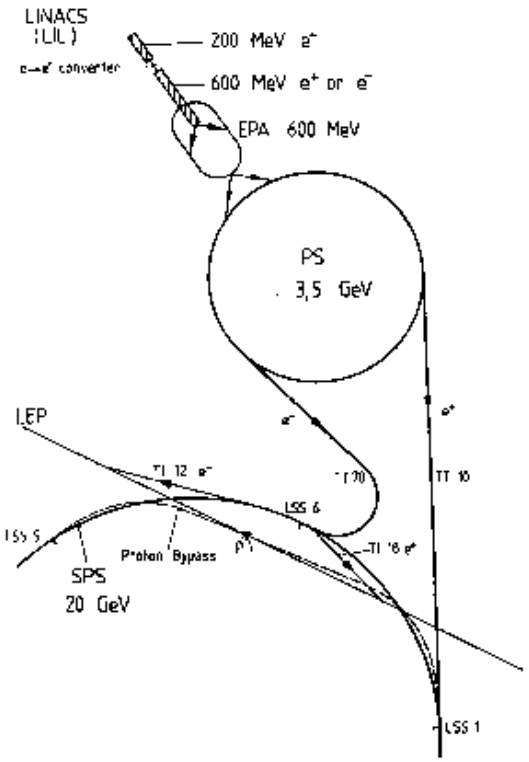


Figure II.1.1: Schéma des injecteurs du collisionneur LEP. La chaine comprend les accélérateurs linéaires LIL1 et LIL2, puis les accélérateurs circulaires EPA, PS et SPS avant l'injection dans le LEP.

de circonférence environ, qui les accélère jusqu'à une énergie de 600 MeV en réduisant la taille des faisceaux, facteur essentiel en vue d'assurer une luminosité élevée, comme nous le verrons par la suite.
Les particules sont alors amenées dans le PS, de forme circulaire, dans lequel elles sont accélérées jusqu'à une énergie de 3.5 GeV, énergie minimale avant leur injection dans le SPS. Le SPS leur fournit alors une énergie de 20 GeV, grâce à un ensemble de 32

cavités résonantes en Cuivre. Les courants typiques obtenus sont à cette étape de l'ordre de 1.5 mA. Les paquets sont alors introduits dans l'anneau du LEP, de 26670 m. de circonférence. Le schéma de l'injection des particules est présenté sur la figure II.1.1.

II.1.2 Le stockage et la collimation des particules dans l'anneau du LEP

Une fois injectées dans l'anneau du LEP, positrons et électrons sont stockés puis accélérés grâce à un ensemble d'aimants, dit "guide électromagnétique". Ce dernier, qui occupe les parties courbes du LEP, est constitué de trente et une "cellules", longues de 79 m environ. Chacune d'entre elle est composée des éléments suivants:

- 12 aimants dipolaires courbants la trajectoire
- deux aimants quadrupolaires et sextupolaires focalisants et défocalisants
- deux correcteurs d'orbite dans le plan vertical et horizontal

Les dimensions du LEP étant importantes, les aimants dipolaires engendrent un champ magnétique relativement faible de $\simeq 0.05\,T$ à 45 GeV (comparé au 1.5 Tesla des solénoides recouvrant les détecteurs), qui permet de courber la trajectoire des électrons et positrons tout en limitant les pertes par rayonnement synchrotron, inversement proportionnel au rayon de courbure ρ. Un contrôle précis de la stabilité est assuré par des mesures régulières précises à 2×10^{-5} de l'intensité du courant.
Les quadrupoles (et les sextupoles) engendrent des champs linéaires (quadratiques) de fort gradient dans le plan transverse, et agissent comme des lentilles magnétiques focalisant ou défocalisant le faisceau à l'intérieur du tube à vide. Avec les correcteurs de position dans les plans vertical et horizontal, ils servent à collimer et à conduire les faisceaux sur une orbite de référence. Les dimensions du faisceau aux points de collision sont alors de $\sigma_y \simeq 10\mu m$ dans le plan vertical et de $\sigma_x \simeq 250\mu m$ dans le plan horizontal.
Cette collimation, subie périodiquement lors de la traversée de ces aimants, provoque l'oscillation des particules qui composent le faisceau dans les deux plans autour de la trajectoire idéale. Les caractéristiques de ces oscillations, appelées "oscillations betatrons" et notées β_x et β_y, sont connues et fixées par les opérateurs, définissant ainsi "l'optique du LEP".

II.1.3 L'accélération des particules par les cavités Radio-Fréquence du LEP

Au cours de chaque révolution, un électron perd environ 120 MeV par rayonnement synchrotron dans les parties courbes du LEP, sous forme de rayons-X émis tangentiellement à la trajectoire. Cet effet, proportionnel à la quatrième puissance de leur énergie s'écrit, à courant constant:

$$E_\gamma \propto \frac{E^4}{\rho} \tag{II.1.1}$$

où ρ est le rayon de courbure du LEP. Il s'avère très important pour la seconde phase de LEP, l'énergie rayonnée par les faisceaux atteindra alors 2.85 GeV par tour pour $\sqrt{s} = 200\ GeV$.
A LEP 1, Cette perte est compensée *en moyenne* par une accélération appliquée au cours de la traversée d'un ensemble de 128 cavités en Cuivre à Radio-Fréquence, localisées de part et d'autre des points de collisions 2 (expérience L3) et 6 (OPAL). La fréquence des champs électriques engendrés par ces dernières est de 352.21 MHz, qui correspond à 31320 fois la fréquence de révolution. Il est fait en sorte que la puissance électro-magnétique fournie est maximale lors du passage du paquet de particules dans la cavité.
Les effets de cette accélération sont importants et doivent être controlés régulièrement en vue d'une détermination précise de l'énergie des faisceaux: lors de leur passage dans la cavité, les particules sont soumises à des effets du potentiel électrique qui dépendent de leur position longitudinale à l'intérieur du paquet et de leur retard par rapport à une particule centrale synchrone qui serait située au centre du paquet, sur l'orbite de référence. Elles subissent alors un retard ou une avance en temps qui se traduisent par des oscillations de leur énergie et de leur position longitudinale relativement à la particule centrale[1]. Les oscillations subies par les particules à l'intérieur du paquet sont appelées "oscillations synchrotron".
La résultante des deux tendances, perte d'énergie par radiation synchrotron et gain par l'ensemble accélérateur de cavités RF, conduit à l'établissement d'un régime d'amortissement de ces amplitudes d'oscillations. La trajectoire de chaque électron tend alors vers la trajectoire de la particule de référence située au centre du paquet. Cependant ce phénomène est limité par le fait que les radiations synchrotrons sont émises sous forme de quanta d'énergie (fluctuations quantiques): dans ces conditions, un équilibre est atteint mais conduit à une phase stationnaire des oscillations des électrons (et de leur énergie) dans les paquets, dont le contrôle est important (voir section II.3). Ces effets sont décrits dans [2].

II.1.4 La luminosité délivrée au LEP

La luminosité fournie au point de collision par le recouvrement des deux paquets d'électrons et de positrons, distribués selon des gaussiennes caractérisées par leur largeur σ_x et σ_y, s'écrit alors:

$$\mathcal{L} = \frac{k_p N_{e^-} N_{e^+} f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{II.1.2}$$

où $N_{e^\pm}$ est le nombre de particules dans le paquet de $e^\pm$, k_p le nombre de paquets utilisé, f la fréquence de révolution d'un paquet, σ_x et σ_y la "largeur" et la "hauteur" du paquet;

[1] Les particules décrivent ainsi de facon stable dans l'espace des phases (énergie,azimuth) un cercle autour de la particule synchrone, correspondant à une configuration stable appelée "bucket".

lorsque les deux faisceaux se croisent avec un angle non nul, la surface d'interaction effective est augmentée, ce qui réduit d'autant la luminosité produite.
Les paramètres intervenant dans l'expression de la luminosité montrent qu' une des possiblités d'accroitre la luminosité réside dans l'aumgmentation du nombre de paquets d'électrons et de positrons. Le nombre de points de collision des paquets étant égal à la somme des paquets en circulation dans l'anneau ($N_{e^+} + N_{e^-}$), il est alors indispensable de séparer les faisceaux, afin d'éviter de perdre partiellement ou totalement l'intensité injectée dans l'anneau du LEP.
La première configuration du LEP, de 1989 à 1992, comprenait l'injection de 4 paquets d'électrons et de 4 paquets de positrons. Des séparateurs électro-statiques séparaient alors les paquets de charge opposée en appliquant un champ électrique dans la direction verticale aux huit points de collisions pendant la montée en énergie ("ramping"), annulant les effets de ce champ aux points de localisation des quatre expériences LEP pour la prise de donnée.
Le passage à un nombre plus large de paquets (8+8), s'est effectué en 1993 [1]; il a été rendu possible par l'utilisation du schéma de séparation Pretzel utilisé à Cornell au CESR [3], aux huit autres points de croisement; la méthode consiste à appliquer des impulsions électromagnétiques dans le plan horizontal, provoquant l'oscillation des paquets autour de l'orbite de référence conduisant à une séparation de plus de 40 déviations standards aux points de collision.

Périodes:	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})
1989	1.73
1990	7.6
1991	17.3
1992	28.6
1993	40.0
1994	64.4
1995	46.1
TOTAL	205.73

Tableau II.1: Luminosité intégrée délivrée par le LEP au cours de la période 1989-1995.

II.2 L'étalonnage de l'énergie à LEP

Trois principales méthodes de calibration de l'énergie des faisceaux ont été utilisées à LEP: une mesure magnétique dite de "boucle de flux", s'appuyant sur le courant induit par les variations du champ dipolaire; une mesure de la fréquence de révolution de protons non ultra-relativistes placés sur la même orbite que les électrons; enfin une méthode basée sur la mesure de la fréquence de précession du spin des électrons, qui permet d'accéder à l'énergie du faisceau. Parmi ces méthodes, la dernière, dite méthode de dépolarisation résonnante, fournit des résultats dont la précision gagne un ordre de grandeur par rapport aux deux précédentes. Utilisée depuis 1991, elle fera donc l'objet d'une description particulière.

II.2.1 Etalonnage par la méthode de "boucle de flux"

Des mesures de boucle de flux des champs dipolaires du LEP sont effectuées depuis 1989 [4]. Le principe de la méthode de calibration par boucle de flux consiste en la détermination du champ magnétique induit sur une boucle de courant enserrant l'aimant. Les boucles entourent en fait des blocs d'aimants et connectent entre eux chacun des huits octants du LEP. Un cycle de courant symétrique est appliqué pour des valeurs allant de $-2900A$ à $+2900$ A (équivalent à des énergies variant de $-60GeV$ à $+60GeV$). L'intégration de la tension induite dans les boucles de flux donne alors accès à la valeur du champ magnétique. Le principe de cette méthode est illustré sur la figure II.2.2.

La précision relative obtenue à 45 GeV/c^2 à l'aide de cette mesure est de l'ordre de 10^{-4}. De plus, de nombreuses corrections sont à prendre en compte, comme les effets des champs quadrupolaires et sextupolaires que subissent les particules dans leur révolution autour de l'anneau.

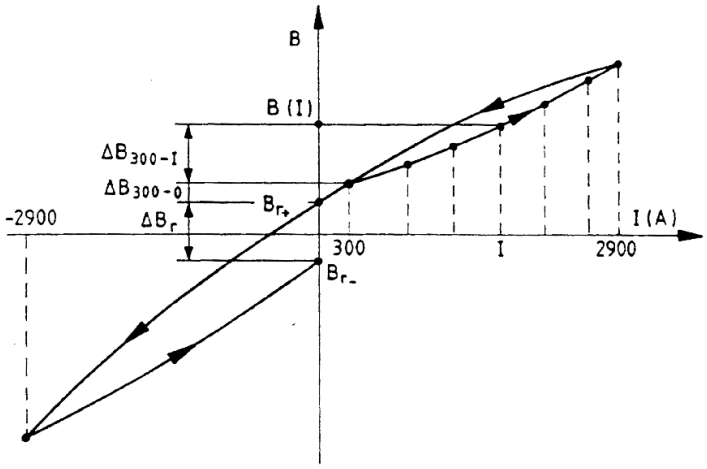


Figure II.2.2: Principe de la méthode de mesure du champ magnétique vu par les particules par la méthode de boucle de flux.

II.2.2 Etalonnage à l'aide de protons non ultra-relativistes

La calibration à partir de protons a été utilisée à trois reprises lors de l'année 1991 [4]. Elle repose sur la comparaison des fréquences correspondant à l'orbite centrale de circulation d'électrons et de protons. La vélocité des protons permet de déterminer leur impulsion et, par suite, l'énergie du faisceau. La procédure suivie s'établit ainsi:

- la mesure de la circonférence parcourue par les particules est effectuée lors de l'injection d'électrons et de positrons de 20 GeV, dont la vitesse est $\simeq$égale à celle de la lumière c. La fréquence correspondant à l'orbite de référence est alors déterminée et est notée f_{RFce}

- les spécifications des champs magnétiques étant alors fixées, des protons de même énergie sont injectés à la place des électrons et suivent la même orbite, "piégés" sur une harmonique h_p différente de celle des électrons h_e.

- la fréquence correspondante à l'orbite centrale des protons est alors mesurée f_{RFcp}. La vélocité des protons est alors donnée par la formule, avec $\beta_e = 1$:

$$\beta_p = \frac{h_e f_{RFce}}{h_p f_{RFcp}} \tag{II.2.3}$$

  où les harmoniques, $h_e = 31324$ et $h_p = 31358$ pour des particules de 20 GeV, sont connues sans ambiguité (une variation de 1 unité change la circonférence parcourue de 0.8 m).

La précision relative de cette mesure, meilleure que celle obtenue par les mesures magnétiques, est de $\pm 3.10^{-5}$ [4]. Effectuée à 20 GeV, son extrapolation à 45 GeV n'est cependant pas aisée et nécessite la prise en compte d'effets non-linéaires.

II.2.3 Etalonnage de l'énergie par dépolarisation résonante

Cette méthode a déja été utilisée au début des années 80 dans les anneaux de stockage des faisceaux d'électrons et positrons, afin de fournir une mesure précise de masses des particules ω,Φ,J/Ψ,Ψ'. Une liste exhaustive de références est fournie dans [5]. Nous ne retenons que les suivantes:

- à VEPP2 et VEPP4 [6] à Novosibirsk, cette méthode a conduit à un gain de précision d'un facteur dix obtenu sur la mesure des masses de Ψ et Ψ'; la mesure de la dépolarisation du faisceau utilise la variation du taux de comptage des particules quittant le faisceau par effet Touschek (effet de diffusion á l'intérieur du faisceau), dont la section efficace dépend du degré de polarisation.

- à DORIS, des résultats comparables ont été obtenus pour les masses du Υ et Υ'; effectuée sur des faisceaux polarisés à près de 80%, la méthode employée consiste à appliquer un champ magnétique excitateur dont la fréquence renverse la polarisation du faisceau; le moment de l'inversion de la polarisation est alors déterminé grâce à la diffusion Compton de photons, polarisés circulairement, sur les électrons du faisceau [7]. Une procédure semblable est utilisée à LEP.

L'application de cette méthode de mesure de l'énergie des faisceaux à partir de la mesure de la polarisation transverse des faisceaux à l'aide d'un polarimètre-LASER, a été envisagée dans [9] avant la mise en service du LEP. La première mise en évidence d'une polarisation transverse naturelle des faisceaux date de 1991 [11].
Dans un premier temps, le dispositif technique permettant la mesure de la polarisation du faisceau est évoqué; puis le principe de la dépolarisation par l'application d'un champ excitateur est décrit; enfin les principales erreurs systématiques associées à cette mesure sont évoquées.

II.2.3.1 Dispositif de mesure de la polarisation transverse du faisceau

Le dispositif utilisé à LEP est décrit dans [9] et [10] et est schématisé sur la figure II.2.3. La mesure de la polarisation est assurée par un polarimètre Compton. la section efficace de diffusion Compton de photons sur des électrons polarisés dépend de la polarisation des électrons comme des photons.
La production du faisceau de photons polarisés circulairement est générée par un LASER double-fréquence Nd-YAG; ce faisceau de photons, de 530 nm de longueur d'onde, est composé de pulses d'environ 125 mJoules à un taux de répétition de 100 Hz. Les γ produits sont polarisés rectilignement et traversent une lame 1/2-onde tournante placée à la sortie du LASER, qui peut changer une polarisation rectiligne verticale en horizontale et inversement: le LASER étant déclenché tous les 1/8 de tours, une rotation de l'axe optique de $\frac{\pi}{2}$ est produite entre chaque coup. La lumière passe alors une lame 1/4 onde, qui lui donne une polarisation elliptique ou circulaire. La polarisation des photons est alors alternativement renversée de ξ en $-\xi$ avant d'aller diffuser sur le faisceau, après

une série de déflections sur des miroirs. Les photons transmis coupent alors le faisceau

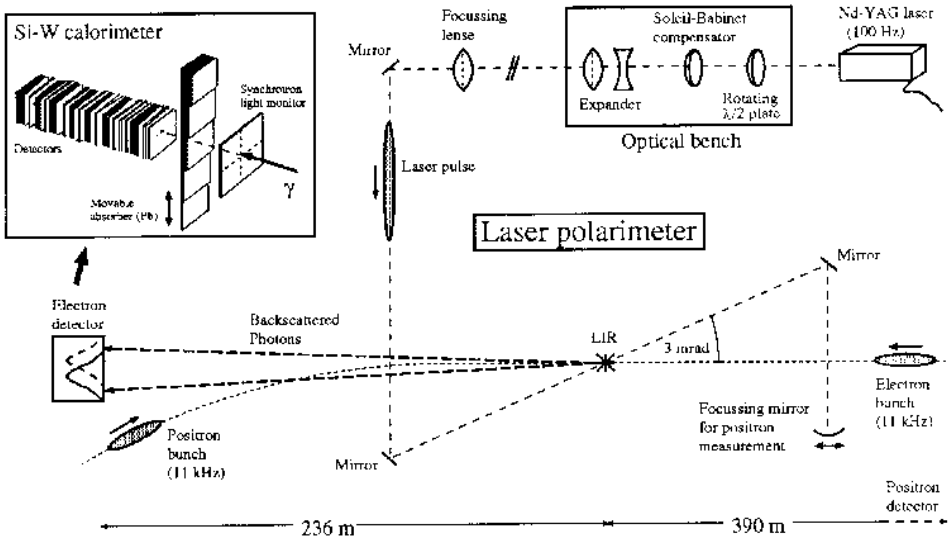


Figure II.2.3: Dispositif utilisé pour la mesure de la polarisation transverse du faisceau d'électrons: Un LASER envoie des pulses de photons à une fréquence de 100 Hz, polarisés circulairement et d'hélicité alternativement changée par une lame tournante. Le faisceau de lumière est alors transporté jusqu'au point de collision avec le faisceau d'électron (LIR). Les photons rétro-diffusés sont alors détectés dans un calorimètre localisé le long du tube à vide dans un coude du LEP. Le déplacement vertical des distributions des photons $\Delta < y >$, permet de mesurer la polarisation du faisceau.

d'électrons avec un angle de 3 mrad.
Les photons rétro-diffusés sont ensuite détectés dans un calorimètre composé de couches de tungstène et de pistes de lecture en silicium, situé le long du tube à vide, à plus de 200 m du point de collision entre les γ et le faisceau.
Le profil vertical des photons rétro-diffusés est alors mesuré pour les deux états d'hélicité (ξ et $-\xi$), et la polarisation transverse du faisceau d'électrons P_e est alors vue comme un déplacement du barycentre des deux distributions des γ selon l'axe vertical $\Delta < Y >$:

$$\Delta < Y >= \kappa \xi P_e \tag{II.2.4}$$

où $\kappa = 500 \pm 30 \mu m$ est le pouvoir analysant du polarimètre et P_e la polarisation transverse du faisceau d'électrons.
La figure II.2.3 schématise le dispositif utilisé pour la mesure de la polarisation des faisceaux.
Les performances de ce polarimètre permettent d'atteindre une précision de $\Delta P_{tot} \simeq 1\%$,

qui dépend principalement du degré de polarisation des faisceaux d'électrons. Le détail des différentes sources d'incertitudes sur la mesure des distributions des photons rétro-diffusés est reporté dans [12].

II.2.3.2 Principe de mesure de l'énergie du faisceau par dépolarisation résonante

Equation du mouvement du spin de l'électron

Le mouvement du spin d'un électron relativiste de vélocité βc, de moment magnétique anormal a et de masse m, plongé dans un champ magnétique de composantes $B_{//}$ et B_T par rapport à βc, et un champ électrique E, est régi par l'équation de Thomas-BMT [13] (Annexe ...):

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Omega_{BMT} \otimes S \tag{II.2.5}$$

où la fréquence BMT est définie par la relation:

$$\Omega_{BMT} = -\frac{e}{\gamma m}((1+a\gamma)B_T + (1+a)B_{//} - (a\gamma + \frac{\gamma}{1+\gamma})\beta \otimes \frac{E}{c}) \tag{II.2.6}$$

La composante verticale B_y du champ magnétique maintient l'électron dans une trajectoire de réference dans l'anneau. La fréquence de révolution de la particule est alors:

$$\Omega_R = -\frac{e}{\gamma m}B_y \tag{II.2.7}$$

Le nombre de précessions par tour ("spin tune") est alors dans ce cas $a\gamma$, et sa valeur moyenne est proportionnelle à l'énergie du faisceau [14]:

$$\nu \simeq a\gamma = \frac{aE[MeV]}{440.6486(1)[MeV]} \tag{II.2.8}$$

La mesure du nombre de précessions accomplies en un tour par le spin de l'électron (ou le positron) donne ainsi accès à la valeur de son énergie.

Polarisation naturelle des faisceaux

L'effet Sokolov-Ternov [15] génère une polarisation transverse naturelle des faisceaux (positrons ou électrons), pouvant atteindre théoriquement 92.4%. Cet effet, dont le calcul a été effectué la première fois par Ternov en 1962, rend compte de la dissymétrie dans la probabilité d'émission d'un photon synchrotron, entre une particule de spin parallèle au champ $\vec{B}$ et une particule de spin anti-parallèle à ce champ. La montée progressive du degré de polarisation P_e du faisceau est alors due à un effet du renversement du moment magnétique de spin ("spin-flip") des particules au cours du temps (correspondant à la minimisation de l'énergie du système dans le champ $\vec{B}$). Cet effet est cependant du second ordre en ξ^2 où $\xi = \hbar\omega/mc^2\gamma$, et il n'est donc observable qu'après un temps très long relativement au temps de révolution des électrons, de l'ordre de 4 à 5 heures.

Le contexte ainsi défini conduira à la possiblité d'utiliser à LEP la méthode dite de dépolarisation résonante, sur des faisceaux "suffisamment" polarisés, dans un délai raisonnable: les premières mesures, effectuées en 1991 sur le faisceau d'électrons [11], donnaient un résultat de l'ordre de 9%, mettant en évidence l'importance d'effets dépolarisants dus notamment à la présence de champs radiaux. La polarisation a depuis été mesurée jusqu'à 60%.

Méthode utilisée pour la mesure par dépolarisation résonante

La détermination du nombre de précessions du spin par tour s'effectue à l'aide d'un champ excitateur radial appliqué au faisceau une fois par révolution: lorsque sa fréquence est en phase avec celle de la précession du spin, il provoque une rotation de $\simeq 140\mu rad$ de l'axe du spin autour de la direction normale à la direction du faisceau. Environ 10000 tours permettent alors de ramener le vecteur polarisation dans le plan vertical, et le double de le renverser.

La fréquence du champ excitateur en résonance avec la fréquence de précessions du spin

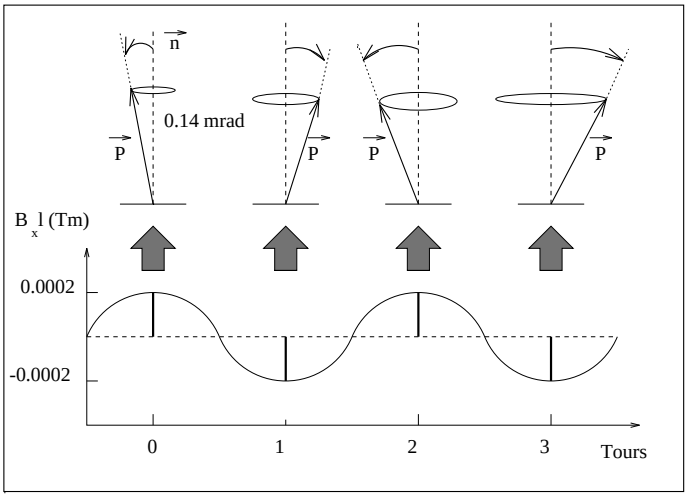


Figure II.2.4: Principe de renversement du spin de l'électron: la fréquence du champ dépolarisant

est alors:

$$f_{depol.} = f_{prec.} = \nu f_{rev.} = (n \pm \delta\nu) f_{rev.} \qquad \text{(II.2.9)}$$

où $\delta\nu$ est la fraction non-entière du nombre de précession du spin par tour.

En pratique, cette fraction est déterminée en appliquant une variation de la fréquence du champ dépolarisant sur un intervalle de fréquence $\Delta\nu$ jusqu'à ce que le renversement du vecteur $\vec{P}_e$ soit observé à l'aide du profil des γ rétro- diffusés.

La largeur de cet intervalle $\Delta\nu$ définit la résolution avec laquelle on connait la valeur de résonance: la figure II.2.5 représente un exemple de mesure de la polarisation pour différents intervalles en fréquence. La polarisation y est inversée partiellement mais de manière non-ambigue pour une fraction $\delta\nu$ comprise entre $0.476 < \delta\nu < 0.477$. La largeur de l'intervalle en unité de nombre de précessions/tour, correspond ici à une résolution

de 440 KeV sur la détermination de l'énergie du faisceau. Une précision de 200 KeV a toutefois déja été atteinte sur une mesure.

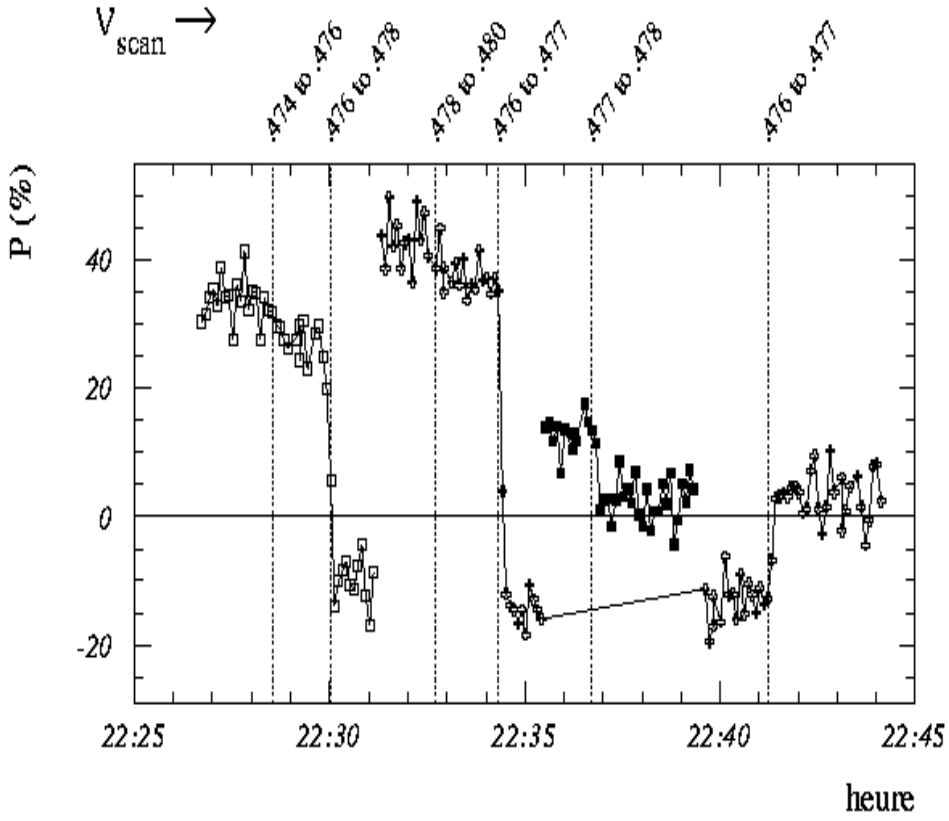


Figure II.2.5: Exemple de mesure de la dépolarisation du faisceau sur différents intervalles de fréquence du champ excitateur $\Delta\nu$. La largeur de ces intervalles définit la résolution.

Il réside néanmoins deux types d'ambiguités [16] à lever lors de l'interprétation des résultats:

- toute solution $\delta\nu$ admet une "solution-miroir" $(1-\delta\nu)$, comme le montre l'équation (1.2.6). Cette difficulté est alors résolue en appliquant une variation de la fréquence RF de révolution de l'électron, ce qui revient à faire varier son énergie: le sens de variation obtenue lors de la nouvelle mesure de la fréquence de dépolarisation permet alors de déterminer la solution correcte.

- il existe des résonances secondaires à $\nu \pm Q_s$ et leur solution-miroir associée qui, lorsque la polarisation transverse naturelle du faisceau d'électrons est faible ($\simeq$ 10%), peuvent ajouter à la confusion. Une variation de Q_s est alors appliquée, provoquant un déplacement de la résonance secondaire qui laisse inchangée la résonance principale.

II.2.3.3 Erreurs systématiques associée à la méthode de dépolarisation résonante

Le détail des erreurs systématiques associées à une mesure par dépolarisation résonante est reporté dans [16]. Les trois sources pricinpales d'incertitude concernent:

- la présence de champs dépolarisants (surtout radiaux) qui provoquent un déplacement de la fréquence de précession du spin. L'erreur prédite sur cette valeur est estimée à 100 KeV pour les champs horizontaux. Les estimations expérimentales donnent des limites supérieures à 800 keV pour des composantes radiales et à 500 keV pour des champs longitudinaux.

- la largeur propre de la résonance, qui dépend de la force du champ excitateur appliqué et de la vitesse avec laquelle sa fréquence est variée. Elle implique une incertitude de 100 KeV sur la mesure. La figure II.2.6 représente la largeur de la résonance pour la vitesse de variation de fréquence standard.

- une erreur due à la possiblité d'interférence entre la valeur de résonance ν et les résonances secondaires: une incertitude de plus de 100 KeV sur la valeur principale mesurée est cependant exclue.

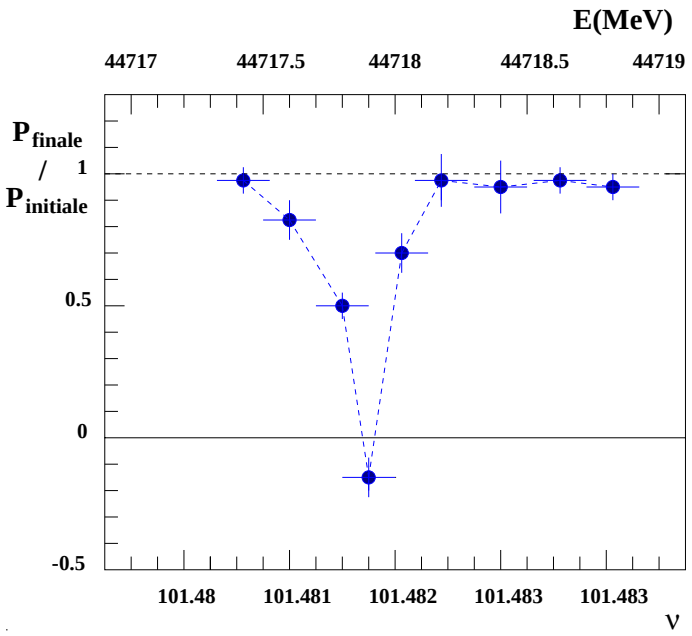


Figure II.2.6: Exemple d'une résonance mesurée par la méthode de dépolarisation résonante.

II.3 Modélisation des variations de l'énergie en fonction du temps de 1993 à 1995

Une modélisation des variations de l'énergie en fonction du temps doit idéalement permettre de remonter à la connaissance exacte des valeurs de l'énergie des faisceaux à l'instant des collisions enregistrées par les détecteurs du LEP. Pratiquement, elle doit être à même de rendre compte de deux types d'effets:

- des fluctuations de l'énergie dues aux variations des conditions rencontrées pendant toute la durée de la prise de données. Celles-ci sont monitorées par un ensemble de mesures magnétiques, qui permettent un contrôle à intervalle régulier de la stabilité de l'énergie des faisceaux, et par l'enregistrement d'un grand nombre de paramètres critiques (températures, hygrométrie, courants des aimants, champs des aimants, etc...) intervenant sur les caractéristiques des champs engendrés.

- de l'influence des effets de marée et ceux d'origine géologique qui agissent sur la géométrie de l'anneau du LEP et qui, en conséquence, modifient l'amplitude des champs effectifs vus par les faisceaux d'électrons et de positrons le long de leur orbite. Ils sont monitorés par des systèmes mesurant les déplacements de l'orbite des faisceaux.

L'élaboration d'un tel modèle repose sur les mesures ponctuelles de l'énergie par dépolarisation résonante. Celles-ci ont été effectuées:
- pour l'année 93 et 94, en fin de "fill" physique (un "fill" correspondant à environ 10 à 15 h de faisceaux); elles permettent alors de rendre compte des effets de variations globales, de "fill à fill".
- en 1995, en début (BOF) et en fin de "fill" (EOF); elles ont ainsi permis de compléter le modélisation des variations de E_{cm} en incluant l'évolution à court terme, à l'intérieur du "fill".
Les connaissances acquises en 1995 ont été appliquées rétro-activement sur les périodes 1993 et 1994, et ont conduit à une re-estimation de l'énergie de collision pour les données correspondantes.

II.3.1 Le contrôle de la stabilité de l'énergie des faisceaux

Plusieurs paramètres sont régulièrement monitorés afin d'assurer une compréhension optimale des variations de l'énergie des faiceaux. Les principaux abordés ici sont:

1. les champs magnétiques effectifs vus par les particules des faisceaux.

2. la température des aimants dipolaires, et la température moyenne autour de l'anneua du LEP.

3. les corrections dues à l'alignement des cavités Radio-Fréquence

II.3.1.1 Contrôle des mesures magnétiques

Le monitoring de $E_{REF}(t)$, effectué à l'aide de sondes à résonance magnétique nucléaire (NMR) placées dans les aimants du LEP, permet le contrôle de l'évolution de l'énergie pendant la durée de la prise de données.

- en 1993 et 94, les mesures de $E_{REF}(t)$ sont effectuées régulièrement dans un aimant dit "de référence", situé en dehors de l'anneau du LEP mais connecté en série avec les aimants dans le tunnel du LEP. Les informations extraites de cet aimant pendant la durée d'un "fill" sont alors supposées renseigner sur l'évolution de l'énergie du faisceau.

- a partir de 1995, les mesures de champ effectif sont effectuées dans deux autres ensembles d'aimants, les octants 4 et 8, localisés cette fois à l'intérieur de l'anneau LEP. Ces sondes rendent alors compte de l'évolution réelle du champ effectif vu par les électrons des faisceaux.

Les résultats mis en évidence en 1995 montrent deux types d'effets absents des mesures fournies dans l'aimant de référence:

1. le premier est observé à heure fixe, et correspond à la circulation d'un courant parasite dans le tube à vide, engendré lors du passage de trains à grande vitesse sur la ligne de chemin de fer situé à proximité de l'anneau du LEP: Le passage des courants de fuite modifient les propriétés magnétiques des aimants, modifiant par suite le champ effectif vu par les particules des faisceaux. La figure II.3.7 représente cet effet observé sur les courants mesurés dans le tube à vide et par les sondes NMR. L'énergie de référence est alors fournie par la somme pondérée des mesures effectuées dans les octants 4 et 8:

$$E_{REF}(t) = \frac{5}{8}E_{NMR4}(t) + \frac{3}{8}E_{NMR8}(t) \qquad \text{(II.3.10)}$$

   Cette pondération peut s'expliquer par le fait de la proximité du point d'interaction 4 de la ligne de chemin de fer, qui par consequent, est plus sensible à ce fond parasite que le point 8, diamétralement opposé.

2. le second, partiellement corrélé au premier, se traduit par un accroissement de $\simeq$ 0.4 MeV/h. de la valeur de l'énergie pendant la durée du "fill", jusqu'à un seuil de saturation observé au bout de 10 heures environ.

La prise en compte de ces deux effets implique l'application de corrections dépendant de l'heure de la prise de données _pour le premier, et de facteurs correctifs dépendant du temps écoulé depuis le début du "fill" (inclu à partir du taux de variation moyen mesuré en 1995) _ pour le second.

Diverses options de corrections appliquées au modèle ont été testées, la comparaison aux mesures par dépolarisation résonante constituant le criterium. Ces effets, présents pendant les années antérieures, ont également été appliqués rétro-activement pour 1993 et 94, en utilisant les calibrations du faisceau effectuées pendant les longues périodes.

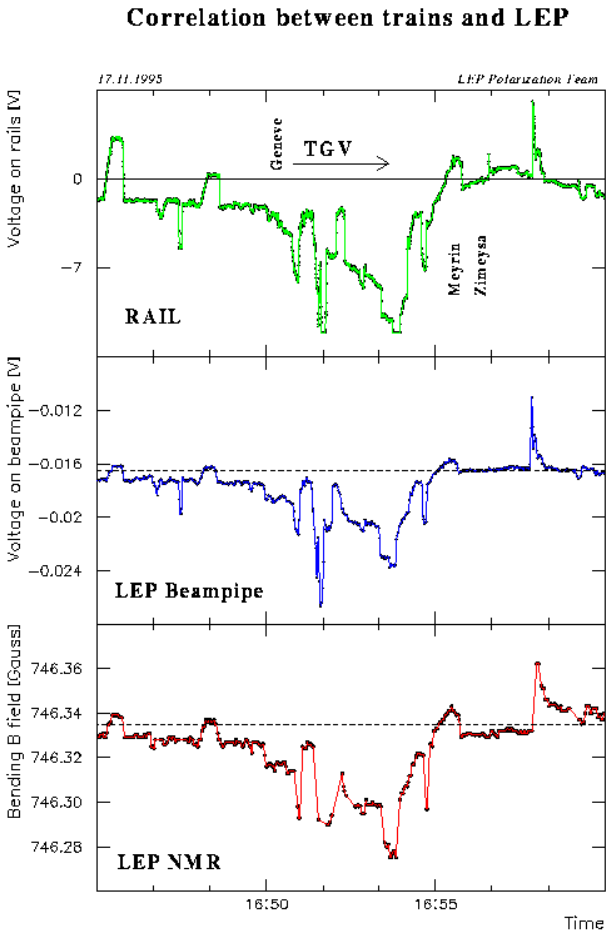


Figure II.3.7: Effets sur l'énergie du faisceau du passage de courants en provenance des voies ferrées le long du tube à vide.

II.3.1.2 Stabilités de la température des aimants: $C_{Tdipole}(t)$ et $C_{Tref}(t)$

La variation de température peut changer l'énergie des faisceaux car elle affecte les propriétés du coeur des aimants, dont la structure est en fer. On peut définir le coefficient de variabilité de l'énergie du faisceau en fonction du changement de température:

$$\alpha_T = 1/E \bullet \frac{\Delta E}{\Delta T} \tag{II.3.11}$$

où T est la température moyenne determinée à partir de 32 aimants dipolaires (sur un total de 3300), répartis en quatre octants.

Ce coefficient a été mesuré en utilisant la calibration par dépolarisation résonante, et est

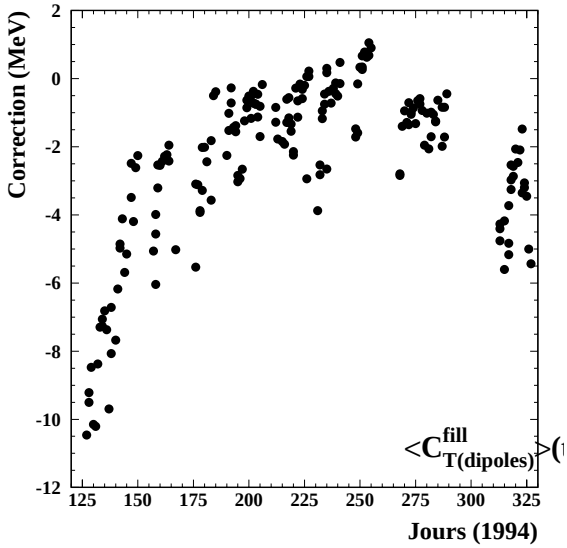


Figure II.3.8: Amplitudes des corrections en MeV/"fill" associées au changement de température des aimants dipolaires en 1994.

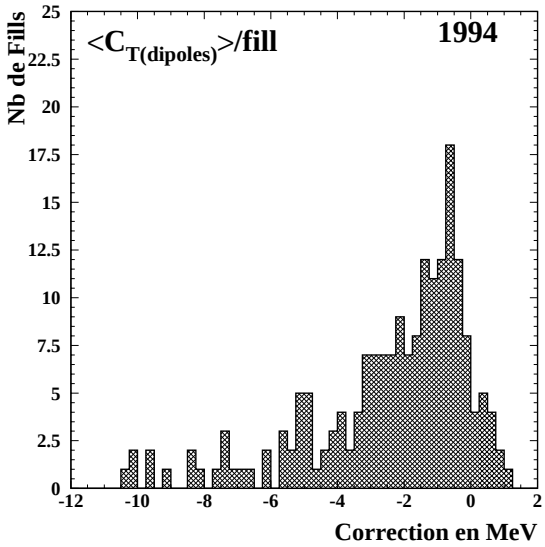


Figure II.3.9: Distribution de la correction par "fill" des valeurs de l'énergie associée à la température des aimants dipolaires

donné par [17]:

$$\alpha_T = (1.07 \pm 0.30)10^{-4}$$

Une variation de température des aimants dipolaires de 1^0C correspond donc à une variation de 4.8 ± 1.4 MeV. Il a été ré-estimmé en 1995 et en 1996. Les différences trouvées ne semblent avoir auncune conséquence significative sur la valeur des énergies [18] [20][2]. Une correction est appliquée environ toutes les 6 minutes à la valeur donnée par la mesure de référence de l'énergie du faisceau. Son amplitude moyenne (en MeV) par "fill" est donnée pour l'année 1994 sur les figures II.3.8 en fonction du numéro de fill, et II.3.9. Elle varie au cours de l'année en raison de l'élévation de la température globale des aimants

[2]L'aimant de référence utilisé en 1993 est plus stable en température, puisqu'une sensibilité 10 fois moindre aux variations de température est obtenue, comparativement aux aimants dipolaires de l'anneau

du début de la prise de données jusqu'à la fin: Cette observation est vraie pour le cas de $< C_{Tdipole} >$ comme pour celui de $< C_{Tref} >$.

II.3.1.3 Facteur de correction RF au point de collision Aleph $C_{RF}(t)$

Les électrons et les positrons perdent, dans les parties incurvées de l'anneau LEP, une énergie moyenne de 120 MeV par radiation synchrotron. Cette perte d'énergie est compensée par un potentiel accélérateur produit par les cavités RF, placées autour des points d'interaction 2 (L3) et 6 (Opal). La figure II.3.10 représente la déviation par rapport à l'énergie moyenne du faisceau autour de l'anneau. Idéalement, la somme de l'énergie du faisceau d'électrons et de positrons devrait être constante.
Dans la pratique cependant, afin de limiter au maximum les pertes dénergie , les cavités RF opèrent à une fréquence égale à la somme de deux fréquences f_1 et f_2, avec $f_2 > f_1$. Les cavités étant alignées pour la fréquence f_1, une différence de phase proportionnelles

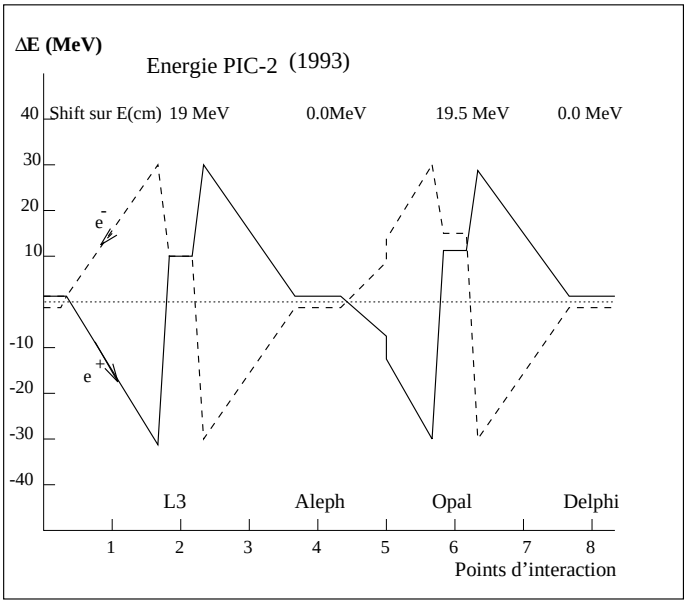


Figure II.3.10: Effet sur l'énergie de l'accélération des particules du faisceau lors de leur passage dans les cavités Radio-Fréquence résonantes.

à la distance moyenne de la cavité au point d'interaction d:

$$< \Phi_e >= \frac{(f_1 - f_2).d}{c}.2\pi \approx -10^0 \qquad \text{(II.3.12)}$$

va apparaitre pour f_2. L'effet provoque, pour la fréquence la plus élevée, l'arrivée des particules trop tôt dans les cavités avant le point d'interaction, et leur départ trop tard des cavités situées après le point d'interaction. Le gain en accélération fournie aux deux faisceaux apparait donc trop haut avant le point d'interaction et trop faible après, conduisant à une différence dans l'énergie moyenne dans le centre de masse qui s'écrit [17]:

$$\Delta E^{PI} = \frac{1}{2}\left(U_{RF}^{in} sin(\Phi_s + \Phi_e) - U_{RF}^{out} sin(\Phi_s - \Phi_e)\right) \qquad \text{(II.3.13)}$$

où Φ_s est la phase stable des paquets par rapport à la fréquence f_1 des cavités RF. Ces déviations vont de quelques MeV à 20 MeV selon le point d'interaction.

La modélisation se doit donc de contrôler l'évolution des écarts avec lénergie moyenne pendant la durée de la prise de données, les changements pouvant provenir soit des variations de l'amplitude des potentiels des cavités RF au cours du temps, soit encore de l'influence du passage des paquets de particules qui provoque une réduction du potentiel effectif vu [**?**].
En raison de l'emplacement des cavités RF, les corrections aux points de collision 4 et 8, respectivement lieu localisation des détecteurs Aleph et Delphi, sont faibles (moins d'1 MeV). Leur évolution au cours du temps est représentée sur la figure II.3.11 à Aleph, tandis que leur amplitude moyenne par "fill" ($< C_{RF} >$ en MeV) est montrée sur la figure II.3.12.

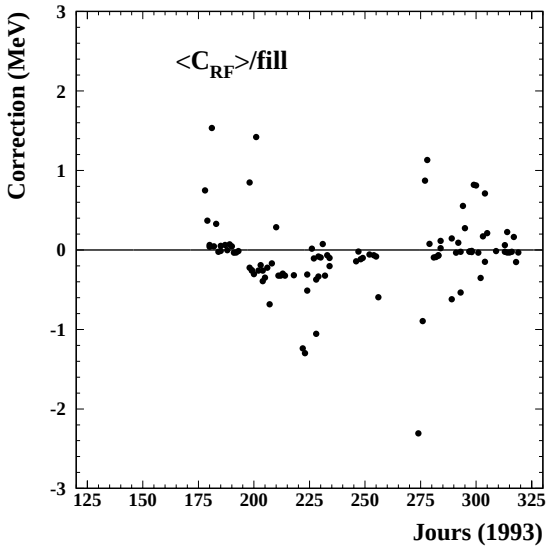


Figure II.3.11: Amplitudes des corrections en MeV associées au corrections RF sur l'énergie de référence correspondant aux prises de données de 1994.

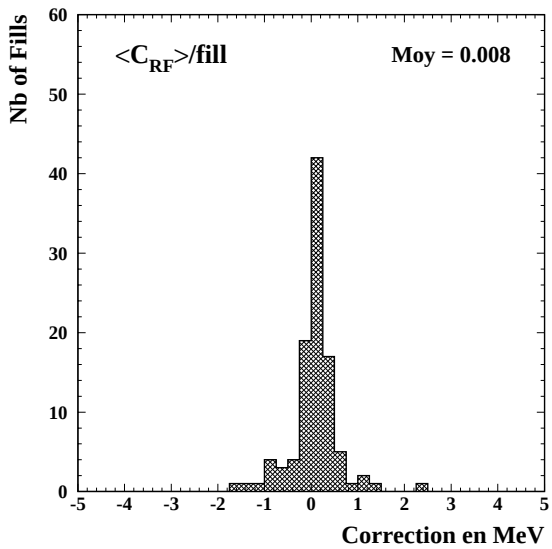


Figure II.3.12: Distribution de la correction aux valeurs de l'énergie associée aux corrections RF sur l'énergie des faisceaux en 1994.

Le contrôle des déphasages au cours du temps est également une part importante de la modélisation. La précision avec laquelle on connait la position des cavités elle-mêmes intervient comme une des limitations principales.
L'évaluation des variations et des incertitudes associées repose sur une surveillance permanente des voltages des cavités RF, des courants d'électrons et de positrons, assurée par le "logging system". L'evaluation des erreurs dues aux corrections RF utilise alors le "nombre synchrotron" $Q_s^{\pm}$ qui est relié au déphasage avec lequel les paquets parviennent aux points d'interaction: le paramètre mesuré Q_s^{mes} est comparé à Q_s^{calc}, calculé à partir des déphasages connus de chaque cavité $\Phi_i^{\pm}$ à partir de la formule:

$$Q_s^{\pm} = \sqrt{\frac{-h\alpha \sum dE_i/d\Phi_i^{\pm}}{2\pi E_{beam}}} \qquad \text{(II.3.14)}$$

où α est le facteur de compaction défini précédemment et $h = 31324$ est le nombre harmonique du LEP.
Ces paramètres Q_s^{mes} et Q_s^{calc} font donc l'objet d'un contrôle permanent.

II.3.2 Le contrôle des orbites des faisceaux

II.3.2.1 Facteur de correction de la position en x des faisceaux $C_{Orbite}(t)$

La fréquence de révolution des e^+e^- assurée par le LEP étant stable (et connue avec une précision absolue de ± 1 Hz), la longueur de l'orbite parcourue est fixée par le champ magnétique effectif vu par les particules. Cette dernière dépend donc des trajectoires des particules par rapport au centre des aimants quadrupolaires et sextupolaires qu'elles traversent, tout écart provoquant une déflection proportionnelle à la déviation transverse subie: un déplacement horizontal de 13 μm conduit ainsi à une variation de 1 MeV de l'énergie moyenne du faisceau, comme le montre la figure II.3.13. Ces déplacements sont mesurés en permanence au LEP grâce aux systèmes de contrôle de position du faisceau (B.O.M) qui ont une précision de quelques μm.

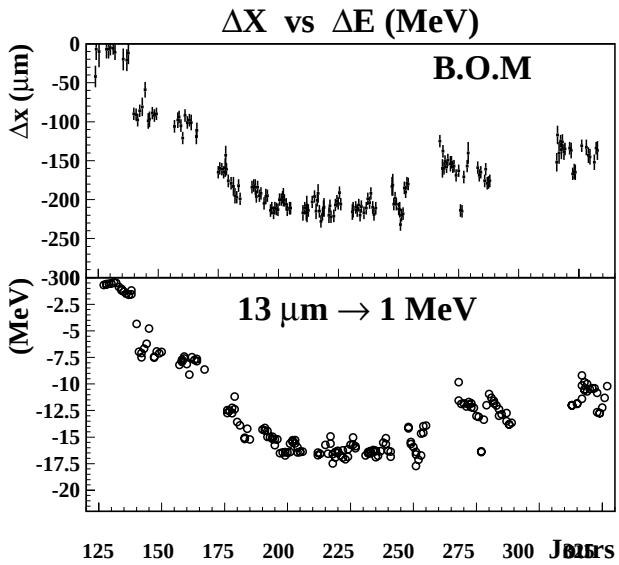


Figure II.3.13: Déplacement horizontal moyen par "fill" (en 1993) du faisceau mesuré par les B.O.M, et correction correspondante de l'orbite, rapportée aux énergies de référence mesurée en 1993.

Deux types d'effets provoquant un déplacement transverse du faisceau ont été mesurés au LEP: les effets de marée lunaire et les variations du poids du lac de Genève sur la circonférence de l'anneau du LEP.

II.3.2.2 Les effets de marée sur l'énergie des faisceaux au LEP

L'influence des marées a été mis en évidence dès 1991 grace à des mesures successives de l'énergie du faisceau par dépolarisation résonante pendant la durée d'un "fill" [22]. Cette dernière méthode a permis en effet de contraindre efficacement la valeur prédite par la

modèlisation. Auparavant, les autres méthodes de calibration, limitées à une précision de $\pm 15\ MeV$, ne pouvaient rendre compte d'effet de cet ordre de grandeur.

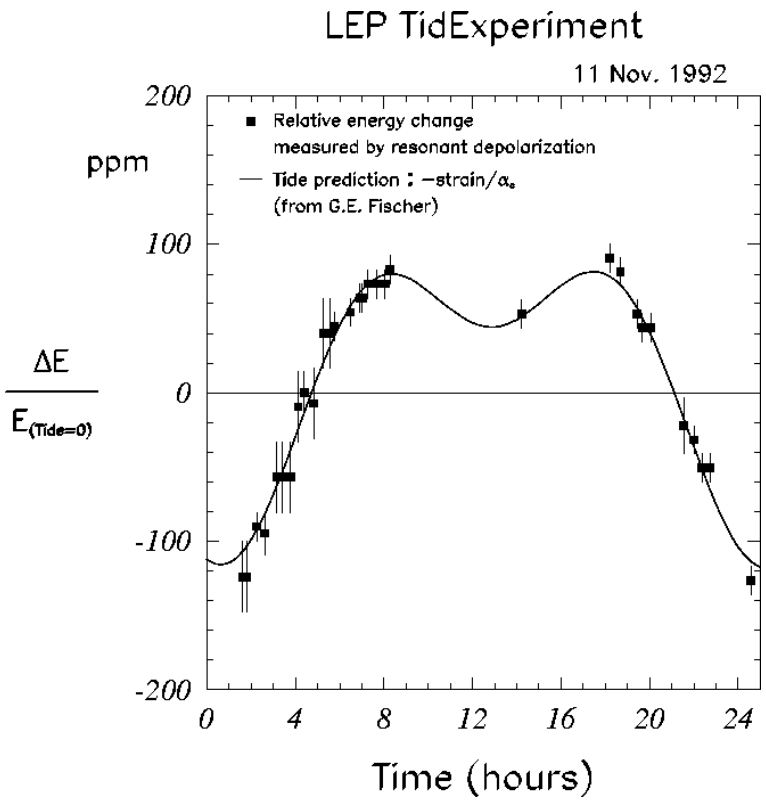


Figure II.3.14: Evidence des effets de marée sur une durée de 12 heures, par des mesures par dépolarisation résonante.

Sous l'effet des marées terrestres, la circonférence de l'anneau du LEP varie d'environ $1mm$ tandis que la surface de la terre change verticalement de 25 cm. Les particules circulant dans l'anneau étant ultra-relativistes, la longueur de leur orbite est constante et fixée par la fréquence délivrée par l'ensemble des cavités RF. C'est donc sous l'effet de la déformation de l'anneau que les particules sont conduites sur une orbite transversalement décentrée par rapport au centre des aimants quadrupolaires et sextupolaires traversés dans le cas d'absence de déformation. Elles subissent alors une déflection supplémentaire, qui, modifiant le champ effectif traversé, provoque une variation de l'énergie des faisceaux selon:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{-1}{\alpha}\frac{\Delta L}{L} \tag{II.3.15}$$

où α est le facteur de compaction, qui relie le changement du périmètre de l'orbite (ou de la fréquence RF correspondante), à la variation de l'énergie. Ce fateur est donné par:

$$\alpha \approx \frac{D_x}{R} \tag{II.3.16}$$

où D_x est la dispersion moyenne horizontale dans les arcs ($D_x \approx 70cm$) et R le rayon moyen de courbure de la trajectoire. La determination de ce paramètre a été effectué en mesurant la variation de l'énergie du faisceau en fonction d'un changement de fréquence des cavités RF du LEP [17]:

$$\alpha = 1.860.10^{-4} \tag{II.3.17}$$

Le modèle utilisé pour rendre compte des variations d'énergie est le modèle CTE (Cartwright-Taylor- Edden) décrit dans [23]. Il permet de déterminer le déplacement transverse du faisceau du à un changement local $\Delta g(t)$ de la constante de gravité en fonction du temps.

Les facteurs de correction $C_{Maree}(t)$ sont calculés à l'instant t de la mesure de l'énergie de référence.

II.3.2.3 Effets de variation du niveau du lac de Genève

Les effets de variation du poids du lac de Genève, soumis aux contrôle du niveau des eaux, s'exercent aussi sur l'anneau du LEP et expliquent les variations mesurées sur une échelle de plusieurs mois [17]. La corrélation entre le relevé saisonier du niveau du lac de Genève et la variation de l'orbite des faisceaux est montrée pour les années 1993 et 94 sur la figure II.3.15 dans l'étude [21].
La figure II.3.16 montre les variations des corrections moyennes par les "fills" (en MeV) appliquées en 1994, déja corrigées des effets de marée discutés dans la section suivante. Ces corrections se comportent à l'inverse des variations du niveau du lac. L'amplitude moyenne par "fill" de ces corrections apparait sur la figure II.3.17.

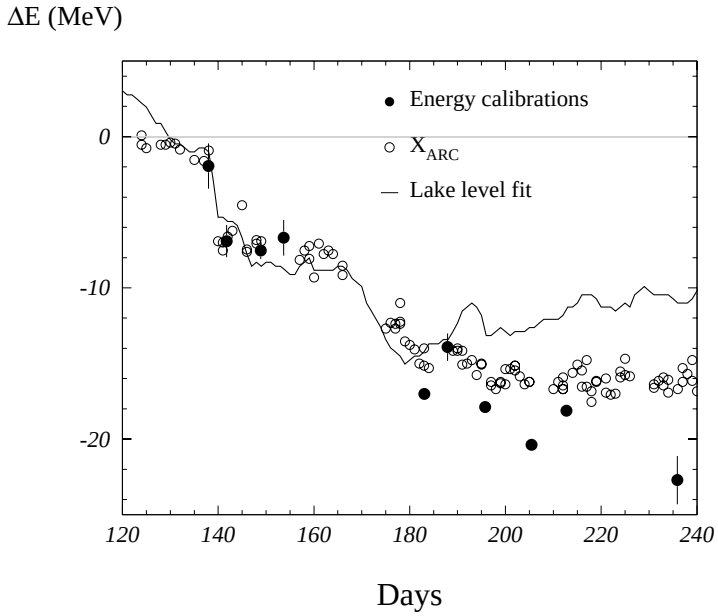


Figure II.3.15: Relevé du niveau du lac de Genève en 1993 et 1994. Les corrélations apparaissent avec la détermination des corrections sur l'énergie du faisceau sur la figure II.3.15 pour l'année 1993.

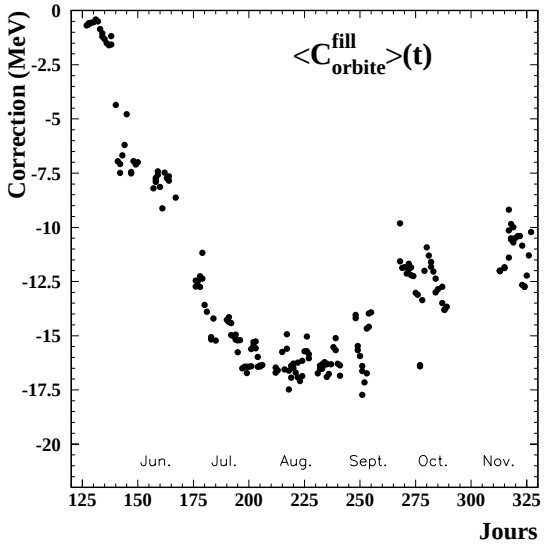


Figure II.3.16: Amplitudes des corrections en MeV associées au déplacement transverse des faisceaux pour les "fills" physiques de 1993.

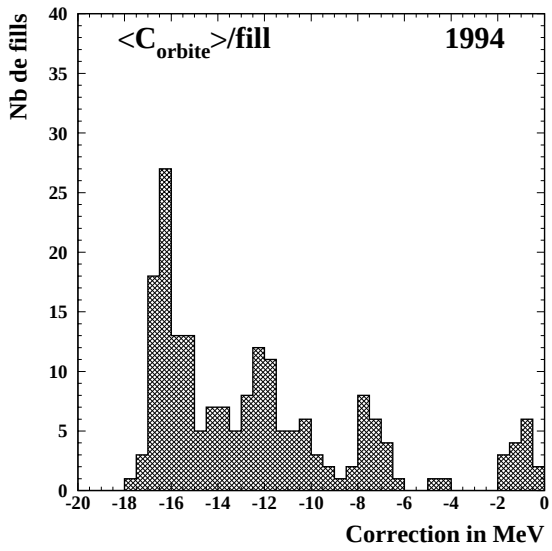


Figure II.3.17: Distribution de la correction aux valeurs de l'énergie associée au déplacement transverse des faisceaux en 1993.

II.4 La détermination des énergies moyennes en 1993 et 1994 à Aleph

II.4.1 La modélisation de l'énergie en 1993, 1994 et 1995

La base de la modélisation des variations de l'énergie en fonction du temps utilisée en 1993 est décrite dans [17]. Les modifications qui lui ont été apportées en 1996 sont décrites dans les références [18], [19] puis synthétisées dans [20].
La modélisation utilisée repose principalement sur la mesure continue de l'énergie du faisceau par des mesures magnétiques effectuées grâce à des sondes à résonance magnétique nucléaire (NMR) placées dans les aimants. Cette valeur est utilisée comme référence $E_{REF}(t)$. C'est sur elle que sont appliquées les corrections.
Le modèle fait alors intervenir les principaux facteurs correctifs suivants:

$$E_{LEP} = C_{norm}("fill") \times E_{REF}(t)$$
$$\times(1 + C_{Maree}(t)) \times (1 + C_{Orbite}("fill")) \times (1 + C_{QFQD}(t))$$
$$\times(1 + C_{RF}(t)) \times (1 + C_{Tdipole}(t)) \times (1 + C_{Treference}(t)) \qquad \text{(II.4.18)}$$

parmi lesquels on distingue:

1. des facteurs de correction globaux, déterminés après ajustement des valeurs calculées aux valeurs réelles fournies par les mesures ponctuelles par dépolarisation résonnante: c'est le cas du facteur de normalisation globale C_{norm}, déterminé pour chaque "fill", ainsi que C_{Orbite} qui correspond aux corrections à appliquer à l'énergie

$E_{REF}(t)$ pour compenser les déviations du faisceau par rapport à l'orbite centrale, moyennée sur la base d'un "fill".

2. des facteurs déterminés régulièrement (environ toutes les 2 minutes) à l'intérieur de chaque période de prises de données: c'est le cas des corrections calculées dues aux effets de marée $C_{Maree}(t)$, de celles dues aux variations de température des aimants du LEP, $C_{Tdipole}(t)$ (dans le tunel) et $C_{Treference}(t)$ (aimant de référence); enfin, des corrections dépendantes de l'alignement des cavités résonantes Radio-Fréquence, sont appliquées en chaque point d'interaction $C_{RF}(t)$.

Les valeurs obtenues par cette modélisation sont testées par les mesures de l'énergie effectuées par dépolarisation résonnante. L'écart entre valeurs mesurées et prédites (le RMS de cet écart) fixe alors le degré de validité du modèle.

II.4.2 Résultats: les valeurs de E_{cm} en 1993, 1994 et 1995

L'ensemble des valeurs prédites par la modélisation de l'énergie ont été utilisées pour dériver les valeurs de l'énergie des collisions à Aleph selon la procédure suivante:

- les valeurs de référence $E_{REF}(t)$ fournies toute les 6 minutes par le modèle sont corrigées par l'application des facteurs suivants, convertis en MeV:
  1. les corrections dues aux variations de température des aimants dipolaires du LEP (et de l'aimant de référence pour 1993)
  2. les corrections dues aux effets de marée
  3. les corrections d'orbite des faisceaux (excluant les effets de marée)
  4. les corrections dues à l'accélération produite par les cavités Radio-fréquence à Aleph.
- les valeurs corrigées, moyennées toutes les 6 minutes sont alors pondérées par le nombre de hadrons (où de bhabha) sélectionnés à Aleph durant l'intervalle de temps correspondant.
- les valeurs obtenues sont alors moyennées sur un "run", c'est à dire sur une période correspondant à environ une heure de prise de données. La valeur totale obtenue pour un point en énergie est alors déterminée par la moyenne pondérée sur l'ensemble des "runs" sélectionnés pour l'analyse de la physique électro-faible.

Les figures II.4.18 et II.4.19 représentent les valeurs moyennes pondérées caclculées pour chaque "fill" concernant les données enregistrées et sélectionnées en 1993 et 1994 par Aleph. Sur les mêmes figures ont été placées les résultats de mesures effectuées par dépolarisation résonante.
Les énergies moyennes obtenues à Aleph en 1993 et 1994 sont repertoriées sur la table finale II.4. Ces valeurs ne tiennent pas encore en compte les changements inclus dans la modélisatio.

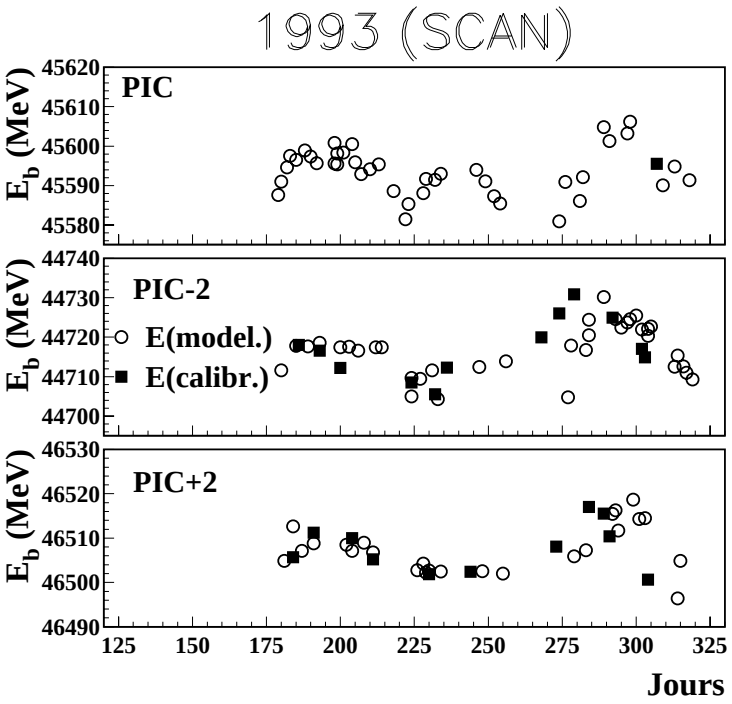


Figure II.4.18: Valeurs de l'énergie pour les "fills" physiques sélectionnés par Aleph pour les analyses électro-faibles pour la période de scan en 1993. Ces valeurs (et leurs corrections) résultent de la nouvelle modélisation de l'énergie (voir texte). Elles sont alors pondérées par le nombre de hadrons sélectionnés.

II.4.3 Erreurs associées à la détermination de l'énergie en 1993

La détermination de l'énergie en chaque point d'interaction est affectée par les effets suivants [17]:

- l'incertitude sur la méthode de calibration elle-même. La plus importante source d'erreur provient de l'influence de champs parasites longitudinaux et horizontaux. L'incertitude systématique totale est d'autant plus petite que le nombre de "fills" calibrés est grand:
$$\frac{1.6MeV}{\sqrt{N_{cal}}} \approx 0.5\ MeV \tag{II.4.19}$$
- la non-reproducibilité des mesures de l'énergie, et les variations de l'énergie moyenne pendant les "fills". Elle est évaluée à partir du RMS de l'écart moyen entre les valeurs fournies par les mesures et les valeurs prédites par la modèlisation. Les figures II.4.18 et II.4.19 représentent les valeurs des énergies prédites pour 1993 et 1994 et les comparent aux mesures effectuées par dépolarisation résonante. Le RMS comprend en principe les erreurs dues aux fluctuations statistiques, et les effets systématiques dus à l'imperfection de la modélisation. Il est respectivement de 2.9 MeV et de 7.0 MeV pour les énergies pic+2 et pic-2 de 1993, en utilisant les valeurs prédites par l'ancienne modèlisation.
  L'erreur totale sur l'énergie moyenne des "fills" non calibrés est alors la somme quadratique des deux termes suivants:

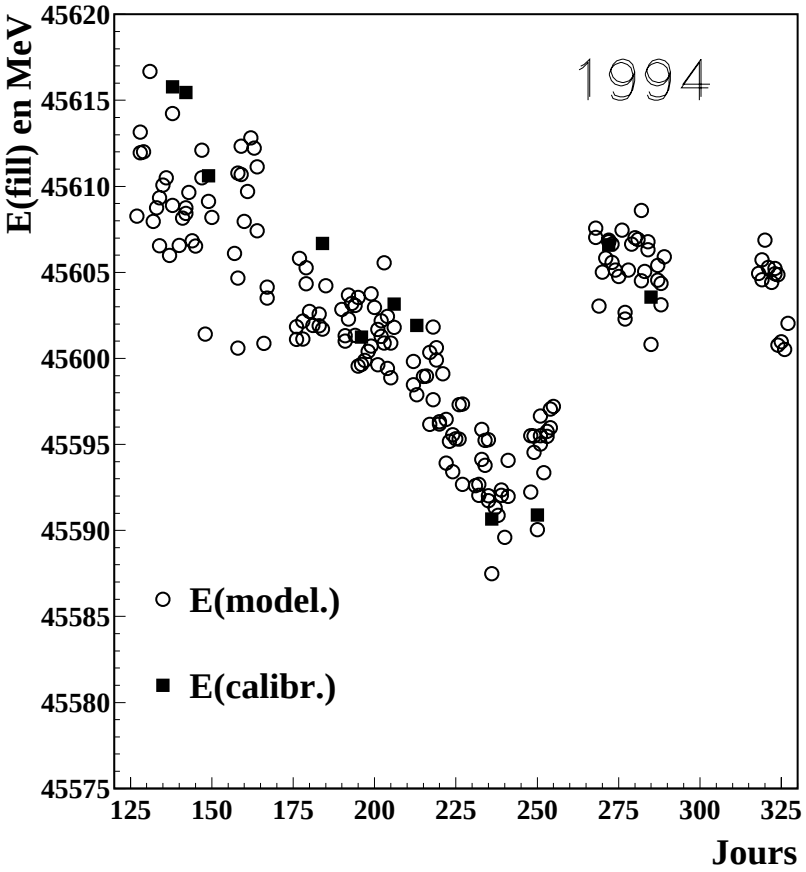


Figure II.4.19: Valeurs de l'énergie pour les "fills" physiques sélectionnés par Aleph pour les analyses électro-faibles au "pic" en 1994. Ces valeurs (et leurs corrections) résultent de l'ancienne modélisation de l'énergie (voir texte).

$$\frac{\sigma_{cal}}{\sqrt{N_{cal}}} \oplus \frac{\sigma_{cal}}{\sqrt{N_{non\ cal}}} \tag{II.4.20}$$

où le premier terme correspond aux fluctuations sur la valeur de l'énergie moyenne mesurée pour les "fills" au cours desquels une mesure a été effectuée, et le second terme aux fluctuations des valeurs de l'énergie moyenne des "fills" non-calibrés. L'incertitude totale, donnée par l'expression:

$$\frac{\sigma_{cal}\sqrt{N_{non\ cal}}}{\sqrt{N_{total}N_{cal}}} \tag{II.4.21}$$

conduit ainsi à une erreur de 0.7 MeV et 1.6 MeV respectivement pour les deux énergies "pic+2" et "pic-2" en 1993, contre 5.3 MeV au "pic" (période du scan), qui ne bénéficie que d'une seule calibration par dépolarisation résonante.

- les erreurs systématiques due à l'utilisation de la modélisation de la variation de l'énergie en fonction du temps. Elles sont évaluées en annulant une à une les corrections appliquées durant le "fill" à l'énergie du faisceau (températures, marée, orbite, NMR) et en mesurant les modifications apportées aux valeurs prédites. Elles sont reportées dans la table II.2.

- l'incertitude sur la mesure de l'énergie du faisceau de positrons. Les imperfections des champs quadrupolaires et sextupolaire peuvent apporter des modifications différentes à l'orbite des faisceaux d'électrons et de positrons. Trois calibrations (1993+1994) ont permis de comparer l'énergie de faisceaux dans les deux cas. Une différence de $+0.3 \pm 0.3$ MeV pour les positrons.

Source d'erreur (MeV) **1993**	PIC-2 (MeV)	PIC+2 (MeV)
non reproductibilité	1.6	0.7
Correction Temp.	0.2	0.3
Correction QFQD	0.4	0.4
Correction marée	0.1	0.4
Correction NMR	0.9	0.9
Calibration	0.5	0.5
e^+ energie	0.3	0.3
Correction RF	1.0	1.0
TOTAL	2.22	1.75

Tableau II.2: Sources d'erreur pour les énergies hors-pic du scan 1993. L'énergie au pic est affectée d'une erreur totale de 5.3 MeV[17].

La table II.2 rassemble ces erreurs pour le scan de 1993 à Aleph. La matrice de covariance des mesures est reportée ci-dessous II.3 et comprend les corrélations entre les valeurs

des énergies déterminées pendant la période de scan: elles proviennent exclusivement de l'utilisation de la même modélisation. En 1993, la période antérieure au scan correspond à

Prescan	Pic-2	Pic	Pic+2
324	0.0	0.0	0.0
0.0	4.96	1.98	1.97
0.0	1.98	30.14	2.05
0.0	1.97	2.05	3.15

Tableau II.3: Matrice de covariance utilisée pour Aleph [17] pour les valeurs du scan de 1993. Les éléments sont en (MeV^2).

près de la moitié de la luminosité prise autour du pic. Cependant, le système de contrôle des paramètres (température, courants, Q_s, BOM etc..) n'étant pas encore effectif, la même modélisation n'a pu être utilisée. Une analyse similaire à celle de 1992 a donc été reproduite. Elle utilise:

- l'utilisation de six calibrations par dépolarisation résonante en dehors des périodes de prises de données, à l'énergie "pic-2"
- un suivi de l'énergie mesurée par aimant-tournant ("flip-coil").

L'incertitude totale (comprenant le RMS de l'écart $E_{pol} - E_{FLip-coil}$ et l'erreur due à l'extrapolation des calibrations de "pic-2" à l'énergie du "pic") est de 18 MeV. Ce résultat est complètement décorrélé des mesures produites pendant la période du scan.

II.4.4 Détermination des énergies en 1989, 1990, 1991 et 1992

Les valeurs déterminées pour les périodes de prises de données antérieures sont reportées sur la table II.4. Ces valeurs seront utilisées dans l'ajustement des paramètres de désintégration du Z (chapitre VI).

II.4.4.1 Energies moyennes et incertitudes

La procédure utilisée pour dériver les énergies moyennes avant 1991 fait appel à une modélisation moins développée que celle de 1993. En 1991, la première mise en oeuvre de la méthode par dépolarisation résonante à 93 GeV a permis de réduire les incertitudes associées à la calibration.
La procédure suivie pour déterminer les énergies moyennes est, pour ces périodes, telle que [26], [27] et [4]:

- durant chaque "fill", l'énergie provient de la mesure des champs dipolaires effectifs par la méthode des boucles de flux. Un ensemble dit "Field Display system", assure le suivi de l'évolution de l'énergie E_{FD} par des mesures régulières pendant la durée du "fill".

- l'étalonnage de l'énergie des faisceaux fixe "l'echelle absolue" des énergies. Ce n'est qu'en 1991 que la méthode de dépolarisation résonante a été utilisée à l'énergie de $E = 46.5GeV$, contribuant à la réduction sur l'incertitude associée à la calibration de l'énergie.

- une paramétrisation est alors définie afin de dériver les valeurs données par la méthode d'étalonnage aux autres énergies du scan.

- des corrections prenant en compte la variation de température moyenne des aimants du LEP sont alors appliquées "fill" à "fill".

- les corrections RF sont inclues dans la modélisation afin de rendre compte du non-alignement des cavités, qui peut entrainer des écarts importants selon les points de collisions, dans l'énergie du faisceau vis-à vis de l'énergie moyenne. A cette fin, une surveillance régulière des tensions des cavités RF est assurée.

L'énergie en fonction du temps est alors modélisée par:

$$E^i_{fill} = 2E^i_{FD}\left[1 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_a bs + \alpha\frac{(2E^i_{FD} - 93.0GeV)}{2E^i_{FD}} + C_{T\,dipole}\left(T^i_8 - < T_8 >_{pol}\right) + \delta_{RF}\right] \tag{II.4.22}$$

où α a été défini précedemment et T^i_8 est la mesure i de la température à partir de huit ensemble d'aimants le long de l'anneau.
Le tableau II.4 répertorie l'ensemble des valeurs déterminées pour cette période.
Les incertitudes affectant la détermination des énergies ont les origines suivantes:

- l'échelle absolue en énergie vaut $\frac{\Delta E}{E})_{abs}$, due à l'imprécision sur les méthodes d'étalonnage utilisées.

- l'échelle locale d'énergie $\frac{\Delta E}{E})_{loc}$, correspondant à l'incertitude sur α lors de la dérivation des résultats des mesures à 93 GeV aux autres énergies (1991)

- une erreur non-corrélée, dite "point-à-point" $\frac{\Delta E}{E})_{ptp}$, qui rend compte de la non-linéarité de la relation entre les courants des dipoles et l'énergie de faisceau

- non-reproductibilité des valeurs "fill" à "fill" qui prend en compte les variations induites par les incertitudes sur les corrections dues aux températures, effets de marées.

Les valeurs obtenues sont regroupées dans la table finale II.4, sous la forme utilisée dans le programme d'ajustement des sections efficaces et d'asymétries (chapitre VI).

II.5 La dispersion en énergie du faisceau

La valeur moyenne de l'énergie du faisceau déterminée par les calibrations et par la modélisation de ses variations au cours du temps, n'est pas ponctuelle. En effet, elle

est distribuée avec une dispersion liée à la taille de la région lumineuse observée au point de collision, c'est à dire liée à la longueur des paquets d'électrons (ou de positrons).
La prise en compte de cette dispersion de l'énergie modifie dans un premier temps la position du point réel de la mesure et donc influe sur la valeur de la section efficace en ce point. Elle entraine dans un second temps des corrections à la section efficace de production de paires $f\bar{f}$ aux énergies correspondant à l'élargissement.

La largeur de la distribution en énergie du faisceau prend la forme [29]:

$$\sigma_E = \frac{E}{\alpha R} Q_s \left(\sqrt{2}\sigma_z\right) \tag{II.5.23}$$

où α est le facteur de compaction du moment des électrons et positrons, R le rayon moyen du LEP, $\sqrt{2}\sigma_z$ la longueur selon l'axe z du paquet d'électrons (ou de positrons) et Q_s le synchrotron tune. Les valeurs de ces paramètres dépendent donc principalement de l'optique choisie par LEP et des conditions physiques (température etc) dans lesquelles s'effectue les collisions [29]. La dispersion en énergie dans le centre de masse de la réaction représente environ 10% de la valeur centrale jusqu'en 1993, quelle que soit l'énergie de la collision $E(cm)$:

$$\frac{\Delta E_{disp}}{E} \approx 10\% \tag{II.5.24}$$

Les effets de cette dispersion et leur traitement à Aleph lors de l'ajustement des sections efficaces sont traités dans le chapitre VII. Ils conduisent à une incertitude significative sur la détermination de la largeur, comme nous le verrons alors.

Année	$E(cm)$ (GeV)	$(\Delta E(cm)/E(cm))_{point}$ (10^{-5})	ΔE_{abs} (10^{-5})	$\delta_{disp} + \delta_{pair}$ (10^{-3})
	88.277	7.8	29.0	-1.94
	89.277	6.6	" "	-1.87
	90.277	10.0	" "	-2.34
1989	91.030	5.2	" "	-3.86
	91.277	4.6	" "	-3.87
	91.529	5.1	" "	-3.38
	92.277	3.4	" "	-1.44
	93.277	7.8	" "	-0.197
	94.278	6.6	" "	+0.669
	95.036	10.0	" "	+1.28
	88.222	5.2	29.0	-1.95
	89.216	4.6	" "	-1.87
	90.216	5.1	" "	-2.27
1990	91.213	3.4	" "	-3.92
	92.206	5.3	" "	-1.56
	93.208	5.2	" "	-0.25
	94.201	4.7	" "	+0.618
	91.238	20.0	22.0	-3.72
	88.464	5.5	" "	-2.02
	89.455	5.2	" "	-1.99
	90.212	5.1	" "	-2.33
1991	91.222	3.7	" "	-3.72
	91.952	5.3	" "	-2.15
	92.827	4.6	" "	-0.58
	93.701	5.4	" "	+0.12
1992	91.276	0.0	20.0	-3.87
	91.270	0.0	20.0	-3.87
	91.290	0.0		-4.17
1993	89.434	0.0	0.0	-1.53
	91.189	0.0		-4.27
	93.016	0.0		-0.38
1994	91.188	0.0	0.0	-3.70

Tableau II.4: Energies de collision pour les mesures effectuées de 1989 à 1994 et utilisées dans l'ajustement des sections efficaces. La 3e colonne fournit les incertitudes relatives à chaque point en énergie; la 4e la valeur de l'incertitude absolue. La 4e les valeurs de corrections des sections efficaces provenant de la dispersion en énergie (étudiées dans le chapitre VII).

Bibliographie

[1] J.M. Jowett, "More bunches in LEP", CERN LEP-TH/89-17 (1989)
"Report of the Working Group on High luminosities at LEP", CERN Report 91-02 (1991).

[2] 'The physic of electron storage rings. An introduction.'(1979) SLAC-121,UC-28

[3] R. Littauer, "Multibunch operation of CESR", Colliding Beam Notes CBN85-7 (1985).

[4] L. Arnaudon et al., CERN-PPE/92-125, CERN-SL/92-37(DI) (1992).
J. Billan, J.P. Gourber, K.H. Henrichsen, "Determination of the particle momentum un LEP from precise magnet measurements", 1991 Particle Accelerator Conference, San Fransisco, CA, May 1991.

[5] A. Blondel, "Beam Polarization in e^+e^- anihilation", CERN-PPE/93-125 (1993).

[6] A.A. Zholentz et al. Phys. Letter B96(1980) 214.

[7] D.P. Barber et al., Phys. Letter B135(1984) 498.

[8] W.W. McKay et al., Phys. Review D29(1984) 2483.

[9] M. Placidi and R. Rossmanith, "e^+e^- polarimetry at lep", Nucl. Instrum. Methods A274(1989) 79.

[10] L. Knudsen et al., Phys. Lett. B270(1991) 97.

[11] J. Badier, A. Blondel, B. Dehning, M. Crozon, L. Knudsen, J.P. Koutchouk, M. Placidi, R. Schmidt, Phys. Letter B 270(1991) 97-104

[12] R. Assmann et al., "Polarization studies at LEP in 1993", CERN-SL/94-08.

[13] V. Bargmann, L. Michel and V.L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. 10(1959) 435.

[14] Polarized beams in high energy storage rings, Phys. Reports 113(1984)1-96.

[15] A. A. Sokolov and I.M. Ternov, Sov. Phys. Dokl. 10(1966) 1145.

[16] Accurate Determination of the LEP Beam Energy by Resonant Depolarization, CERN SL/94-71

[17] R. Assmann et al., "The energy calibration of LEP in the 1993 scan", CERN-PPE/94

[18] M. Koratzino, Delphi coll., "The energy of LEP in the 1995 scan", Report for the LEP Energy Working Group.

[19] P. Renton, Report for the LEP Energy Working Group.

[20] Draft du papier 1996 sur l'analyse 1993-94-95. LEP Energy Working Group.

[21] J. Wenninger, "Radial deformations of the LEP ring", CERN-SL/95-21(OP).

[22] The Working Group on LEP energy and the LEP collaborations, Phys. Lett. B307(1993)187.
voir aussi: L. Arnaudon et al, CERN-SL/94-07
J. Wenninger, CERN-SL /96-22 (OP)

[23] P. Melchior, "The tides of the planet earth, 2nd edition, Pergamon Press(1993).

[24] A. Blondel, seminaire CERN du 22 septembre 1994.

[25] F. teubert et A. Lucotte, "Fits to Cross sections and FB asymetries", ALEPH 95-035, PHYSIC 95-033.

[26] Lep absolute Energy in 1990, LEP Performance Note 12.

[27] The energy calibration of LEP in 1992, CERN-SL/93-21 (DI) (Avril 93)

[28] M. Martinez et al. 'Model independent fitting to Z line shape', Z. Phys. C49(1991) 645-655

[29] B. Jacobsen (Avril 94), ALEPH 94-060 / PHYSIC 94-054.

Chapitre III

Le dispositif expérimental Aleph et la mesure de la luminosité

Aleph est l'une des quatre expériences situées sur le collisioneur d'électrons et de positrons du LEP. Dans la perspective des mesures de précision, les points forts de sa conception reposent sur:

- un ensemble de reconstruction des traces chargées très performant, notamment grâce à une chambre à trace de grande dimension, qui assure une détermination précise de l'impulsion des particules chargées
- un ensemble de calorimètres électro-magnétique et hadronique, qui, en même temps qu'une bonne hermiticité, permettent une bonne identification des produits de désintégration du Z
- la présence d'un luminomètre à très bas angle, effectif dès l'année 1992, autorisant une mesure précise du nombre de désintégrations bhabha, et donc une détermination très sure de la luminosité

Ces conditions assurent de hautes efficacités de déclenchement et de sélection des événements dans les différents canaux (plus de 97% pour les $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}$); elles permettent aussi une estimation précise des fonds associés aux différents signaux, qui interviennent directement dans les incertitudes systématiques de Γ_Z et de M_Z; enfin, le deuxième luminomètre, utilisé à partir de 1992 pour détecter les événements bhabhas à très petits angles, a permis de réduire une des principales contributions aux incertitudes affectant la détermination des sections efficaces, et par suite de Γ_Z et de σ^0_{had}.
Le détecteur Aleph est ici présenté de facon générale, puis en insistant sur les éléments intéressant principalement notre analyse: nous nous attarderons ainsi sur l'ensemble de reconstruction des traces chargées, qui comprend une chambre à dérive de très grande dimension (TPC), une chambre à trace interne (ITC), et un détecteur de micro-vertex (VDET). Les calorimètres électro-magnétique, hadronique et les chambres à muons seront alors brièvement passés en revue.
Dans la seconde partie, une description des luminomètres LCAL et SiCAL est donnée; les modes de sélection des événements bhabhas et les principales sources d'incertitudes associées seront alors évoqués.

Une coupe schématique du détecteur Aleph est représentée sur la figure III.0.1. La structure globale du détecteur se décompose ainsi, en partant du point de collision selon un rayon croissant:
- le détecteur de vertex (VDET).**(9)**
- la chambre interne à trace (ITC). **(2)**
- la chambre à projection temporelle (TPC). **(3)**
- le calorimètre électromagnétique (ECAL). **(4)**
- le calorimètre hadronique (HCAL). **(6)**
- les chambres à muons. **(7)**

Un aimant supraconducteur **(5)**, recouvrant le tonneau du calorimètre électromagnétique, induit un champ magnétique uniforme de 1.5 Tesla et de direction parallèle à l'axe du faisceau. Il est utilisé pour la mesure des impulsions des particules chargées dans les détecteurs à traces (internes).
Deux ensembles de moniteurs de luminosité **(1)** ont été utilisés depuis le démarrage de l'expérience. Couvrant les régions angulaires de faibles valeurs, ils se localisent aux extrémités du détecteur le long du tube à vide **(8)**, à ± 2.6 m. du point d'interaction.

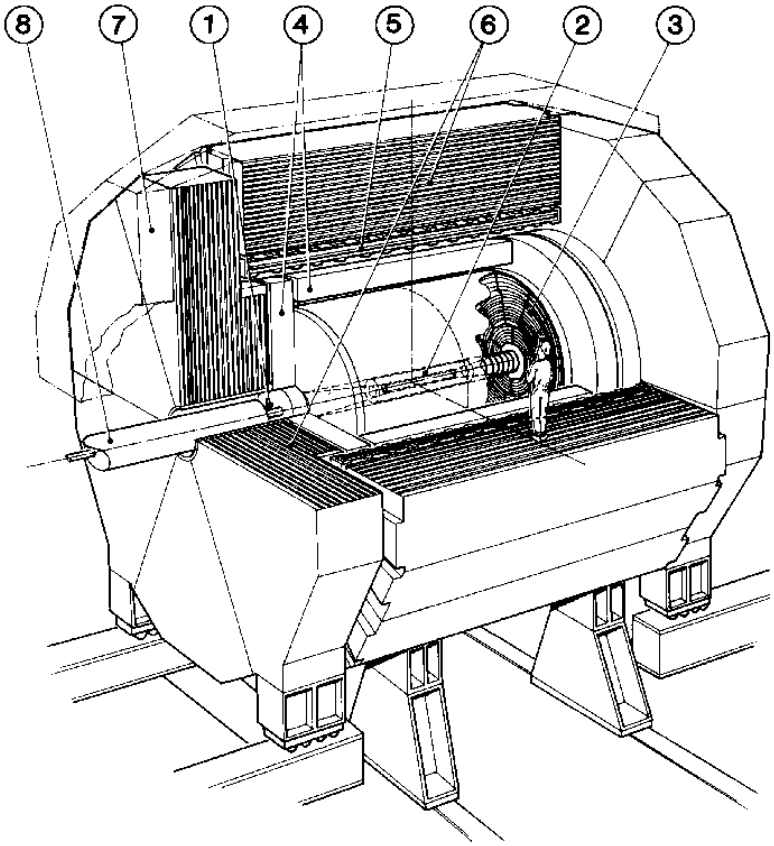


Figure III.0.1: Coupe du détecteur ALEPH. L'identification des sous-détecteurs est explicitée dans le texte

III.1 Le système de reconstruction des traces

La reconstruction de la trajectoire des particules chargées dans le champ magnétique induit par l'aimant repose sur les signaux provenant d'une chambre à projection temporelle de grande dimension (TPC), d'une chambre à dérive interne (ITC) et du détecteur de vertex (VDET), opérationnel en 1991, situé dans les alentours immédiats du point de collision.
La procédure d'assemblage des trajectoires utilise au départ l'ensemble de coordonnées reconstruites dans la TPC. Les informations de l'ITC et du VDET interviennent ensuite comme contrainte à l'ajustement des trajectoires reconstruites antérieurement à l'aide de la TPC; une bonne précision est alors atteinte, tant dans la détermination de l'impulsion des traces que dans la reconstruction des vertex.

III.1.1 Le detecteur de vertex VDET

III.1.1.1 Structure et mode de fonctionnement

Le détecteur de micro-vertex est décrit en détail dans [1]. Il est formé de deux cylindres coaxiaux de 20 cm de longueur, constitués de couches en silicium de dimensions (5.12cm $\times$ 5.12cm $\times$ 0.03cm). Le premier cylindre, de rayon moyen 6.5 cm, est recouvert de 9 lamelles dans le plan azimutal et de 4 dans le sens de la longueur; ces chiffres passent à 15 par 4 pour le second, de rayon 11.3 cm. Une coupe schématique de la structure du VDET est représentée sur la figure III.1.2.

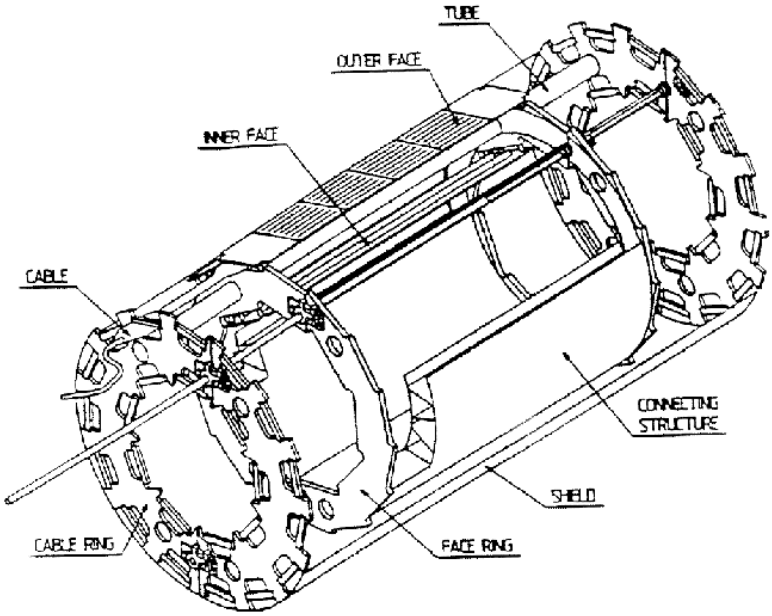


Figure III.1.2: Coupe schématique représentant la structure du VDET

Chacune des lamelles est recouverte de pistes de $100\mu m$ de longueur, situées dans les directions parallèle ($r\Phi$) et perpendiculaire (rz) à l'axe du faisceau, qui permettent de localiser tri-dimensionnellement les charges déposées.
Les points de passage reconstruits dans les deux couches de lamelles du VDET sont alors utilisés comme contrainte supplémentaire lors de l'ajustement des traces reconstruites, initialement effectué à partir des seules informations provenant des chambres à traces qui l'entourent; situé à proximité immédiate du point d'interaction, il permet une bonne localisation des vertex primaire et secondaires, outil indispensable à la physique du méson B.

III.1.1.2 Performances du VDET

La résolution du VDET pour des particules de direction normale et d'impulsion supérieure à $p > 2$ GeV est calculée à partir de la distance mesurée entre deux points reconstruits dans la zone de recouvrement de deux lamelles (qui correspond à $\sim 5\%$ de leur surface). Elle vaut dans les deux directions [2]: $\sigma_{r\Phi} = 12\mu m$ et $\sigma_{rz} = 12\mu m$.
L'amélioration apportée par l'utilisation du VDET sur l'impulsion des particules est importante, puisqu'à 45 GeV, la résolution sur l'impulsion transverse passe à $\Delta p_T/p_T^2 = 0.06\%\ (GeV/c)^{-1}$ contre $\Delta p_T/p_T^2 = 0.08\%\ (GeV/c)^{-1}$ lorsque seules les informations de l'ensemble (ITC+TPC) sont utilisées.
La détermination du paramètre d'impact des traces chargées par rapport au point de collision est un facteur important pour l'identification des vertex secondaires; grâce à l'utilisation du VDET conjointement à la TPC et l'ITC, la résolution sur le paramètre d'impact est donnée par:

$$\sigma(\delta) = 25\mu m + \frac{95\mu m}{p}(GeV/c)^{-1} \qquad \text{(III.1.1)}$$

III.1.2 La Chambre à Traces Interne ITC

III.1.2.1 Structure et mode de fonctionnement

La chambre à traces interne, qui entoure le VDET, est une chambre à dérive conventionnelle [3]. Elle s'étend sur un volume délimité par un rayon interne de 16 cm, externe de 26 cm et une longueur de deux mètres, assurant une couverture de 97% de l'angle solide. L'ITC comprend huit couches de fils concentriques, parallèles à la direction du faisceau, et espacées les unes des autres de 1 à 1.5 cm; les fils sont regroupés 7 à 7 et forment des "cellules" de forme hexagonale aux deux extrémités de la chambre. Ces cellules sont au nombre de 96 pour les couches internes contre 144 pour les couches externes. Représentées sur la figure III.1.3, elles comprennent:
- un fil central porté à un potentiel positif d'environ 2.1 kV, qui sert à la mesure des charges déposées
- six fils reliés à la terre, dont un utilisé pour l'étalonnage.
Le volume de l'ITC est empli d'un mélange gazeux à pression atmosphérique, composé

d'Argon (50%) et de molécules d'éthane (50%), qui seront ionisées lors du passage de particules chargées. Les électrons arrachés engendrent alors un phénomène d'avalanche

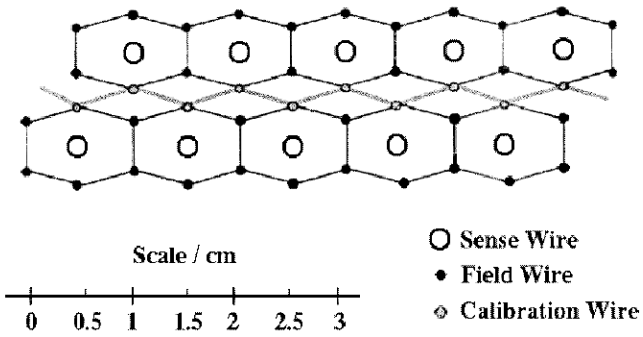


Figure III.1.3: Schéma des "cellules" de fils sensibles de la chambre à trace interne (ITC)

aux abords du fil touché, dont le coefficient d'amplification est fixé par la proportion de molécules d'éthane dans le mélange et par la tension appliquée aux bornes du fil. Il est de l'ordre de $1,9.10^4$ à $5,2.10^4$ et sa stabilité est controlée régulièrement.
La mesure des coordonnées dans le plan $(r\Phi)$ s'effectue alors par la détermination du temps de dérive des charges d'ionisation entre leur lieu d'apparition et le fil touché dans la cellule. Les traces d'angle polaire compris entre 14^0 et 166^0 sont ainsi caractérisées par huit points dans le plan $r\Phi$. La coordonnée z est elle déterminée par la mesure de l'intervalle de temps séparant l'arrivée des charges aux deux extrémités de la chambre.

III.1.2.2 Résolution de l'ITC

La résolution dans le plan $(r\Phi)$ dépend de la longueur de dérive des charges d'ionisation jusqu'au fil. Le résultat suivant est obtenu [2]:

$$\sigma_{r\Phi} = 150\mu m$$

La résolution selon z dépend elle de la distance parcourue le long du fil. Elle est de:

$$\sigma_z = 3cm$$

L'intérêt de la reconstruction tri-dimensionnelle de la trajectoire des particules chargées par l'ITC est en fait d'assurer le déclenchement de premier niveau: le temps de lecture, de moins de $3\mu s$, est en effet largement inférieur à l'intervalle séparant deux collisions, qui est de 11 μs dans la configuration de faisceaux de huits paquets d'électrons et de positrons.

III.1.3 La Chambre à Projection Temporelle (TPC)

III.1.3.1 Structure et principe de fonctionnement

La chambre à projection temporelle d'Aleph s'inscrit dans une structure cylindrique délimitée par un rayon externe de 180 cm, interne de 30 cm, et par une longueur totale de 4.4 mètres. D'axe parallèle à la direction du champ magnétique, son volume est

divisé en deux par une membrane centrale en Mylar de 25 μm et se referme sur des chambres à fils planes situées de part et d'autre du détecteur. La structure de la TPC est représentée sur la figure III.1.4.

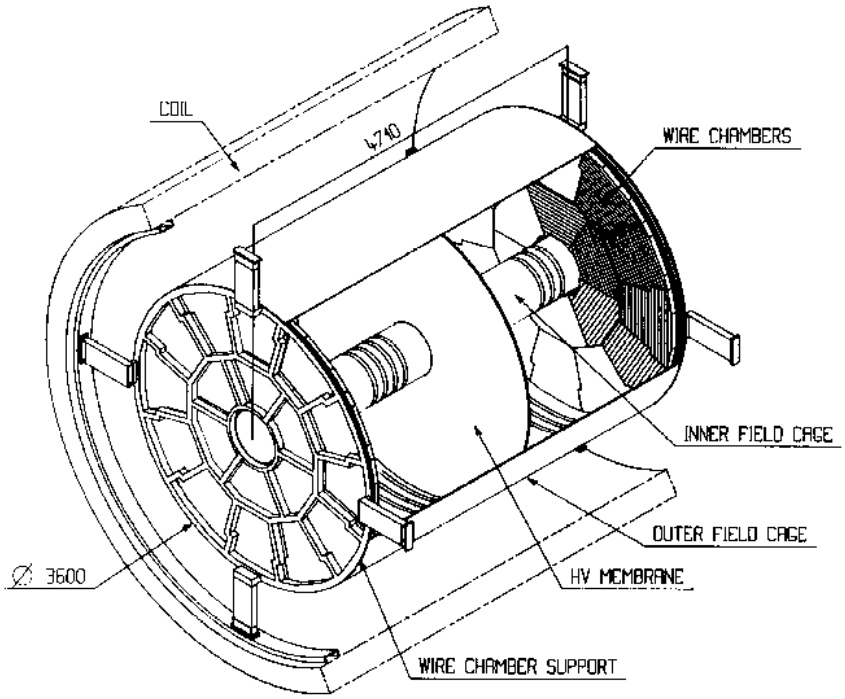


Figure III.1.4: Schéma de la chambre à projection temporelle (TPC)

Une différence de potentiel importante entre la membrane centrale, portée à -2700 V, et les deux extrémités de la chambre, assure la présence d'un champ électrique de dérive intense de 115 V/cm, parallèle (idéalement) au champ magnétique.
Le volume de la TPC est empli d'un mélange d'Argon (91%) et de Méthane (9%) qui permet l'amplication des charges d'ionisation engendrées par le passage d'une particule chargée. La forte variation du coefficient d'amplification et de la vitesse de dérive avec le taux de méthane nécéssite la connaissance de ce dernier à $\pm 0.1\%$. Une circulation permanente de 6 litres/min. assure à cette fin le renouvellement régulier des 43 m^3 de gaz contenu dans la TPC, tout en maintenant une légère surpression de 7 à 8 mbar, qui empêche l'infiltration d'impuretés extérieures.

Les chambres à fils, qui recoivent la cascade d'électrons provoqués par l'ionisation du gaz de la TPC, sont découpées chacune en six secteurs internes et en douze secteurs externes plus larges. La mesure des charges déposées et du temps de dérive (temps d'arrivée du pulse) est alors effectuée:
- à partir de plans de fils recouvrant les secteurs internes (externes) de 148 fils (196 fils).
- à partir de damiers cathodiques de 6mm x 30mm situés derrière le plan de fils, qui recueillent une charge image induite par la charge déposée dans les fils touchés. Ces damiers sont au nombre de 38277 et composent vingt et une rangées circulaires et concen-

triques recouvrant la surface de chaque bouchon, fixant le nombre maximal de coordonnées reconstruites pour une particule chargée traversant toute la chambre dans le cas optimal.

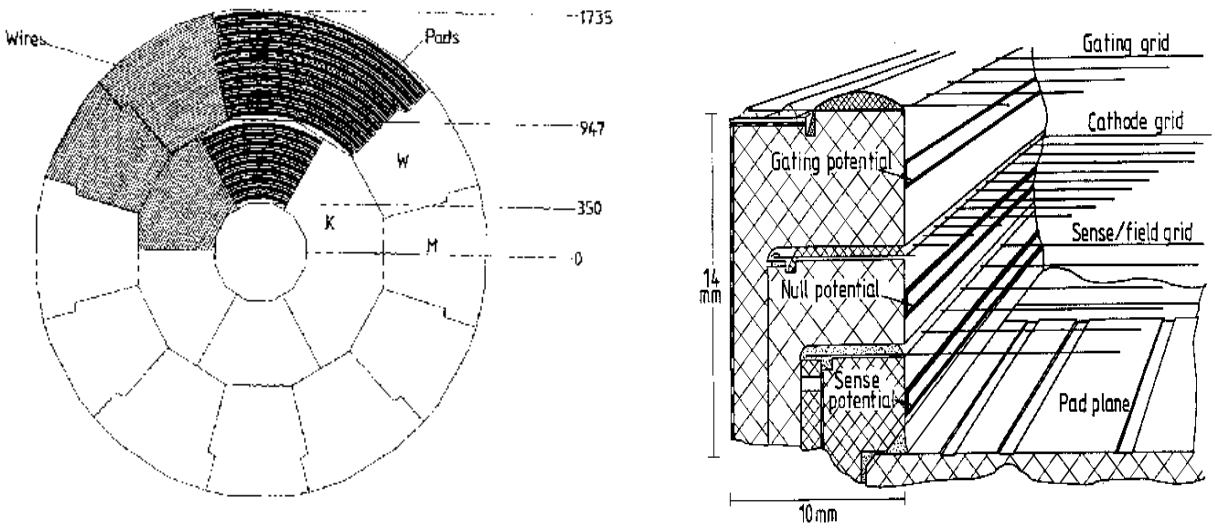


Figure III.1.5: **Schéma de l'extrémité de la TPC, et zoom sur les plans de grilles d'un secteur**

La structure des bouchons permet d'empêcher l'apparition de charges d'espace dans la zone de dérive, qui provoqueraient une modification du champ électrique local et donc une distorsion des trajectoires reconstruites; à cette fin, une grille portée à un potentiel légèrement négatif protège l'ensemble (fils+damiers) tant que le déclenchement de niveau un n'est pas positif. Dans le cas contraire, la grille est en position dite "ouverte" pendant $45\mu s$, temps de dérive maximale d'un électron engendré par l'ionisation des molécules de gaz. La structure d'un bouchon de la TPC est représentée en coupe sur la figure III.1.5.

III.1.3.2 Reconstruction des trajectoires dans la TPC et performances

Les informations des damiers cathodiques sont utilisées pour la reconstruction des coordonnées: la localisation des charges déposées fournit $r\phi$, tandis que la coordonnée z est obtenue par la mesure du temps de dérive des électrons[1]. Des traces d'angle polaire compris entre 37^0 et 143^0 peuvent ainsi être décrites dans le cas optimal par 21 coordonnées reconstruites. Les signaux en provenance des fils servent eux à l'identification des particules par la mesure du dE/dx.

Une trace chargée reconstruite par la TPC doit être caractérisée par au moins quatre coordonnées tri-dimensionnelles, assurant que 4 rangées de damiers cathodiques au moins aient été traversées. La qualité de la reconstruction dans le plan $(r\Phi)$ dépend alors principalement du contrôle des inhomogénéités du champ électrique de dérive. Celui-ci est

[1]leur vitesse de dérive et l'instant de la collision étant connus

assuré par des calibrations effectuées à l'aide d'un faisceau laser, envoyé le long du tube à vide et réfléchi à différents angles par des miroirs [4].
La qualité de la mesure de la coordonnée z est elle fonction de la précision avec laquelle est connue la vitesse de dérive des électrons et l'intervalle de temps séparant le déclenchement de la lecture du moment de la collision.
Les résolutions obtenues sur la localisation des traces chargées dépendent de la longueur de dérive et de l'angle fait par la trace avec les plans de fils. Pour des traces situées dans la zone d'acceptance géométrique du détecteur ($cos\theta < 0.966$), la résolution est évaluée dans le plan $r\Phi$ à partir des désintégrations $Z \rightarrow \mu^-\mu^+$, et correspond à une moyenne de

$$\sigma_{r\Phi} = 173\mu m$$

La résolution selon la direction z vaut elle, en moyenne:

$$\sigma_z = 740\mu m$$

La résolution sur l'impulsion des traces mesurées dans la TPC seule s'exprime par la loi:

$$\sigma(1/p) = 0.12\%/p(GeV/c)^{-1}$$

III.1.3.3 Mesures de $\frac{dE}{dx}$ par la TPC

La mesure du $\frac{dE}{dx}$ n'est pas utilisée pour l'analyse présente.
La TPC permet la séparation des particules par la mesure des pertes d'énergie par ionisation par unité de longueur, calculées à partir des plans de fils. Les fils de mesure étant distants de 4mm, un total de 338 mesures de $\frac{dE}{dx}$ peut être atteint pour une trace.
La détermination du $\frac{dE}{dx}$ associe les traces candidates reconstruites à partir des damiers et les "pulses" localisés fil par fil. Elle s'effectue en associant les traces candidates et les charges mesurées dans chaque fil à partir du dépôt le plus proche de la projection de la trace sur ce fil. Le "pulse" est associé à la trace si l'intervalle qui les sépare est compris dans une fenêtre en temps (ou z) à $\pm\Delta z$ oú $\Delta z = 3cm$.
En raison de la forme asymétrique de la queue pour les plus hautes valeurs de la distribution, la "queue de Landau", la précision statistique dans la détermination de la valeur moyenne du $< dE/dx >$ n'augmente pas comme pour une distribution gaussienne. Il est en fait nécessaire de couper les pulses d'amplitudes les plus élevées qui proviennent des "δ-electrons", c'est à dire de l'ionisation provoquée par des électrons secondaires très énergétiques eux mêmes. C'est ce qui est réalisé en supprimant les 40% supérieur du spectre du dE/dx mesuré. Cette troncature permet alors de limiter les fluctuations dans la mesure de la perte moyenne par ionisation.

La résolution sur la détermination du $\frac{dE}{dx}$ est de 4.5% pour un électron faisant un angle polaire de 45^0 avec l'axe du faisceau dans le cas optimal. La figure III.1.6 représente la valeur moyenne de perte par ionisation par unité de longueur sur toute la gamme d'impulsion. Un ajustement a été effectué en considérant les pions, les kaons, les protons,

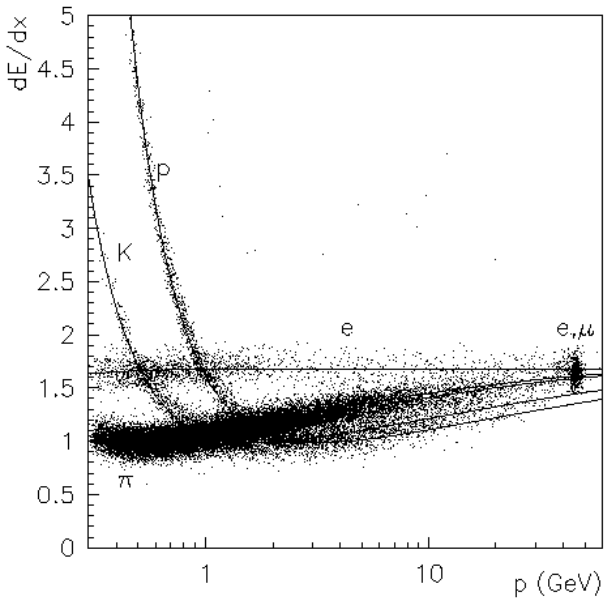


Figure III.1.6: Perte d'énergie par ionisation et par unité de longueur mesurée dans la TPC en fonction du moment de la particule pour des traces ayant au moins 150 mesures de dE/dx. Le résultat des fits est superposé pour les électrons, muons, pions et kaons.

les électrons et les muons. La séparation moyenne des particules dépend de leur impulsion: elle est de plus de 3σ pour des électrons et des pions de moins de 8 GeV/c [2].

III.1.4 Reconstruction des traces par l'ensemble (VDET+ITC+TPC)

III.1.4.1 Procédure de reconstruction des traces

La reconstruction de la trajectoire des particules chargées dans l'ensemble (VDET+ITC+TPC) est réalisée en premier lieu à partir des damiers touchés dans la TPC, où elle s'effectue en trois étapes:

1. des segments (ou chaînes) sont formés à partir des points susceptibles de décrire la même hélice

2. ces segments sont alors reliés pour former une trace candidate de façon à ce que cet assemblage soit compatible avec l'hypothèse d'une trajectoire correspondant au passage d'une seule et même particule[2]

3. un ajustement des traces candidates à une hélice détermine alors précisement les paramètres de cette dernière, la distance d'approche dans le plan transverse $d0$ et selon la direction du faisceau, notée $z0$. Ces parmètres sont importants car ils permettent de séparer les événements issus des désintégrations du Z de ceux dus à des collisions des particules du faisceau avec les particules du gaz contenu dans le tube à vide. Nous le verrons lors du chapitre d'analyse. Ils sont représentés sur le schéma III.1.7

[2]Les traces de faibles impulsions ($p < 200\, MeV/c$) ayant tendance à spiraler dans le champ magnétique de la TPC ne sont plus reconstruites au bout de 8 spirales

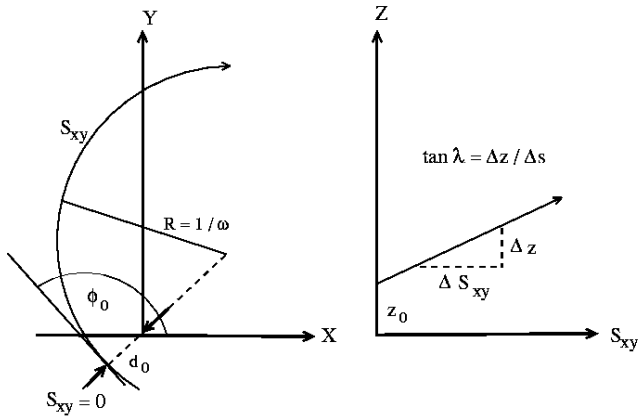


Figure III.1.7: Paramètres de l'hélice utilisés lors de la reconstruction des trajectoires des particules chargées.

L'utilisation des informations des autres détecteurs permet alors d'améliorer la qualité de la reconstruction des traces: une extrapolation de leur trajectoire est effectuée dans les détecteurs internes (ITC puis VDET), et permet leur association avec les coordonnées qui y sont mesurées.
Pour des événements hadroniques, sélectionnés à partir de traces décrites par plus de quatre coordonnées reconstruites dans la TPC et à l'intérieur de l'acceptance, l'efficacité de reconstruction est de 98.6%. L'efficacité de l'association avec des points du VDET est de 94% par couche.

III.1.4.2 Résolution sur l'impulsion des traces et le paramètre d'impact

La résolution des traces a été determinée à partir d'événements di-muons de 45 GeV ayant au moins 19 coordonnées reconstruites dans la TPC, 6 dans l'ITC et 1 dans une des deux couches du VDET. Le tableau III.1 répertorie les résolutions obtenues dans le cas où seules les informations de la TPC sont utilisées, et celles où l'ensemble des détecteurs est usité [2].

Détecteur	$\sigma(1/p_T)$ $(GeV/c)^{-1}$	paramètre $r\phi$ (μm)	d'impact rz (μm)
TPC	0.12%	310	808
+ITC	0.08%	107	808
+VDET	0.06%	23	28

Tableau III.1: Résolution obtenue sur les mesures d'impulsion des traces et la détermination des paramètres d'impact [2].

La résolution obtenue s'exprime par la relation:

$$\sigma(1/p_T) = \frac{0.06\%}{p_T}(GeV/c)^{-1}$$

Les résolutions obtenues sur les paramètres d'impact sont répertoriés dans cette même table.

III.2 L'ensemble des calorimètres

III.2.1 Le calorimètre électro-magnétique

III.2.1.1 Structure et mode de fonctionnement

Le calorimètre électro-magnétique d'Aleph entoure la chambre à trace TPC; il est composé d'un tonneau et de deux bouchons, constitués chacun de 12 modules. Il assure une couverture angulaire de 3.9π sradians.
Chaque module est constitué de 45 couches de chambres à fils, entre lesquelles sont intercalés des couches de plomb, le tout représentant une épaisseur totale de 22 longueurs de radiation. Le schéma d'une couche du ECAL est représenté sur la figure III.2.8.
Des damiers cathodiques de dimensions (30mm X 30mm) sont empilés dans une structure en tours projectives pointant sur le point de collision. Les informations sont lues à partir de ces tours, dans des canaux de sortie situés à trois étages différents, d'épaisseur correspondant respectivement à 4, 9 et 9 longueurs de radiation. Le volume entier du détecteur est couvert par 73728 tours projectives, assurant une excellente granularité de $0.9^0 \times 0.9^0$. Cette structure permet de caractériser avec précision la forme des gerbes électromagnétiques laissées par les particules traversant le détecteur, notamment dans le cas des pions, des électrons et des photons.
Les plans de fils sont utilisés pour contrôler les informations issues des tours, et servent aussi, comme les tours, de déclenchement niveau un.

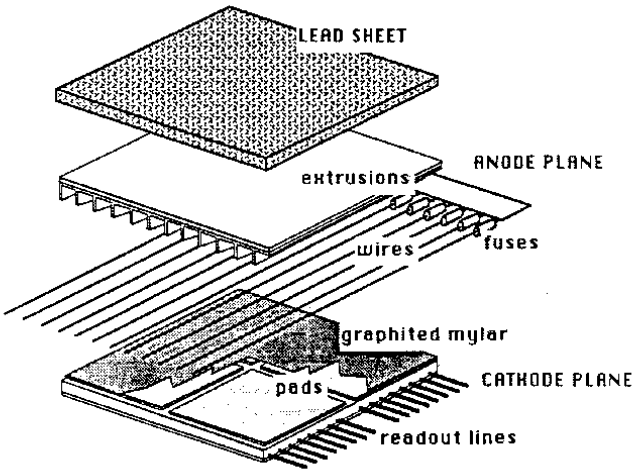


Figure III.2.8: Schéma d'une des 45 couches d'une tour projective composant le calorimètre electro-magnétique d'Aleph.

L'étalonnage des chambres à fils s'effectue à partir des paires e^-e^+ provenant de plusieurs processus physiques afin de couvrir toute la gamme d'énergie:
• le processus $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ est utilisé pour les énergies comprises entre 1 et 10 GeV.
• le processus $Z \to \tau^+\tau^- \to e\nu\bar{\nu}e$ est utilisé pour la région allant jusqu'à 30 GeV.
• les événements bhabha pour les événements de 45 GeV.
Un algorithme assemble les dépôts d'énergie en "clusters" ou amas, en corrigeant des effets de seuil des trois étages utilisés et des pertes d'ionisation avant le ECAL.

La précision atteinte sur l'étalonnage des modules entre eux est de 1.5% pour le domaine de plus faible énergie, contre 0.3% à 45 GeV.

III.2.1.2 La résolution du ECAL

La résolution en énergie est déterminée à l'aide de processus leptoniques par la comparaison de l'énergie des dépôts mesurée dans le calorimètre avec celle des traces associées. La résolution est fonction de l'énergie E déposée dans la structure et obéit à la loi:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E(GeV)}} + 0.9\%$$

Elle dépend de l'angle polaire des particules par rapport à l'axe du faisceau et se dégrade pour les régions de faible angle polaire (où l'extrémité des modules est touchée); une perte de 30 % de la résolution est également mesurée pour les dépôts localisés dans la zone de recouvrement entre les bouchons et le tonneau, en raison de la traversée de câbles, et pour laquelle la longueur de radiation traversée est moindre (16).

III.2.2 Le calorimètre hadronique HCAL

III.2.2.1 Structure et mode de fonctionnement

Le calorimètre hadronique entoure le calorimètre electro-magnétique. Il est constitué de 24 modules pour le tonneau, et 12 pour chacun des bouchons. Ceux-ci se composent d'un empilement de 23 couches de tubes de (streamer) séparées chacune par des plaques de fer de 5cm d'épaisseur. Les dimensions du HCAL correspondent à 7.2 longueurs d'interactions dans le plan normal au faisceau.

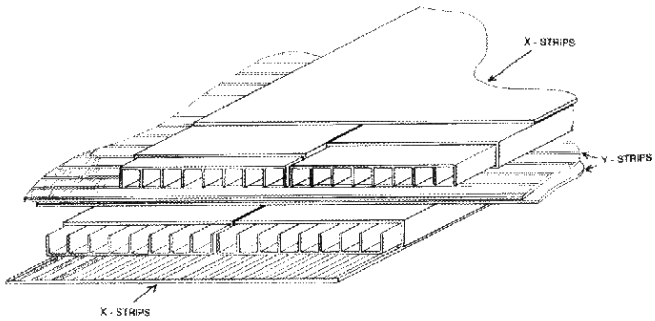


Figure III.2.9: Vue d'un plan du calorimètre hadronique HCAL.

La mesure de l'énergie des dépôts s'effectue, comme pour le ECAL, au niveau de damier empilés dans des tours projectives pointant sur le point d'interaction: 4788 tours assurent une granularité de $3.7^0 \times 3.7^0$. Les mesures à partir des couches de tubes sont également utilisées et fournissent une cartographie bi-dimensionnelle des dépôts.
L'algorithme d'assemblage des dépôts en amas d'énergie utilise les informations extraites des tours, comme dans le cas du ECAL, et inclut des compensations des pertes dues à la

présence de fentes entre les modules. Il est à noter que la structure du HCAL est tourné dans le plan azimutal afin de couvrir les espaces vides entre les modules du ECAL.

L'étalonnage absolu du calorimètre hadronique utilise des paires de muons issus du Z (45 GeV) ou de τ (basse énergie). L'étalonnage des modules entre eux est lui basé sur les événements hadroniques. La stabilité de l'étalonnage dans le temps est de l'ordre de 0.4%.

III.2.2.2 Résolution du HCAL

Pour des pions de direction d'incidence normale aux modules, la résolution est de:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{85\%}{\sqrt{E(GeV)}}$$

III.2.3 Les chambres à muons

A l'extérieur de la structure du calorimètre hadronique, deux plans de tubes de dégagement composent les chambres à muons. De nature similaire à celle composant les plans du HCAL, l'extraction de l'information s'effectue ainsi: les tubes sont recouverts d'un quadrillage de pistes dont les mesures, combinées avec les informations sur l'angle polaire et le rayon en provenance des calorimètres et de l'ensemble de chambres à traces, permettent la reconstruction d'une ou deux coordonnée(s) pour des particules ayant traversées le calorimètre hadronique.

Les informations des chambres à muons ont été utilisées à partir de 1991, en liaison avec celles du HCAL, pour l'identification des muons. L'efficacité d'identification des muons est de 95%.

III.3 Déclenchement et acquisition à Aleph

III.3.1 L'ensemble de déclenchement à Aleph

Le rôle de l'ensemble de déclenchement est d'assurer l'enregistrement du plus grand nombre possible d'événements provenant de la désintégration du Z, tout en empêchant celui d'événements provenant des collisions des électrons du faisceau avec les particules du gaz à l'intérieur du tube à vide, ou du passage de rayons cosmiques.
Au LEP, selon le nombre de paquets d'électrons et de positrons en circulation dans l'anneau, l'intervalle de temps séparant deux collisions est de $22\mu s$ (configuration 4+4) ou de $11\mu s$ (configuration 8+8). Le taux de déclenchement est cependant limité par deux facteurs principaux: le temps de lecture de la TPC, fixé par le temps de dérive des électrons jusqu'aux bouchons de la TPC, qui est d'environ $45\mu s$, et l'intervalle nécessaire à la réinitialisation du système de lecture du ECAL qui est de $61\mu s$. Il est donc nécessaire d'assurer un déclenchement uniquement lorsque l'événement répond à un certain nombre de critères suffisamment rectrictifs.
Le système de déclenchement est en fait scindé en trois niveaux temporels, le premier niveau conditionnant l'ensemble de l'enregistrement des informations.

1. Le niveau-1 utilise les informations lues sur la chambre interne (ITC), sur les plans de fils du calorimètre électromagnétique ECAL, ou sur le HCAL. Le déclenchement peut reposer sur la mesure de la profondeur de pénétration des particules, et fait appel à la coincidence d'une trace dans l'ITC et d'amas d'énergie, proches en azimut, déposés dans les diverses parties du ECAL ou du HCAL. Ce déclenchement, qui peut s'effectuer toutes les $5\mu s$ pour l'ITC, est utilisé pour les désintégrations hadroniques du Z. Un autre déclenchement utilisé par la suite repose exclusivement sur la mesure de dépôts énergétiques par le tonneau du ECAL, ou sur la coincidence de deux dépôts dans les bouchons. Ces deux types de déclenchements seront détaillés dans la partie analyse. Pour les mesures de luminosité, les conditions posées portent sur la coincidence de dépôts dans les deux modules du LCAL ou du SiCAL.

2. en cas de décision positive du niveau-1, le niveau-2 fait appel aux mesures des damiers de la TPC, dont la lecture doit tenir compte du temps minimal pendant lequel l'électron dérive, d'environ $50\mu s$. Son rôle est de confirmer l'initialisation des systèmes de lecture de l'ensemble des sous-détecteurs. Le taux maximal permis est d'une dizaine de Hertz.

3. Le déclenchement de niveau-3 s'effectue au niveau du software. Utilisant l'ensemble des informations fournies par les sous-détecteurs, son rôle consiste à éliminer les événements constitués par les fonds non physiques. Le taux atteint après l'intervention du niveau-3 est de quelques Hz.

L'efficacité du déclenchement des événements hadroniques sera abordé dans le chapitre d'analyse.

III.3.2 La chaîne d'acquisistion à Aleph

L'ensemble d'acquisition utilisé à Aleph repose sur les informations lues indépendamment par les différents sous-détecteurs; il assure le processing et permet d'initialiser le déclenchement à chaque collision des faisceaux. Les données enregistrées sont alors stockées sur des POTs (Production Output Tapes).
Le système FALCON assure entre temps la reconstruction des événements quasiment on-line. Il consiste en plusieurs processeurs (sur des machines DEC-AXP) utilisant chacun le programme de reconstruction JULIA (Job to Understand Lep Interaction in Aleph) pour les données provenant des différents sous-détecteurs.

III.4 La mesure de la luminosité à Aleph par LCAL et SiCAL

La luminosité est déterminée par la mesure du nombre de diffusions bhabha sélectionnées à l'intérieur d'un domaine angulaire pour lequel la section efficace correspondante est connue. Cette dernière, dominée par la voie-t, varie en selon $d\sigma/d\theta \propto 1/\theta^3$, privilégiant les événements d'axe le long du tube à vide. La section efficace mesurée dépend alors de la couverture angulaire des calorimètres situés le long du tube à vide:

$$\sigma = \frac{16\pi\alpha^2}{s}\left(\frac{1}{\theta_{min}^2} - \frac{1}{\theta_{max}^2}\right) \tag{III.4.2}$$

La précision de la détermination de la luminosité $\mathcal{L}$ dépend ainsi de deux facteurs principaux:

1. de la précision expérimentale avec laquelle est connue la région angulaire sur laquelle sont sélectionnés les événements bhabha, qui se ramène à la précision sur l'angle minimal où, compte tenu de la cinématique de la diffusion bhabha, sur celle du rayon intérieur:
$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{2\Delta R}{R_{min}}\left(1 + \frac{R_{min}^2}{R_{max}^2 + R_{min}^2}\right) \tag{III.4.3}$$
2. de la précision théorique avec laquelle la section efficace du processus bhabha est déterminée, puis simulée dans la zone d'acceptance géométrique expérimentale, définie par les angles θ_{min} et θ_{max}.

A Aleph, deux détecteurs ont été utilisés depuis 1989: le LCAL, utilisé de 1989 jusqu'à la première moitié de 1992, couvre la région [42,160] mrad; les sections efficaces typiques correspondant à cette zone angulaire sont de 25 *nb*. Le SiCAL, opérationnel en 1992, permet en revanche l'accès aux diffusions à très petit angle, dans l'intervalle [24,58] mrad, et autorise en conséquence l'accès à une plus haute statistique, pour des sections efficaces de plus de 80 *nb*. Deux périodes de mesures des sections efficaces ont donc été définie: les périodes LCAL et SiCAL.

III.4.1 La période LCAL (1989-1992)

III.4.1.1 Structure et fonctionnement du LCAL

Le calorimètre LCAL s'apparente au calorimètre électro-magnétique ECAL. Il est formé de quatre modules demi-cylindriques installés deux à deux de part et d'autre du point d'interaction, à une distance de ±262.5 cm, le long du tube à vide. Encastrées dans les bouchons du ECAL, les deux parties du LCAL assurent la couverture d'une région angulaire s'étendant de 42 à 160 mrad.

Les modules sont formés d'un empilement de 38 couches de plomb et de chambres proportionnelles. De la même facon que pour le calorimètre électromagnétique ECAL, les

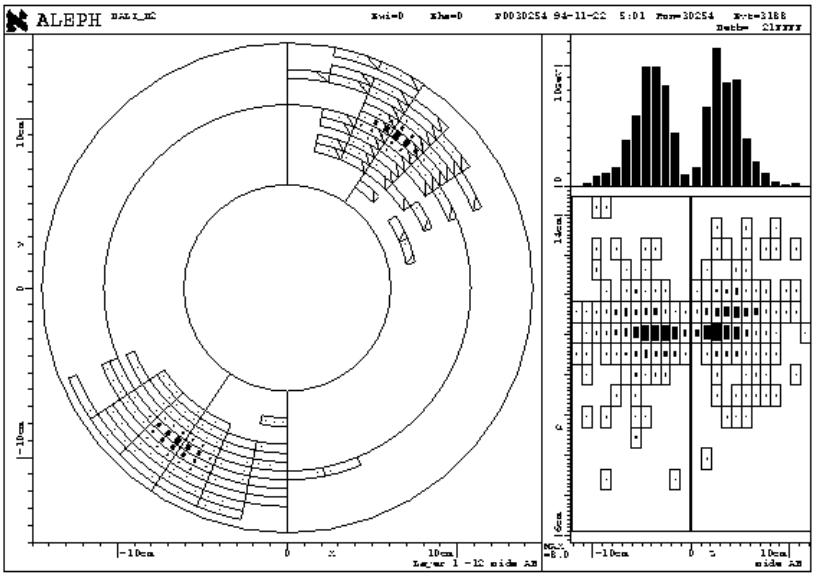


Figure III.4.10: Evénement bhabha reconstruit dans le SiCAL. A gauche est représentée une vue dans le plan transverse (x, y) de chacun des dépôts laissés dans les deux côtés du luminomètre. A droite, la coupe longitudinale montre les profils énergétiques des gerbes engendrées par l'électron et le positron.

informations sont lues à partir de tours projectives (784 par bouchons), selon trois étages, localisées à 4.8, 10.6 et 9.25 longueurs de radiation.
La résolution en position est de $\sigma_x = \sigma_y = 2.5mm.$ tandis que celle concernant la mesure de l'énergie déposée dans le détecteur est donnée par la loi:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{20\%}{\sqrt{E(GeV)}}$$

III.4.1.2 Sélection des événements bhabhas avec le LCAL

La sélection des bhabhas est décrite dans [7]; elle s'effectue sur une région dite fiducielle, dont la définition permet de minimiser les incertitudes systématiques: elle exclut ainsi les informations provenant des tours intérieures, proches du rebord, ainsi que des tours les plus extérieures ($\theta > 110mrad$), masquées par la présence des supports de la TPC et des cables sortant de l'ITC. La zone définie pour les calorimètres du LCAL est représentée sur la figure III.4.11.

Un événement est alors accepté lorsque l'énergie déposée dans la zone fiducielle d'un des deux calorimètres du LCAL est plus importante que celle laissée à l'extérieur. Cette condition, qui ne porte que sur une des deux extrémités du LCAL, est alternée d'un côté sur l'autre du LCAL à chaque nouvel événement; ce procédé assure que l'acceptance est, au premier ordre, indépendante des déplacements transverses et longitudinaux du point de collision, ainsi que de petits déplacements angulaires dans la direction longitudinale.

La sélection des candidats a pour objet de distinguer les diffusions bhabhas des

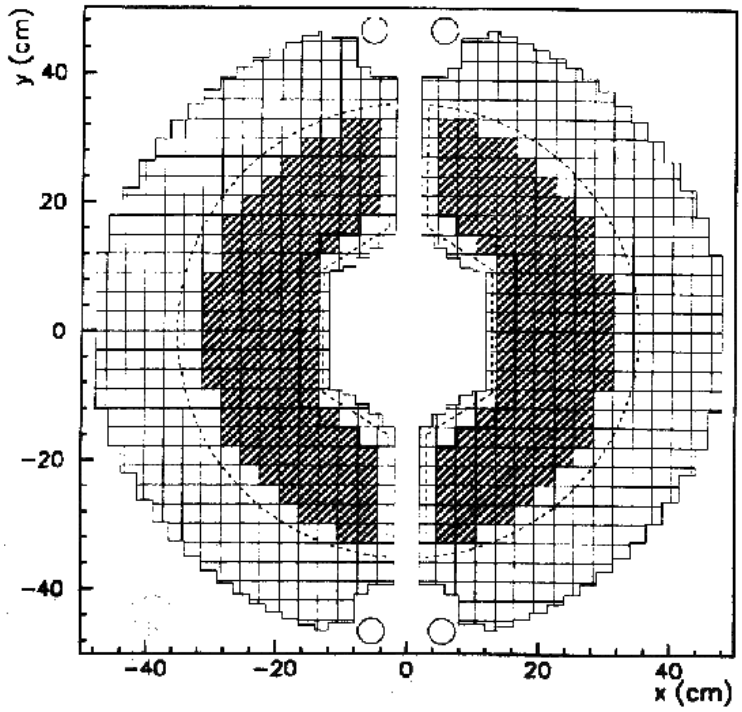


Figure III.4.11: Définition de la zone fiducielle sur un des calorimètres du LCAL

différents fonds possibles. Elle repose en fait sur l'application de coupures sur l'énergie et l'acoplanarité des dépôts les plus énergiques laissés dans les deux parties du LCAL:

1. l'énergie mesurée par chacun des deux calorimètres A et B du LCAL doit être supérieure à $E_A, E_B > 44\%\sqrt{E_{faisceau}}$; les coincidences accidentelles de particules du faisceau interagissant dans les calorimètres sont rejetées en imposant que l'énergie totale soit elle supérieure à $E_A + E_B > 60\%\sqrt{s}$.

2. une coupure sur l'angle azimutal entre les deux dépôts du LCAL est utilisée: l'angle entre les deux dépôts les plus énergiques doit être compris entre

$$170^0 < \Delta\phi_{e^+e^-} < 190^0$$

Les fonds contaminant les lots d'événements sélectionnés sont en effet constitués:

- des particules du faisceau ayant perdu de leur énergie le long de leur parcours, et qui interagissent avec le LCAL en perdant une énergie piquée sur $\simeq 20$ GeV. Leur contribution dans les échantillons sélectionnés est évaluée en mesurant le nombre d'évènememts d'acoplanarité comprises entre $350^0 < \Delta\phi_{e^+e^-} < 360^0$; une contamination de l'ordre de 0.01% est estimée

- de la production de deux photons durs par la voie-t, les calorimètres ne faisant pas la distinction entre un γ et un $e^{\pm}$. La contamination, estimmée à partir de simulations, est de l'ordre de 0.07%

- des processus physiques (événements 2γ, $\tau^+\tau^-$, $q\bar{q}$) qui comptent environ pour 0.02% des événements sélectionnés

III.4.1.3 Erreurs systématiques sur σ_{bhabha} mesurées avec LCAL

On peut distinguer deux sources d'incertitudes systématiques à la section efficace σ_{bhabha} déterminée à partir du LCAL:

1. les premières sont d'origine expérimentale: les principales proviennent des incertitudes sur le positionnement et l'alignement des calorimètres, ainsi que sur la définition de la zone fiducielle sur laquelle l'acceptance est déterminée. Ces incertitudes sont estimées à plus de 0.2%. Les incertitudes dans la simulation des paramètres de coupure représentent moins de 0.1%.
   L'ensemble totalise 0.49% pour les données prises en 1989 et 1990, contre 0.37% en 1991 et durant la période LCAL de 1992. le détail est fourni dans la table III.3.

2. la seconde comprend les incertitudes théoriques sur les effets des corrections radiatives d'ordres supérieurs. Les différentes générateurs utilisés sont BABAMC [9] et BHLUMI [10] à partir de 1991. Les incertitudes associées àl'utilisation de BHLUMI est de 0.28% pour les mesures de 1989 à 1992 (période LCAL) et représentent une source majeure d'erreur affectant les mesures.

Les incertitudes totales utilisées dans l'ajustement des paramètres décrivant la résonance du Z pour les mesures de luminosité par LCAL sont reportées dans la table III.3. Elles sont de 0.57% en 1989-90 et 0.46% en 1991 et 1992. Les corrélations entre ces mesures et celles du SiCAL seront évoquées dans la suite.

III.4.2 La période SiCAL (septembre 1992-1995)

III.4.2.1 Structure et performance du SiCAL

Le luminomètre SiCAL est constitué de deux calorimètres cylindriques entourant le tube du faisceau à une distance de ±250 cm de part et d'autre du point d'interaction. Leur longueur correspond à 23,4 longueurs de radiation.
Chacun des calorimètres est caractérisé par un rayon interne de 6.1 cm et externe de 14,5 cm, correspondant à la région d'acceptance comprise entre [24,58] mrads. Il est formé d'un empilement de 12 couches de tungstène en alternance avec des damiers en silicium mesurant les charges déposées.
Chaque couche est segmentée en 32 secteurs en azimut de 11.25^0, composés chacun de 16 rangées de damiers de 5.225mm de largeur et de 300μm d'épaisseur. Chaque couche a subi une rotation de 3.75 degrés par rapport à la précédente afin d'éviter la présence de fentes le long d'une seule direction.
La résolution sur l'énergie déposée peut être exprimée par la loi suivante:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{22.5\%}{\sqrt{E(GeV)}}$$

La résolution obtenue sur la détermination selon un rayon est $\sigma_r = 0.2mm$ tandis que celle obtenue selon l'azimut est $\sigma_\Phi = 3.8mrad.$. Cette précision permet l'utilisation du SiCAL comme instrument de mesure de la largeur et la hauteur du faisceau.

III.4.2.2 Sélection des événements bhabhas avec le SiCAL

La sélection des diffusions bhabhas est décrite dans [11]. Elle reprend en grande partie les coupures définies pour l'analyse effectuée à partir du LCAL.
Une zone fiducielle est définie, comme dans le cas de l'analyse effectuée à partir du LCAL.

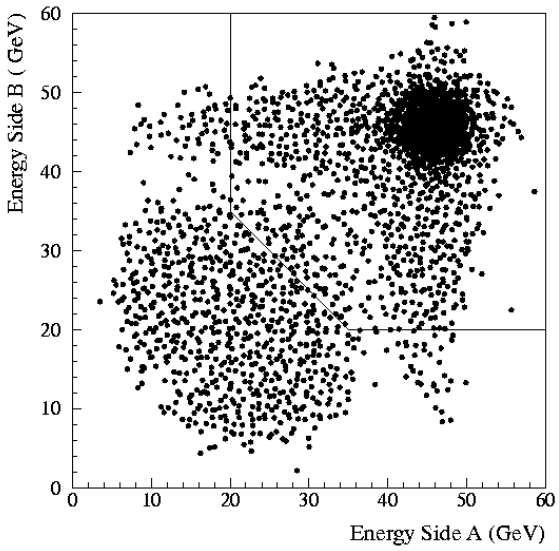


Figure III.4.12: Sélection des événements bhabhas dans le plan (E_A, E_B).

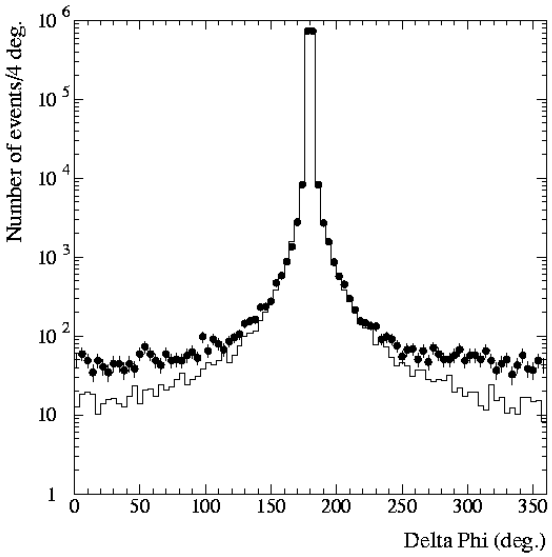


Figure III.4.13: Acoplanarité des événements bhabhas dans les données et le MonteCarlo.

Les candidats doivent avoir déposé dans un des deux calorimètres du SiCAL la majeure partie de leur énergie à l'intérieur de cette région, le dépôt du second calorimètre n'étant pas soumis à cette même contrainte. Les coupures physiques sont alors:

1. l'énergie déposée dans chaque partie du moniteur doit être supérieure à $E_A, E_B \geq 20GeV$, tandis que leur somme doit excéder 55 GeV. Cet ensemble de coupure permet la réjection d'une majorité des événements constitués par les coincidences accidentelles de particules de faible impulsion interagissant avec le matériau du SiCAL, comme en témoigne la figure III.4.12

2. la coupure sur l'acoplanarité est établie de sorte à augmenter cette réjection en imposant la condition $150^0 \leq \Delta\phi \leq 210^0$, dont les effets sont représentés sur la figure III.4.13: l'écart observé entre les données et la simulation dans les régions angulaires non sélectionnées correspond à la présence de ces fonds, et est utilisé pour l'estimation de la contamination

Un événement typique reconstruit dans le SiCAL est représenté sur la figure III.4.10.

III.4.2.3 Les incertitudes systématiques sur σ_{bhabha} avec le SiCAL

Les incertitudes systématiques sur la détermination de la luminosité par le SiCAL proviennent des sources suivantes:

1. comme dans le cas de l'analyse LCAL, les erreurs expérimentales proviennent principalement de la précision avec laquelle est connue l'alignement (0.03%) et la position relative et en Z des deux calorimètres du SiCAL (0.035%), qui interviennent dans la définition de la zone fiducielle (composantes radiales et longitudinales de la mesure des dépôts). Les incertitudes sur la simulation des paramètres de coupures physiques ($< 0.015\%$) ainsi que celles concernant l'estimation des fonds ($< 0.02\%$) sont, elles, de moindre importance. L'incertitude expérimentale totale est estimée à 0.153% en 1992 et 0.082% en 1993.

2. l'incertitude théorique concernant les prédictions pour la sélection SiCAL, déterminée à partir du générateur BHLUMI [10] a été ré-évaluée à 0.16% [**?**] puis 0.11% [18]. Elle est plus faible que celle affectant l'analyse LCAL (0.28%) car les corrections électro-faibles sont quatre fois plus petites dans l'acceptance géométrique du SiCAL (accès aux petits angles) que dans le LCAL.
   L'incertitude théorique est toutefois la première cause d'incertitude de l'analyse SiCAL.

La systématique totale affectant la détermination de la luminosité est ainsi de 0.22% en 1992 contre 0.18% en 1993 et 1994, dominée par l'incertitude théorique. Les résultats utilisés sont présentés sur les tables III.2 et III.3.

III.4.2.4 Corrélations entre les mesures de luminosité

Les mesures effectuées par le SiCAL et le LCAL sont largement indépendantes. Toutefois, l'utilisation d'un générateur comun pour le calcul de la section efficace lie les deux périodes: la corrélation est partielle et correspond à la systématique affectant les effets des graphes manquant dans les deux différents générateurs utilisés, BABAMC et BHLUMI.

Systematiques LCAL:	**1990**	**1991**	**1992P**
Generateur	**Babamc**	**Bhlumi**	**Bhlumi**
Estimations Fonds:	0.03%	0.03%	0.03%
Trigger Efficiency	nil	nil	nil
Alignement & precision mec.	0.24%	0.22%	0.22%
Beam param. and position			
of center of 2 modules	0.02%	0.02%	0.02%
Coupure fiducielle (int)	0.24%	0.21%	0.21%
Coupure fiducielle (ext)	0.15%	0.11%	0.11%
Coupure $\Delta\phi$	0.10%	0.03%	0.03%
Coupure Energie	0.23%	0.10%	0.10%
Dependance en $\sqrt{s}$	0.10%	nil	nil
Statistiques MC	0.19%	0.14%	0.14%
Totale experimentale	**0.49%**	**0.37%**	**0.37%**
Totale theorique	0.30%	0.28%	0.28%
Erreur totale	**0.57%**	**0.46%**	**0.46%**

Tableau III.2: Incertitudes systématiques pour les mesures de luminosités effectuées entre 1990 et 1992 à l'aide du LCAL.

Systematiques SiCAL:	**1992**	**1993**	**1994**
Efficacité declenchement	0.001%	0.002%	0.0006%
Fonds au signal:			
-e^+e^- off-momentum	0.018%	0.003%	0.0013%
-fonds physiques	0.010%	0.010%	0.010%
efficacité reconstruction	0.001%	0.001%	0.001%
limite radiale fiducielle:			
-précision mécanique	0.058%	0.029%	0.029%
-alignement	0.035%	0.030%	0.031%
-position en z des modules	0.035%	0.035%	0.035%
Précision sur asymétrie	0.044%	0.025%	0.030%
Précision des simulations	0.023%	0.016%	0.016%
Coupure énergie	0.015%	0.004%	0.015%
Coupure accoplanarité	0.005%	0.005%	0.005%
Statistique simulation	0.120%	0.060%	0.024%
Totale expérimentale	0.153%	0.087%	0.073%
Totale théorique	0.16%	0.16%	0.16%
Erreur totale	0.221%	0.182%	0.176%

Tableau III.3: Incertitudes systématiques pour les mesures de luminosités effectuées entre 1992 et 1994 à l'aide du SICAL. Résultats PRELIMINAIRES.

Bibliographie

[1] G. Batignani et al., 1991 IEEE Nuclear Science Symposium Santa Fe, IEEE transactions on nuclear Science N539(4-5) (1992)Vol. 1,p438.

[2] Nuclear Instr. and Methods in Physics Research A360(1995)481-506.

[3] D. Décamp et al., ALEPH collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A 294(1990)121.

[4] W.B. Atwood et al., Nucl. Instr. and Meth. A 306(1991) 446.

[5] Status of the Reconstruction Algorithms for Aleph ALEPH 38-46, NOTE 88-6.

[6] Aleph 101, Introduction to the Aleph Offline System and reference 2.

[7] Measurement of the absolute luminosity with the LCAL at Aleph. CERN-PPE/91-129 (1991).

[8] T.A. Fearnley, J.D. Hansen, ALEPH-note of January 15,1993.

[9] M. Bohm, A. Denner and W. Hollik, Nucl. Phys. B304(1988)687.
F.A. Berends, R. Kleiss and W. Hollik, Nucl. Phys. B304(1988)712.

[10] S. Jadach, E. Richter-Was, Z. Was and B.F.L. Ward, Phys. Lett. B268(1991)253.
S. Jadach, E. Richter-Was, Z. Was and B.F.L. Ward, Comput. Phys. Commun. 70(1992)305.
S. Jadach and B.F.L. Ward, Phys. Rev. D40(1989)3582.

[11] SICAL- a high precision silicon-tungsten luminosity calorimeter for ALEPH, CERN-PPE/95-017 (1995).

[12] W. Beenakker and B. Pietrzyk, Phys. Lett. B304(1993)366.
W. Beenakker and B. Pietrzyk, Phys. Lett. B296(1992)296.

[13] D. Decamp et al., Z. Phys. C48 (1990)365-391.

[14] D. Decamp et al., Z. Phys. C53 (1992)1-20.

[15] D. Decamp et al., Z. Phys. C60 (1993)71-81.

[16] D. Decamp et al., Z. Phys. C62 (1994)539-550.

[17] S. Jadach, E. Richter-Was, B.F.L. Ward and Z. Was, Phys. Lett. B353(1995)362.

[18] "Event generators for bhabha scattering", S. Jadach et al., in Physics at LEP2, CERN 96-01, vol. 2.

Chapitre IV

La sélection des désintégrations hadroniques à Aleph

Au cours des années 1989 à 1995, près de quatre millions de désintégrations $Z \to hadrons$ ont été enregistrées auprès du détecteur Aleph. Dans la perspective des mesures de précision du modèle standard, l'accumulation d'une telle statistique vise à la détermination la plus précise possible des paramètres décrivant la résonance du Z. A cette fin, la stratégie suivie par le LEP a consisté à accumuler plus de 2.6 millions de désintégrations hadroniques par expérience à l'énergie du "pic", afin de réduire l'incertitude sur σ^0_{had} et 0.6 millions hors-pic, afin d'atteindre une grande précision sur Γ_Z.
La réduction des incertitudes affectant la mesure des sections efficaces a doublement bénéficié de ces conditions. Outre la réduction de la composante statistique de l'erreur, une série de tests précis des simulations utilisées pour décrire les données a pu être entreprise: ils se sont soldés par une réduction sensible des incertitudes systématiques entachant la sélection hadronique, en particulier grâce à:
- une estimation plus précise de l'efficacité de sélection, calculée à partir de lots de plusieurs millions d'événements simulés.
- une amélioration de la qualité de la simulation des événements $q\bar{q}$, décrite par la réduction des erreurs systématiques associées à la modélisation de l'hadronisation et à la reconstruction des événements hadroniques.
- une meilleure connaissance des fonds à ce signal, en particulier des processus mis en jeu dans la réaction $e^+e^- \to e^+e^- + hadrons$, une des sources majeures de contamination du signal.

A Aleph, les désintégrations hadroniques sont sélectionnées à partir de deux analyses indépendantes, l'une n'utilisant que les traces chargées, l'autre les dépôts calorimétriques, cette procédure permettant une réduction des incertitudes systématiques. Ce chapitre porte principalement sur la sélection des hadrons à l'aide de la chambre à trace: les efficacités de sélection, la réjection des fonds et l'estimation des incertitudes systématiques associées à cette analyse y sont décrites. La sélection calorimétrique est alors présentée et le détail de la combinaison des résultats synthétisé.

IV.1 La sélection des désintégrations hadroniques à Aleph

La sélection des désintégrations hadroniques à partir des informations de la chambre à trace s'effectue en trois étapes: la première définit les conditions de déclenchement permettant l'enregistrement du maximum d'événements provenant des désintégrations du Z; la seconde impose une série de conditions sur la qualité de la reconstruction des traces des particules chargées dans la TPC, éliminant les trajectoires mal ou incomplètement mesurées; la dernière étape assure la sélection proprement dite des hadrons, en posant des conditions sur l'impulsion totale et la multiplicité chargée des candidats présélectionnés. Les bases de la sélection TPC ont été décrites pour la première fois dans la référence [1].

IV.1.1 Le déclenchement des événements hadroniques

L'enregistrement de l'ensemble des paramètres caractérisant un événement est effectué si un certain nombre de conditions sont remplies. Ces dernières ont pour objet de prévenir l'enregistrement de processus ne provenant pas de collisions e^-e^+.
Plusieurs types de déclenchement ont été définis: requièrant tous le bon fonctionnement de l'ensemble des éléments composant le détecteur Aleph pour l'événement considéré, ils sont adaptés aux caractéristiques des processus spécifiques recherchés.
Pour les désintégrations hadroniques, le déclenchement de l'enregistrement repose sur l'énergie déposée dans l'ensemble des calorimètres et sur le pouvoir de pénétration qui caractérise ces événements. Deux ensembles indépendants de sous-détecteurs sont utilisés, assurant une redondance qui permet d'obtenir une très grande efficacité de déclenchement: le calorimètre électro-magnétique et un ensemble de "segments" comprenant la chambre à trace interne (ITC) et le calorimètre hadronique.

IV.1.1.1 Le déclenchement calorimétrique

Le premier ensemble de déclenchement utilise les mesures de dépôts d'énergie laissés dans les couches de fils du calorimètre électro-magnétique (ECAL): les conditions sur la valeur de l'énergie des amas sommée sur les fils pairs et impairs du détecteur dépendent de leur localisation. L'énergie totale mesurée doit être:

- supérieure à 6.6 GeV dans la partie centrale de ECAL (tonneau), ou
- supérieure à 3.8 GeV dans un des deux bouchons de ECAL, ou
- supérieure à 1.5 GeV simultanément dans les deux bouchons de ECAL.

IV.1.1.2 Le déclenchement dit de "profondeur de pénétration"

Un autre ensemble, dit de mesure de profondeur de pénétration, associe l'apparition d'une trace candidate dans la chambre à trace interne (ITC) à un dépôt d'énergie dans des

segments du HCAL où du ECAL, conditionnant ainsi la profondeur de pénétration de la particule dans le détecteur. A cette fin, une segmentation des détecteurs, représentée dans les plans Φ et $r\theta$ sur les figures IV.1.1 et IV.1.2, est utilisée:

- la surface couverte par le HCAL est divisée en 60 segments projectifs d'angle solide, pointés sur le point de collision et le long desquels les dépôts d'énergie sont sommés.
- le volume de l'ITC est divisé en 60 segments angulaires, assurant la couverture dans le plan transverse par 12 segments dans le tonneau, et par six dans les bouchons.

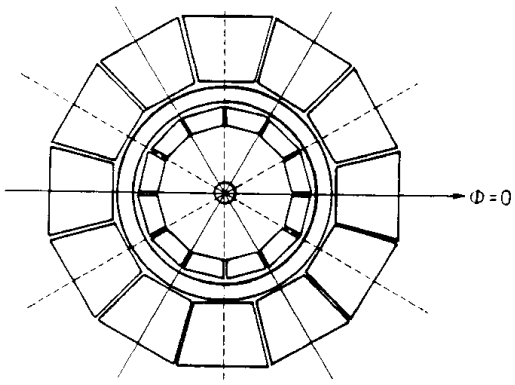


Figure IV.1.1: Schéma de la segmentation en Φ utilisé par l'ensemble de déclenchement de pénétration, tiré de [1]. La couverture est assurée par 12 segments (traits pleins+pointillés) dans le tonneau contre 6 (traits pleins) dans les bouchons.

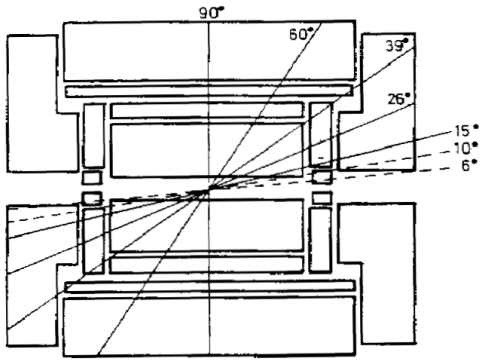


Figure IV.1.2: Schéma de la segmentation en $r\theta$ utilisé par l'ensemble de déclenchement de pénétration, tiré de [1]. La couverture dans cette direction est assurée par 60 segments angulaires indiqués par les lignes pleines et pointillées.

Il y a déclenchement lorsque la projection azimutale de la trace candidate coincide avec l'apparition de dépôts d'énergie dans les segments du calorimètre hadronique. La coincidence se produit dès que les dépôts d'énergie du HCAL sont localisés à moins de trois segments de la trace candidate ITC à l'intérieur du tonneau (correspondant à un écart maximal de 90^0), et à moins de deux lorsque la trace se situe dans les bouchons, ce qui représente une ouverture maximale de 120^0.

IV.1.2 Présélection des traces chargées reconstruites dans la TPC

Une série de conditions préalables à la sélection des événements est imposée lors de la reconstruction des trajectoires dans la TPC. Ces contraintes ont pour objectif d'imposer à la trajectoire reconstruite de provenir du point de collision des faisceaux, et de vérifier des critères de qualité permettant une bonne mesure de sa direction et de son impulsion. A cette fin, il est imposé que:

- l'extrapolation de l'origine de la trajectoire doit être contenue dans un cylindre centré sur le vertex primaire, de 20 cm de longueur le long de l'axe du faisceau, et de 2 cm de rayon dans le plan transverse.

$$|D_Z| < 10\ cm$$

$$|D_{XY}| < 2\ cm$$

Cette condition a pour effet de rejeter le fond constitué par les rayons cosmiques et les collisions entre les électrons et les particules de gaz contenu dans le tube du faisceau, produites sur toute la longueur de tube à vide. Les figures IV.1.3 et IV.1.4 représentent les distributions de l'origine des trajectoires respectivement projetées selon l'axe z et dans le plan transverse, pour les données (1994) et les simulations. Normalisées l'une à l'autre sur les intervalles de sélection, l'excès d'événements visibles non reproduit dans le Monte Carlo apparaissant en dehors des coupures est du aux événements de diffusion faisceau-gaz ou aux rayons cosmiques.

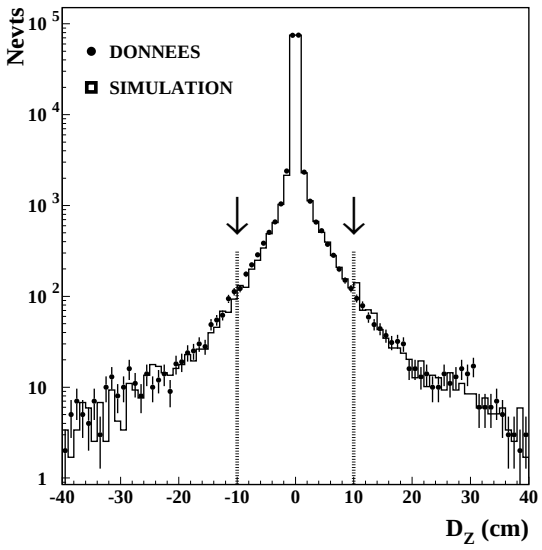


Figure IV.1.3: Extrapolation de l'origine des traces chargées reconstruites dans la TPC selon l'axe z du faisceau, des événements réels et simulés. Les traces représentées vérifient les 3 autres critères de pré-sélection.

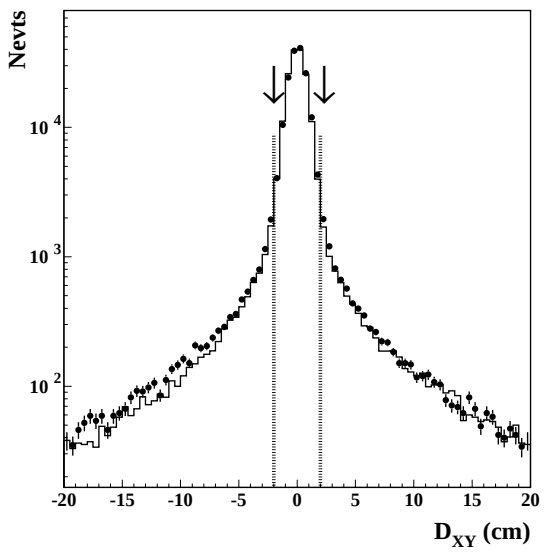


Figure IV.1.4: Extrapolation de l'origine des traces chargées reconstruites dans la TPC dans le plan (x, y), des événements réels et simulés. Les traces représentées vérifient les 3 autres critères de pré-sélection.

- la trace chargée doit être décrite par un minimum de quatre coordonnées reconstruites (ou "hits", correspondant aux charges collectées sur un damier) dans le volume de la TPC. Une trace entièrement contenue dans la TPC peut être caractérisée, dans le cas optimal, par 21 points:

$$N_{hits}(TPC) \geq 4$$

La figure IV.1.5 reproduit la distribution du nombre de "hits" pour l'ensemble des traces vérifiant les autres critères de sélection.

- la trace doit être contenue dans la zone d'acceptance géométrique de la TPC, l'angle entre sa direction et l'axe du faisceau devant être tel que:

$$|cos\theta_{trace}| < 0.95$$

ce qui correspond à un angle limite de 18.2^0. Cette condition garantit qu'un minimum de six rangées de damiers ont été traversées, comme le montre la figure IV.1.7 pour les traces chargées pointant vers l'extrémité de la chambre, et limite les inefficacités de reconstruction dans la région entourant la chambre interne. La distribution globale apparait sur la figure IV.1.6 pour les données et le Monte Carlo.

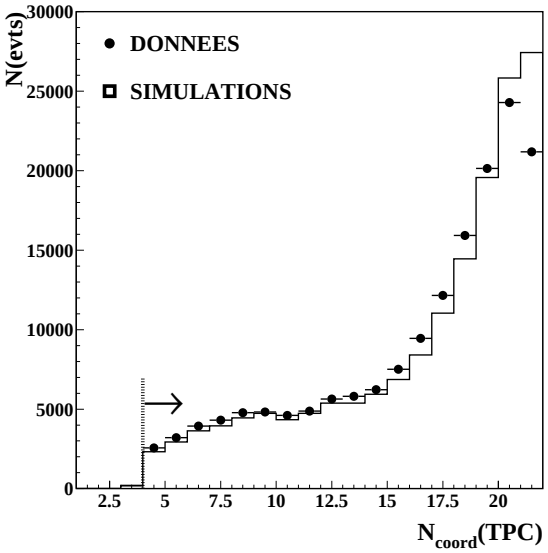


Figure IV.1.5: Distribution du nombre de hits par trace laissé dans la TPC

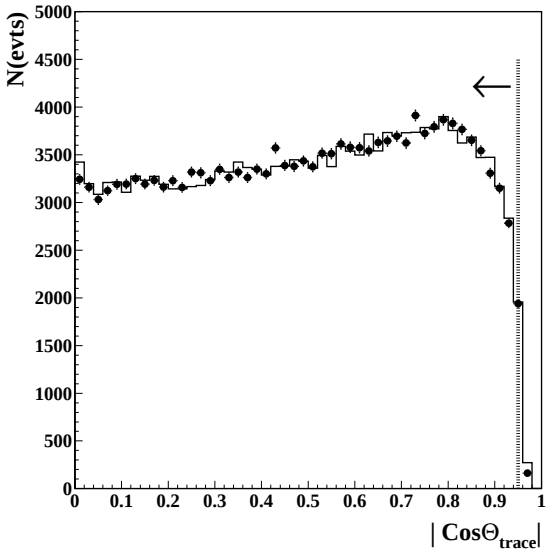


Figure IV.1.6: Distribution du cosinus de l'angle polaire des traces chargées

On peut noter que le Monte Carlo reproduit fidèlement les données pour les caractéristiques des trajectoires reconstruites.

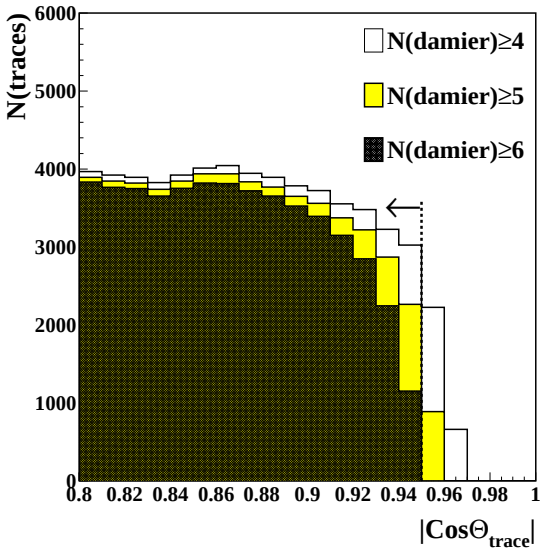
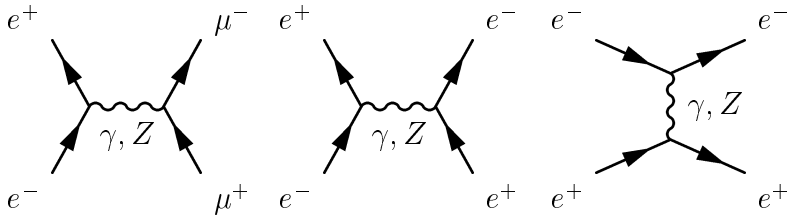


Figure IV.1.7: $cos\theta$ des traces sélectionnées pour trois valeurs minimales de nombre de damiers traversés. La coupure est placée de sorte à assurer $N(damier) \geq 6$. Les traces représentées vérifient les 3 autres critères de pré-sélection.

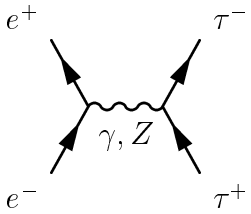
IV.1.3 Critères de sélection des candidats hadroniques

Les événements enregistrés en 1994 sont représentés sur la figure IV.1.8 en fonction de leur multiplicité N_{TPC} et de leur "énergie chargée" E_{TPC}, définies respectivement comme le nombre et la somme des impulsions des traces traversant la TPC. On distingue sur cette figure quatre types d'événements de topologie caractéristique:

- des événements de basse multiplicité et d'impulsion totale piquée sur 90 GeV/c. Ils sont issus des processus de désintégration leptonique du $Z \to \mu^+\mu^-$, $Z \to e^+e^-$ et $e^+e^- \to e^+e^-$, correspondant aux graphes suivants:

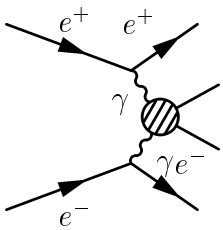


- une zone d'événements de faible multiplicité mais différant des précédents par des valeurs de E_{TPC} autour de $\simeq 45\ GeV$. Ils correspondent aux processus $Z \to \tau^+\tau^-$, dans lesquels le processus d'hadronisation peut engendrer l'apparition de particules neutres, détectés dans les calorimètres. Ils sont associés au graphe:



- une région comprenant des événements de faibles valeurs de $E_{TPC} \simeq 5\ GeV$, et de multiplicité $N_{TPC} < 10$. Ils proviennent de l'interaction entre deux photons quasi-réels émis par l'électron et le positron, et ne sont par conséquent pas résonants. Ils

sont désignés par la suite comme les événements 2γ, et sont décrits par le graphe:



- les désintégrations hadroniques sont, elles, caractérisées par une multiplicité de l'ordre de $N_{TPC} \simeq$ 18 traces et par une impulsion totale dans la TPC de l'ordre de $E_{TPC} \simeq 50\ GeV$.

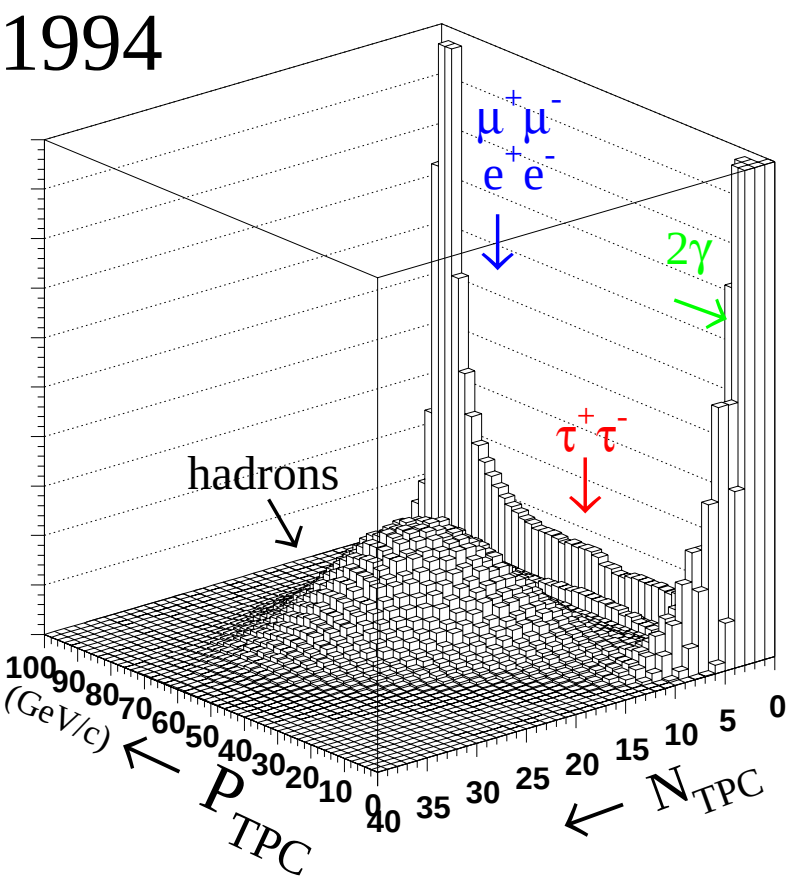


Figure IV.1.8: Topologie des événements enregistrés avec ALEPH dans la TPC en 1994 dans le plan (N_{TPC}, E_{TPC}).

IV.1.3.1 Les coupures sur N_{TPC} et E_{TPC}

Deux coupures principales permettent la sélection des désintégrations hadroniques à l'exclusion des événements provenant des désintégrations leptoniques du Z et des processus 2γ. Elles sont appliquées sur l'impulsion totale des traces chargées et sur leur multiplicité.

Les figures IV.1.9 et IV.1.10 représentent ces distributions pour les données de 1994, sur lesquelles ont été superposées les événements Monte Carlo correspondant aux fonds et au signal $q\bar{q}(\gamma)$.

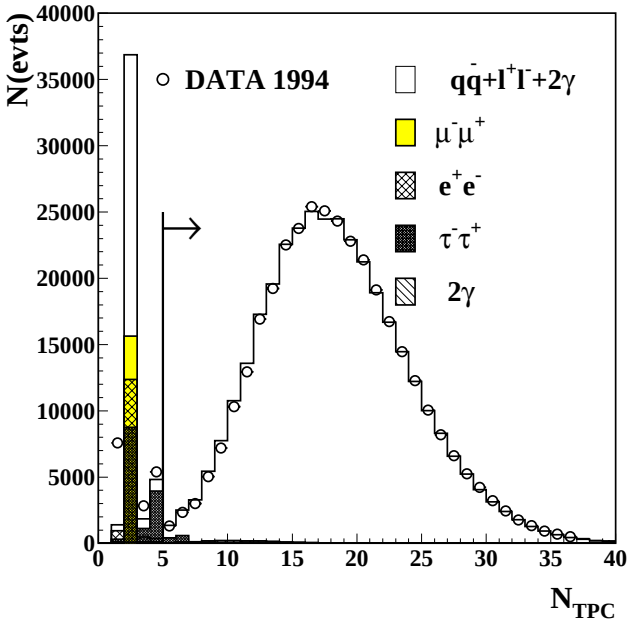


Figure IV.1.9: Multiplicité chargée des événements reconstruits hadroniques dans la TPC avec $E_{TPC} > 0.1\ E(cm)$. Les données prises en 1994 et les simulations $q\bar{q}$, $Z \rightarrow l^+l^-$ et 2γ y sont comparées.

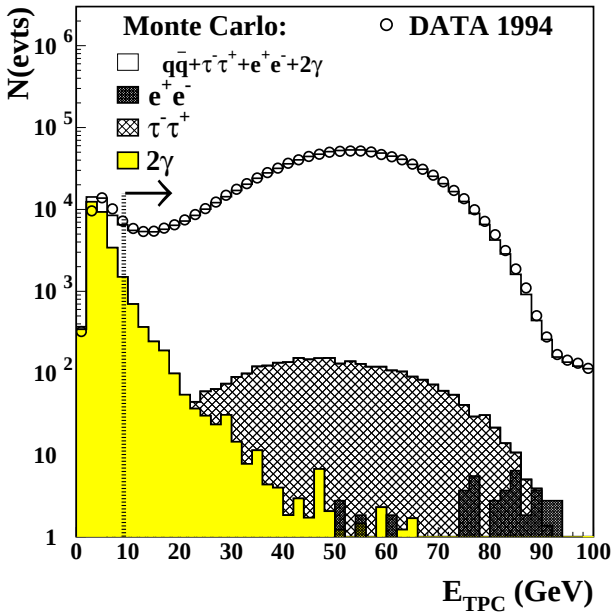


Figure IV.1.10: "Energie chargée" des événements hadroniques reconstruits dans la TPC, pour lesquels $N_{TPC} \geq 5$. Les données prises en 1994 et les simulations y sont comparées.

- il est réclamé que le nombre de traces reconstruites soit supérieur ou égal à cinq:

$$N_{TPC} \geq 5$$

Cette coupure permet la réjection des événements leptoniques.

- l'énergie sommée sur l'ensemble des traces chargées de la TPC doit être supérieure à 10% $\sqrt{s}$:

$$\sum_{i}^{N_{TPC}} E_i > 0.1\sqrt{s}$$

  Cette condition élimine principalement les événements 2γ

L'efficacité de déclenchement et de sélection des hadrons et les taux de réjection des fonds au signal font l'objet des sections suivantes.

IV.2 Efficacité de sélection des événements hadroniques par la TPC

La sélection des désintégrations hadroniques du Z à partir de la chambre à traces est ici présentée.
L'efficacité de déclenchement ϵ_{decl} est évaluée pour les candidats hadroniques à partir des données elles-mêmes. L'efficacité de sélection ϵ_{sel} des événements hadroniques est alors estimée à partir d'échantillons de plusieurs millions d'événements simulés $Z \rightarrow q\bar{q}$ et reconstruits dans le détecteur. L'accent est ensuite placé sur la dépendance de l'efficacité de sélection en fonction de l'énergie $\sqrt{s}$.

IV.2.1 Efficacité de déclenchement des événements hadroniques

L'efficacité de déclenchement est déterminée en utilisant la redondance assurée par les deux ensembles utilisés. L'hypothèse de l'indépendance de ces derniers est tout d'abord vérifiée en premier; les efficacités de déclenchement sont alors calculées à l'énergie du pic, puis comparées à celles déterminées pour les événements hors-pic.

IV.2.1.1 Indépendance des systèmes de déclenchement

Le test de l'indépendance des déclenchements a été effectué pour les années de prise de données allant de 1990 à 1995. Il nécessite la détermination de l'efficacité de déclenchement des deux systèmes l'un par rapport à l'autre. Soient les estimateurs:

$$\epsilon_{calo.} = \frac{N_{calo.et.pene.}}{N_{calo}}, \epsilon_{pene.} = \frac{N_{pene.et.calo}}{N_{pene.}}$$

où $N_{pen.}$ (resp. $N_{calo.}$) correspond aux événements vus par le système basé sur les critères de pénétration (resp. calorimétriques), tandis que $N_{calo.et.pene.}$ représente le nombre d'événements vus par les deux déclenchements. Soit enfin,

$$\epsilon_{calo.et.pen.} = \frac{N_{calo.et.pen.}}{N_{calo.ou.pen.}}$$

où $N_{calo.ou.pen.}$ est le nombre d'événements vus par l'un des deux systèmes au moins.
En cas d'indépendance des deux systèmes de déclenchement, le produit des deux premiers estimateurs $\epsilon_{calo.} \times \epsilon_{pen.}$ est égal au troisième $\epsilon_{calo.et.pen.}$. L'efficacité de déclenchement est alors donnée par la formule:

$$\epsilon_{decl.} = \epsilon_{calo.} + \epsilon_{pen.} - \epsilon_{pen.} \times \epsilon_{calo.}$$

et l'inefficacité est donnée par la relation:

$$\epsilon_{ineff.} = (1 - \epsilon_{calo.})(1 - \epsilon_{pen.})$$

IV.2.1.2 Efficacité de déclenchement au "pic" de résonance

La **table IV.1**, répertorie les valeurs des estimateurs précédents obtenus pour des événements pris à l'énergie $\sqrt{s} = 91.2\ GeV$ (de 1991 à 1994). L'indépendance des deux ensembles de déclenchement est vérifiée jusqu'à l'ordre de 10^{-5} et une efficacité globale de $\epsilon_{decl.} = 100\%$ est obtenue.

Déclenchement:	**Pic 1991**	**Pic 1992**	**Pic 1994**	**Pic 1993**
$\epsilon_{calo.}$ (%)	99.991 ± 0.0019	99.950 ± 0.003	99.992 ± 0.004	99.9527 ± 0.0053
$\epsilon_{pen.}$ (%)	99.975 ± 0.0032	99.980 ± 0.002	99.955 ± 0.003	99.9904 ± 0.0075
$\epsilon_{calo.} \times \epsilon_{pen.}$(%)	99.966 ± 0.0038	99.929 ± 0.034	99.8728 ± 0.005	99.8571 ± 0.0092
$\epsilon_{calo.et.pen.}$(%)	99.996 ± 0.0038	99.929 ± 0.003	99.8729 ± 0.0053	99.8570 ± 0.0092
$\epsilon_{decl.}$ (%)	100.00 ± 0.0038	100.00 ± 0.003	100.000 ± 0.005	100.00 ± 0.009
$\Delta\epsilon_{ineff.}$	2.2×10^{-8}	1.0×10^{-7}	3.6×10^{-8}	4.5×10^{-8}

Tableau IV.1: Efficacité relative des deux systèmes de déclenchement pour les données accumulées au pic entre 1991 et 1994.

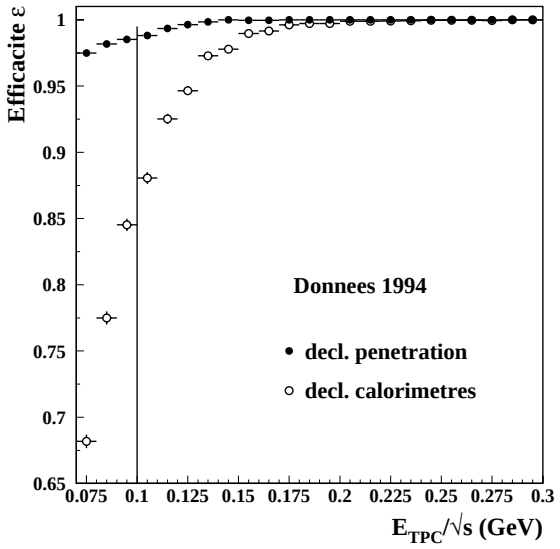


Figure IV.2.11: Efficacité de déclenchement des événements hadroniques en fonction de E_{TPC}, pour les deux ensembles "calorimétrique" et de "pénétration". Les événements sélectionnés sont à droite de la coupure.

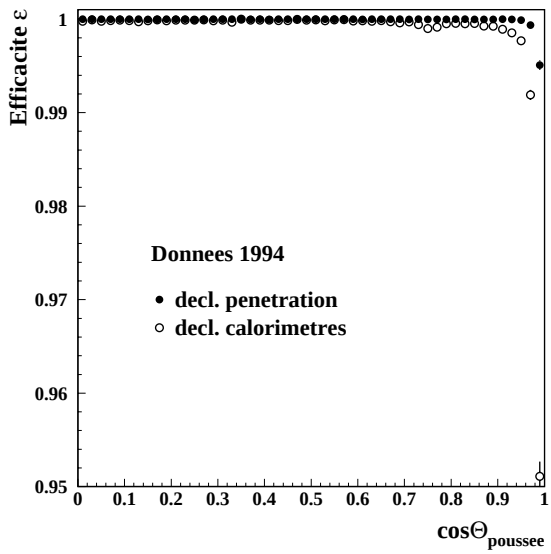


Figure IV.2.12: Efficacité de déclenchement des événements hadroniques en fonction du cosinus de leur axe de poussée $cos\theta_T$, pour les deux ensembles "calorimétrique" et de "pénétration".

Les figures IV.2.11 et IV.2.12 représentent l'efficacité de déclenchement des deux ensembles de déclenchement en fonction respectivement de l'énergie totale chargée et du cosinus de l'angle polaire de l'axe du thrust des événements: l'efficacité de sélection

vers les faibles valeurs de l'énergie (pour $E > 0.1\sqrt{s}$) est assurée majoritairement par le système mesurant la profondeur de pénétration. L'inefficacité est due, comme attendue, aux évènemements pointant vers les extrémités du détecteur, pour $|cos\theta_T| > 0.9$.
La stabilité des résultats au cours des différentes périodes de prises de données est également vérifiée sur la table IV.1 pour les prises de données au pic effectuées depuis 1991.

IV.2.1.3 Efficacité de déclenchement hors du "pic" de résonance

La statistique atteinte en 1993 et en 1995 permet de tester d'éventuels effets d'inefficacité dans le déclenchement des événements hadroniques en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La **table IV.2** contient les valeurs des estimateurs définis précedemment pour les points correspondant à "pic-2", "pic+2" des deux périodes considérées: aucun effet significatif n'est observé.

Déclenchement	**Pic-2 (1993)**	**Pic-2 (1995)**	**Pic+2 (1993)**	**Pic+2 (1995)**
$\epsilon_{calo.}$ (%)	99.740 ± 0.018	99.736 ± 0.019	99.832 ± 0.012	99.815 ± 0.012
$\epsilon_{pen.}$ (%)	99.966 ± 0.007	99.970 ± 0.006	99.957 ± 0.006	99.981 ± 0.004
$\epsilon_{calo.} \times \epsilon_{pen.}$(%)	99.706 ± 0.019	99.706 ± 0.020	99.790 ± 0.013	99.796 ± 0.013
$\epsilon_{declench.}$ (%)	100.000 ± 0.019	100.000 ± 0.020	100.000 ± 0.0132	100.000 ± 0.013
$\Delta\epsilon_{ineff.}$ (%)	8.8×10^{-7}	7.9×10^{-7}	7.2×10^{-7}	3.5×10^{-7}

Tableau IV.2: Indépendance et efficacité relative des deux systèmes de déclenchement hors-pic en 1993 et 1995.

IV.2.1.4 Evénements sélectionnés sans déclenchement hadronique

Parmi les événements vérifiant les coupures physiques, environ 0.02% n'ont été déclenché par aucun des deux systèmes définis prédemment, et ont été donc sélectionnés selon d'autres critères.
Les figures IV.2.13 et IV.2.14 représentent la distribution de ces événements respectivement dans le plan (E_{TPC}, N_{TPC}) et en fonction du cosinus de l'angle polaire de leur axe de poussée: d'axe de poussée dirigé le long du faisceau, d'énergie chargée totale n'excèdant pas 20 GeV et de multiplicité moyenne deux fois plus petite que celle de paires $q\bar{q}$, ces événements ont une signature correspondant à celle des processus dits 2γ décrits dans la section IV.2.5.
comme issus des processus 2γ sera confirmée lors de la détermination de la contribution non résonante à la section efficace totale: la réjection de ces événements au niveau du déclenchement se traduit par la diminution correspondante de la contribution non résonante à la section efficace hadronique (voir section IV.2.5).

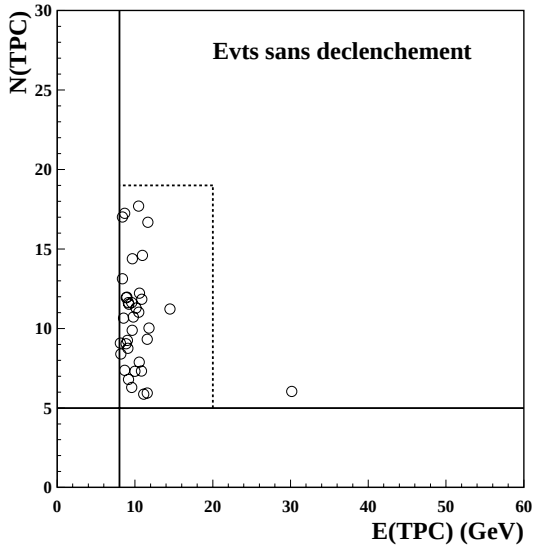


Figure IV.2.13: Energie et multiplicité chargée des candidats sans déclenchement hadronique

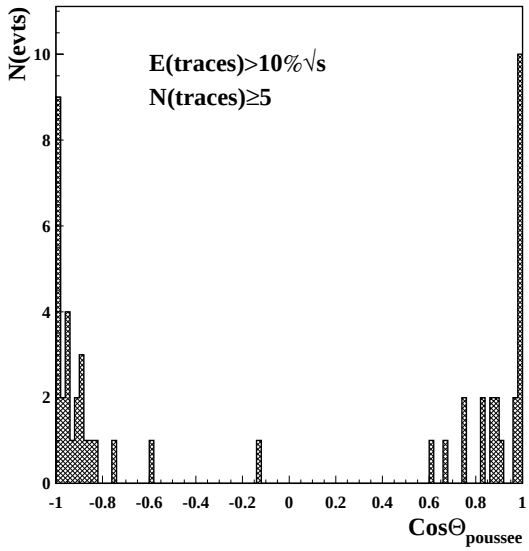


Figure IV.2.14: $cos\theta$ de l'axe de poussée des candidats sans déclenchement hadroniques

IV.2.1.5 Conclusion

L'efficacité de déclenchement des événements hadroniques, déterminée en utilisant la redondance des informations fournies par les deux ensembles de sous-détecteurs est donc de $\epsilon_{decl.} = 100.00\%$. En conséquence, aucune correction n'est appliquée sur l'efficacité de sélection. Les incertitudes systématiques dues aux inefficacités sont inférieures à 0.001% et sont négligées dans le traitement des incertitudes systématiques associées à l'efficacité de sélection.

IV.2.2 Efficacité de sélection des événements hadroniques

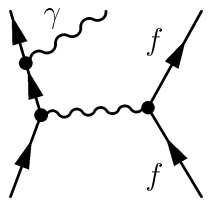
La simulation des événements Monte Carlo à ALEPH s'effectue en deux étapes:

- la génération du processus physique, qui contient la cinématique de la réaction considérée: à Aleph, le générateur utilisé est HVFL [2]. Il est interfacé avec le programme DYMU, qui traite l'émission de photons dans la voie d'entrée (ISR), et le programme LUND [3], qui engendre le processus d'hadronisation.

- La simulation et le suivi des particules générées sont assurés par GEANT [4], programme interfacé avec GALEPH [5], qui permet la simulation des traces chargées dans la TPC et des dépôts dans les calorimètres, correspondant à la géométrie du détecteur Aleph. Le programme de reconstruction appliqué tant sur les données que sur les événements simulés est JULIA [6].

IV.2.2.1 L'émission des photons dans la voie d'entrée

La première condition que doivent vérifier les événements générés porte sur l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision après émission de photons dans la voie d'entrée (ISR).



La condition est telle que:

$$\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} > 0.1$$

où $\sqrt{s'}$ est définie comme la masse invariante du système e^+e^- après émission des photons ISR. Cette contrainte provient de l'incertitude avec laquelle sont décrites les désintégrations hadroniques en deca de cette valeur.

Sur la figure IV.2.15 est représenté le spectre en $\sqrt{s'}/\sqrt{s}$ des événements générés à trois valeurs de l'énergie "pic-2", "pic" et "pic+2". L'importance de l'émission de photons dans la voie d'entrée (retour à la valeur de résonance) explique la plus grande largeur du spectre autour de la valeur 1 pour les collisions générées à "pic+2".

Cette figure montre aussi que le nombre d'événements pré-sélectionnés par cette coupure est fonction de l'énergie avec laquelle les événements sont générés: 0.02% des événements sont éliminés par cette coupure à "pic+2", 0.01% à "pic-2" et seulement 0.005% au pic. Toutefois, ces événements étant rejetés au niveau de la pré-sélection ne sont pas comptabilisés dans le nombre d'événements initiaux générés. Ils n'affectent donc pas les efficacités de sélection.

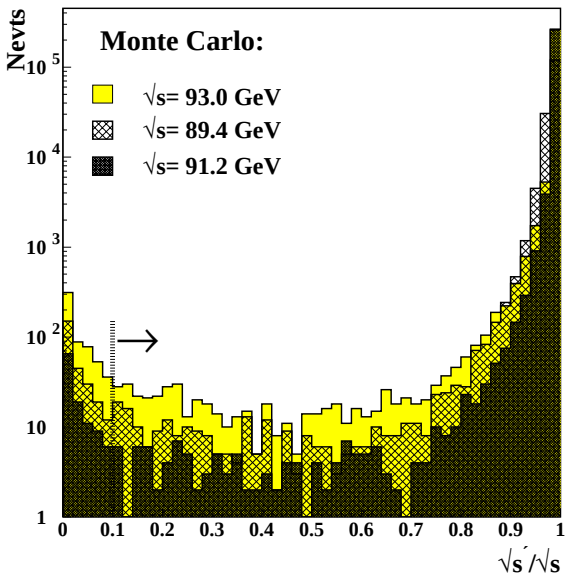


Figure IV.2.15: Spectres de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction après l'émission de photons dans la voie d'entrée pour des échantillons $q\bar{q}$ générés à "pic-2", "pic" et "pic+2". Les distributions sont normalisées au même nombre d'événements.

IV.2.2.2 Efficacité de sélection au pic du Z

L'efficacité de sélection ϵ_{sel} est définie comme le nombre d'événements reconstruits dans le détecteur passant les coupures sur le nombre total d'événements générés vérifiant $\sqrt{s'}/\sqrt{s} > 0.1$:

$$\epsilon_{sel.}(\sqrt{s'}) = N_{sel.}(\sqrt{s'})/N_{gen.}(\sqrt{s'}/\sqrt{s} > 0.1)$$

L'efficacité globale de sélection, après les coupures sur l'énergie totale et la multiplicité chargée, déterminée à partir d'environ 1 million d'événements simulés vaut:

$$\epsilon_{sel} = 97.488 \pm 0.016_{stat}\%$$

où l'erreur indiquée est purement statistique.
Les effets des deux coupures appliquées sur le nombre de traces et sur l'énergie des traces chargées font apparaitre que 1.04% des événements sont rejetés par la coupure sur le nombre de traces reconstruites contre 2.38% pour la condition portant sur l'énergie.

Efficacité	**Nombre d'evts**	**Efficacité**
$\sqrt{s'} > 10\%\sqrt{s}$	956.561	100%
sélection:		
$N_{TPC} \geq 5$	946.617	$98.960 \pm 0.010_{stat}\%$
$E_{TPC} > 10\%\sqrt{s}$	933.771	$97.617 \pm 0.016_{stat}\%$
TOTAL	932.529	$97.488 \pm 0.016_{stat}\%$

Tableau IV.3: Efficacité de sélection ϵ évaluée sur un lot de un million d'événements simulés à l'énergie $\sqrt{s} = 91.2\ GeV$.

Il est à noter que ces deux coupures sont très corrélées, puisque 87.5% des événements de moins de 5 traces sont rejetés par la condition sur l'énergie.

La figure IV.2.16 représente la distribution angulaire de l'axe de poussée des événements rejetés par les conditions posées sur la multiplicité chargée et l'énergie totale déposée dans la TPC: ces événements rejetés sont dirigés majoritairement vers l'extrémité de la chambre à trace ($|cos\theta_T| > 0.9$). L'évaluation des systématiques associées à la modélisation de l'hadronisation des événements $q\bar{q}$ se fera donc préférentiellement en utilisant les événements bien contenus dans le détecteur.

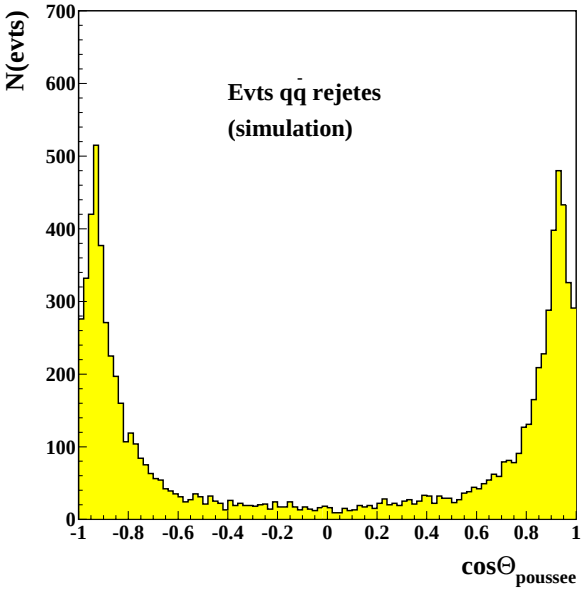


Figure IV.2.16: Distribution du cosinus de l'angle polaire de l'axe de poussée des événements simulés $q\bar{q}$ rejetés par les coupures de sélection.

IV.2.2.3 Efficacité de sélection selon la saveur des quarks

Les efficacités obtenues à partir du même échantillon complètement reconstruit sont répertoriées pour les différentes saveurs de quarks dans la table IV.4; l'énergie moyenne des événements correspondants et leur multiplicité chargée y sont également indiquées.

Saveur des Quarks	$< E_{TPC} >$ **(GeV)**	$< N_{TPC} >$	**Efficacité**
quark u	50.89	17.78	$97.58 \pm 0.04\%$
quark d	48.93	17.43	$97.37 \pm 0.04\%$
quark s	49.21	16.87	$97.04 \pm 0.04\%$
quark c	50.28	18.76	$97.57 \pm 0.04\%$
quark b	49.30	20.13	$97.94 \pm 0.04\%$
Toutes	50.60	18.42	$97.488 \pm 0.016\%$

Tableau IV.4: Efficacité de sélection des événements hadroniques pour la TPC.

Des différences significatives apparaissent à travers les résultats obtenus pour les quarks b et s: les événements $b\bar{b}$, caractérisés par une multiplicité moyenne plus élevée de 1.5 traces relativement à l'ensemble, sont sélectionnés avec une efficacité plus grande de +0.45%. Les

événements $s\bar{s}$ laissent en revanche moins de traces dans la TPC que la moyenne de l'ensemble (près de deux traces par événement), pour une énergie totale chargée inférieure de 1.4 GeV. La production de kaons, de longue durée de vie et interagissant par conséquent peu à l'intérieur du détecteur peut peut être expliquer cette observation.
Ces observations apparaissent sur les figures IV.2.17 et IV.2.18, sur lesquelles sont représentées l'énergie totale et le nombre de traces chargées dans le cas de lots de quarks s,c et b.

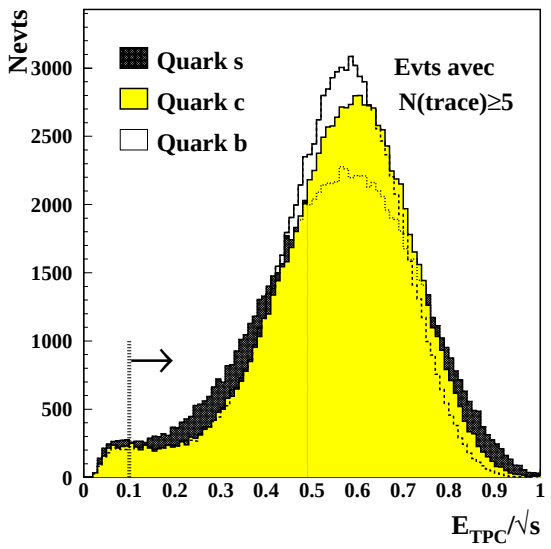


Figure IV.2.17: Effet de la coupure sur l'énergie sur des échantillons simulés $Z \to q\bar{q}$ pour différentes saveurs

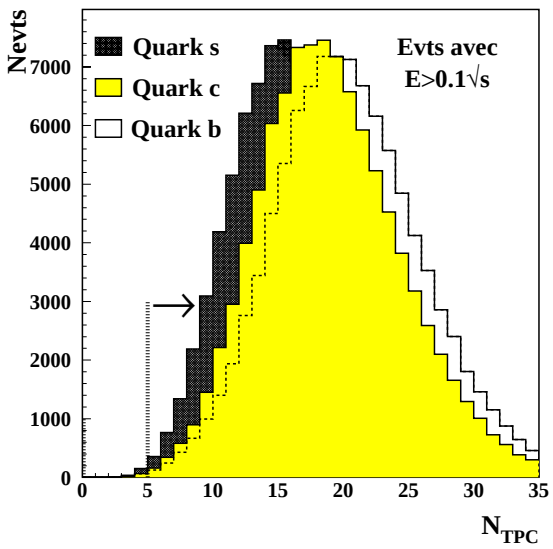


Figure IV.2.18: Effet de la coupure sur la mutliplicité sur des échantillons simulés $Z \to q\bar{q}$ pour différentes saveurs

IV.2.2.4 Efficacité de sélection hors du pic du Z

La détermination des efficacités de sélection hors pic du Z, repose sur l'utilisation de lots d'événements engendrés au seul niveau cinématique. Les énergies de collision $\sqrt{s}$ ont été fixées à $\sqrt{s} = 89.4\ GeV$ ("pic-2") et $\sqrt{s} = 93.0\ GeV$ ("pic+2"), au vu de la haute statistique accumulée en ces points lors des scans de 1993 et 1995.
La précision attendue devant être inférieure ou égale à 0.02% pour une efficacité d'environ 97.6%, des lots de plus de 600.000 événements ont été produits. Les résultats obtenus sont indiqués dans la table IV.5.
Une différence significative est observée entre les événements produits à une valeur proche de la masse du Z et ceux produits à 93.0 GeV, pour lesquels l'efficacité de sélection est plus faible de 0.04%.
Cela s'explique par la radiation de photons dans l'état initial et final, plus importante à cette énergie qu'au "pic" ou en -dessous: ceci apparait par application de la courbe IV.2.19, représentant l'efficacité de sélection en fonction de $\sqrt{s}$, aux distributions normalisées des évènements hadroniques de la figure IV.2.15.

Energie:	$\sqrt{s} = 89.4$ **GeV**	$\sqrt{s} = 91.2$ **GeV**	$\sqrt{s} = 93.0$ **GeV**
$< E(chargee)/\sqrt{s} >$	0.5444	0.5448	0.5417
$< N_{TPC} >$	17.48	17.63	17.73
ϵ **(cin.) (%)**	$97.656 \pm 0.015_{stat}\%$	$97.664 \pm 0.012_{stat}\%$	$97.624 \pm 0.015_{stat}\%$
ϵ **(sel.) (%)**	$97.480 \pm 0.016_{stat}\%$	$97.488 \pm 0.016_{stat}\%$	$97.448 \pm 0.016_{stat}\%$

Tableau IV.5: Efficacités de sélection évaluées sur des échantillons d'événements générés aux trois énergies du scan de 1993. La dernière ligne est obtenue en supposant que les effets de reconstruction sont identiques aux trois énergies de génération.

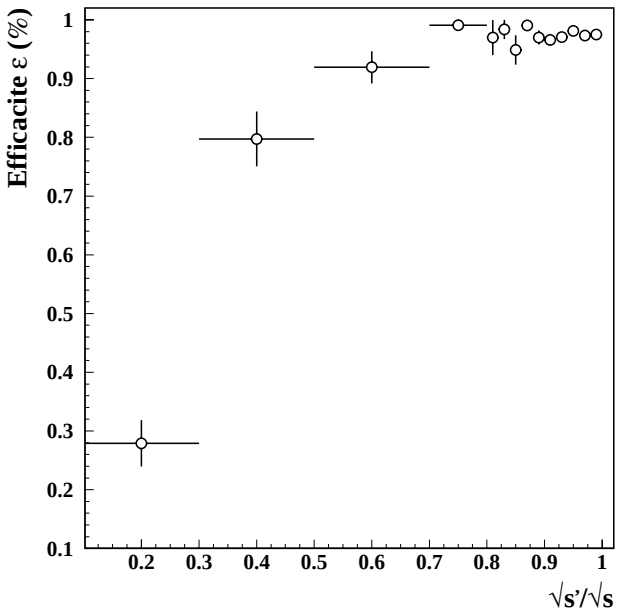


Figure IV.2.19: Efficacité de sélection des paires $q\bar{q}$ en fonction du rapport de l'énergie totale disponible après émission des photons en voie d'entrée sur l'énergie totale dans le centre de masse.

IV.2.2.5 Conclusion

Les efficacités de sélection ont été évaluées à l'énergie correspondant au "pic" du Z, ainsi qu'aux énergie correspondant aux points hors-pic des périodes de scan de 1993 et 1993. Les résultats sont:

$$\begin{aligned}\epsilon(91.2\ GeV) &= \quad 97.488 \pm 0.016_{stat}\% \\ \epsilon(89.4\ GeV) &= \quad 97.480 \pm 0.016_{stat}\% \\ \epsilon(93.0\ GeV) &= \quad 97.448 \pm 0.016_{stat}\%\end{aligned}$$

Les incertitudes systématiques liées aux modélisations utilisées doivent encore être évaluées. Elles font l'objet de la section IV.4.

IV.3 La réjection des fonds aux désintégrations hadroniques par la TPC

Trois types principaux d'événements constituent des fonds au signal $q\bar{q}$. Ils sont présentés avec la méthode de leur estimation:

- les événements dus aux passages de rayons cosmiques dans le détecteur et aux collisions des électrons et positrons des faisceaux avec les particules de gaz du tube à vide. Ne provenant pas de la désintégration du Z, les traces chargées qu'ils laissent dans la TPC n'ont, en général, pas leur origine au point de collision. Leur nombre dans le lot de candidats hadroniques sélectionnés est alors estimé en faisant varier les coupures sur l'origine des trajectoires reconstruites dans la TPC.

- les événements provenant de la désintégration du Z en leptons. Les taux de réjection et la contamination du lot de candidats hadroniques sélectionnés sont évalués à partir des simulations.

- les événements dits 2γ. Ils résultent de l'échange de photons quasi-réels (entre les deux électrons) qui produisent à leur tour une paire $f\bar{f}$; ces processus ne faisant pas intervenir le boson Z, leur section efficace peut être considérée comme constante autour du pic (processus non-résonants). Cette dernière est évaluée à partir des données elles-mêmes.

IV.3.1 Les collisions faisceau-gaz et les rayons cosmiques

La sélection des traces chargées reconstruites dans la TPC impose une coupure sur la distance de leur origine avec le point de collision, dans le but d'assurer que l'événement provient d'une désintégration du Z. Parmi ces événements cependant, certains peuvent être initiés par la collision de l'électron ou du positron des faisceaux avec les particules de gaz contenu dans le tube à vide, ou par le passage de rayons cosmiques dans le détecteur. Leur distribution est alors attendue uniforme et localisée le long du tube à vide.
Afin de déterminer la contamination du lot sélectionné dans l'intervalle situé autour du point de collision, le nombre d'événements passant les coupures sur l'énergie et la multiplicité totale chargée est calculé à partir des traces reconstruites en dehors de l'intervalle défini en IV.31, c'est à dire pour des traces vérifiant les deux critères usuels:

$$N_{hits}(TPC) \geq 4$$

$$|cos\theta_{trace}| < 0.95$$

et telles que leur origine soit en dehors du cylindre défini en IV.1:

$$10 < |D_Z| < 220cm$$

$$|D_{XY}| > 2cm$$

La distribution obtenue pour les données est alors comparée à celle des simulations, et la différence est extrapolée sur les intervalles correspondant aux critères standards de définition des traces chargées dans le plan transverse et le long de la direction z.
La figure IV.3.20 présente les distributions des événements en fonction de leur énergie totale chargée pour les données et le Monte Carlo $q\bar{q}$. La normalisation est effectuée pour les événements d'énergie $E < 10\%\sqrt{s}$: lorsque les conditions de déclenchement ne sont pas requises, un excès d'événements est observé dans les données par rapport aux prédictions de la simulation dans le domaine d'énergie pour lequel $E > 10\%\sqrt{s}$. En revanche, aucun événement réel n'est déclenché par l'un ou l'autre des ensembles de déclenchement. Il est à noter que les effets de déclenchement n'ont pas été simulés dans l'échantillon MC.
La contamination est donc nulle, et l'erreur associée sera négligée par la suite.

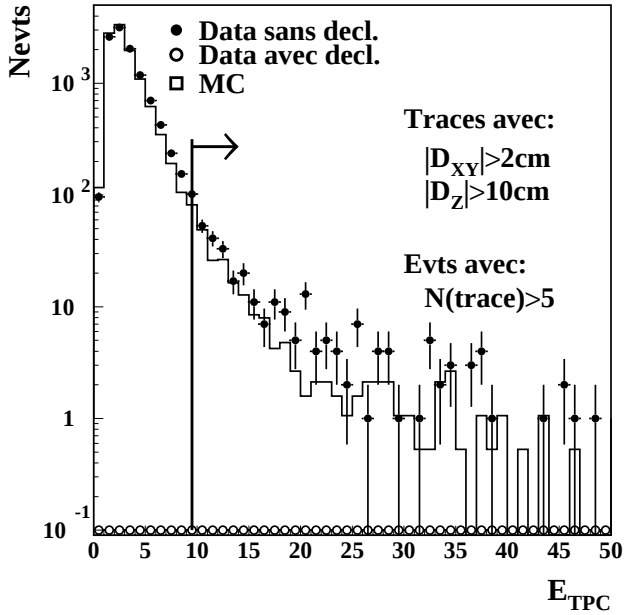


Figure IV.3.20: Comparaison du nombre d'événements passant la coupure sur la multiplicité totale chargée, reconstruits à partir de traces initiées en -dehors de l'intervalle [-10,+10]cm selon z et [-2,+2] cm selon le plan transverse. Les distributions sont normalisées sur l'intervalle [0-9.1]GeV.

IV.3.2 Les fonds résonants: les désintégrations $Z \to l^+l^-$

Les désintégrations leptoniques du Z constituent des fonds à la sélection hadronique. Les processus correspondent aux graphes de la voie-s suivants pour les trois canaux, tandis que dans le cas des électrons, la contribution de la voie-t apparait.
Les taux de réjection de tels événements est estimé par l'application des coupures de sélection sur des échantillons d'événements simulés. Les générateurs utilisés pour les différents processus sont KORALZ [8] pour les désintégrations $Z \to \mu^+\mu^-$ et $Z \to \tau^+\tau^-$ et BABAMC [9] pour le $Z \to e^-e^+$. Ces échantillons sont ensuite reconstruits dans le cadre de l'interface GALEPH [5].
L'effet des coupures sur l'énergie totale et sur le nombre de traces détectées dans la chambre à traces est montré sur les figures IV.3.21 et IV.3.22. C'est principalement la coupure sur le nombre de traces reconstruites dans la TPC qui permet la réjection

quasi-totale des fonds provenant des désintégrations du Z en leptons légers (μ ou e). Les événements $Z \to \tau^-\tau^+$ sont eux sélectionnés avec une efficacité de $6.945 \pm 0.073\%(stat)$. Le tableau IV.6 répertorie les taux de réjection obtenus pour les différents fonds, et fournit l'estimation de la contamination du signal par chacun d'entre eux. Cette dernière nécessite l'usage du résultat de LEP concernant le rapport des largeurs leptoniques et hadroniques [10]:

$$\Gamma_{had}/\Gamma_{e^+e^-} = 20.797 \pm 0.058$$

$$\Gamma_{had}/\Gamma_{\mu^+\mu^-} = 20.796 \pm 0.043$$

$$\Gamma_{had}/\Gamma_{\tau^+\tau^-} = 20.813 \pm 0.061$$

La contamination des fonds provenant des processus $Z \to e^+e^-$ et $Z \to \mu^+\mu^-$ est

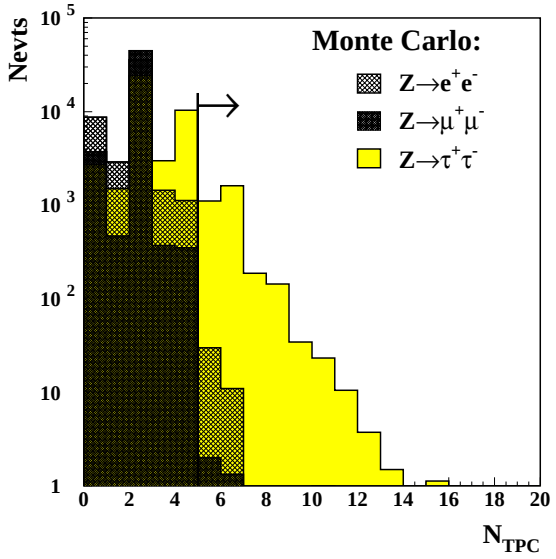


Figure IV.3.21: Effet de la coupure sur la multiplicité chargée des échantillons simulés de $Z \to l^+l^-$

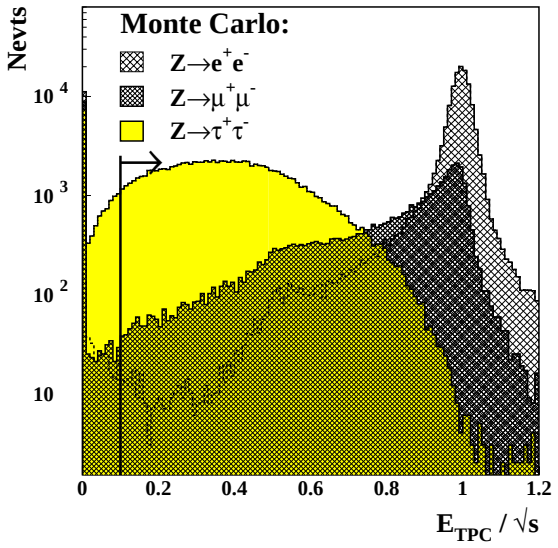


Figure IV.3.22: Effet de la coupure sur l'énergie totale chargée des échantillons simulés de $Z \to l^+l^-$

Processus:	$\mu^-\mu^+$	e^-e^+	$\tau^-\tau^+$
# générés	150000	50000	120000
# sélectionnés	10	42	8334
Efficacité	$0.0067 \pm 0.002\%$	$0.0840 \pm 0.0130\%$	$6.945 \pm 0.073\%$
Contamination	*negligeable*	*negligeable*	$0.343 \pm 0.018\%$

Tableau IV.6: Efficacité de réjection des fonds résonants leptoniques.

négligeable, tandis qu'elle est de 0.34% pour les événements $Z \to \tau^-\tau^+$.
Les erreurs systématiques associées à la réjection de ces fonds proviennent de la valeur de R_{had} utilisée et de la statistique utilisée. Elles sont parfaitement négligeables pour les

leptons légers, tandis qu'une incertitude totale de 0.030% (statistique + systématique) est reportée pour les $Z \to \tau^-\tau^+$.

IV.3.3 Les fonds non-résonants: les processus 2γ

Les fonds dits 2γ constitués par les événements $e^+e^- \to e^+e^-X$, où X symbolise un système multihadronique, ont fait l'objet d'études spécifiques à PEP [11], PETRA [12] et KEK [13]. A LEP, les travaux sont regroupés dans [14].
Ces événements constituent, avec les désintégrations du Z en $\tau^+\tau^-$, la principale source de contamination des lots sélectionnés. Ils se distinguent cependant du fond résonant, par le fait que leur section efficace varie comme le logarithme de l'énergie disponible dans le centre de masse $\sqrt{s}$, par suite leur contribution est donc essentiellement non résonante dans la gamme d'énergie investiguée à LEP I.
La méthode utilisée pour déterminer la contamination engendrée par ces fonds met à profit cette observation en ajustant dans les données la partie constante de la section efficace "hadronique" mesurée en chaque point en énergie.
La première partie décrit brièvement l'importance et la topologie des fonds 2γ attendus d'après les données simulées; puis la méthode d'estimation du fond à partir des données elles-mêmes est présentée; le résultat est alors comparé aux prédictions du Monte Carlo.

IV.3.3.1 Les fonds 2γ attendus à Aleph pour la TPC

Les événements $e^+e^- \to e^+e^-X$ font intervenir deux photons de masse virtuelle Q^2 très proche de 0, considérés comme quasi-réels. Ces événements sont modélisés en incluant les trois composantes hadroniques suivantes:
- VDM ("Vector Dominance Meson"), correspondant à une description dans laquelle le photon est assimilé à un vecteur méson; elle est valable pour les faibles moments de transfert.
- QPM ("Quark Parton Model") pour la description des domaines d'énergie où le traitement en QCD perturbatif est possible.
- "QCD multi-jet", qui est une composante dont la nécessité est apparue depuis les études de [12], et qui correspond à aux processus faisant intervenir plus de deux jets dans l'état final prédits par QCD.
Les états finaux $e^+e^- \to e^+e^-\tau^-\tau^+$, dits "4-fermions", ont également été considérés dans la suite de l'étude.

Des échantillons complètement reconstruits dans le détecteur ont été employés. Les distributions obtenues à partir des informations de la TPC, font état d'une multiplicité chargée moyenne de 4 traces, et d'une énergie totale chargée piquée vers les faibles valeurs. Les distributions correspondantes, sont représentées repectivement sur les figures IV.3.24 et IV.3.23.

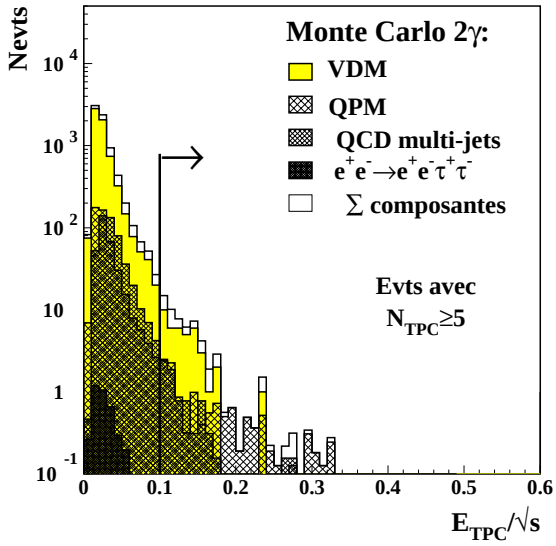


Figure IV.3.23: Distribution de l'énergie totale chargée d'événements 2γ simulés. La coupure est indiquée par une flèche.

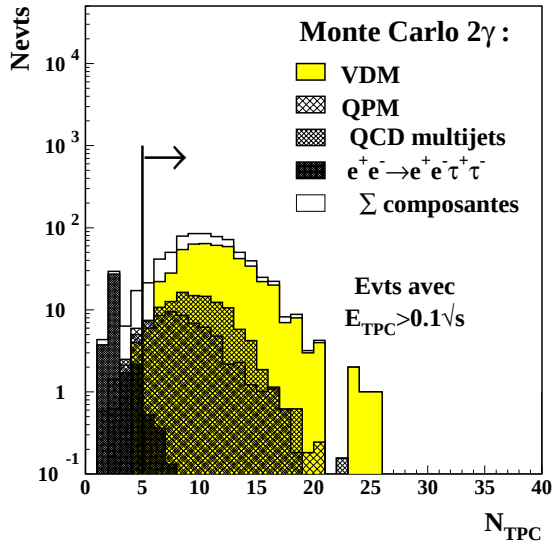


Figure IV.3.24: Distribution de la multiplicité chargée d'événements 2γ simulés. La coupure est indiquée par une flèche.

IV.3.3.2 Méthode d'évaluation du fond 2γ à partir des données seules

Le fond 2γ est obtenu à partir de la détermination de la contribution constante, notée σ^{NR}, à la section efficace "hadronique" mesurée. Cette méthode a été décrite pour la première fois dans [16]. Elle a ici été développée afin de déterminer l'amplitude de cette contribution en fonction de l'énergie totale chargée, offrant ainsi la possibilité d'une comparaison directe avec les données simulées:
Soit $\sigma_i(\sqrt{s})$ la section efficace mesurée à l'énergie $\sqrt{s}$ pour les événements d'énergie chargée E^i_{TPC}, comprise dans un intervalle i de largeur 1 GeV. Cette contribution est égale à la somme d'une composante résonante avec $\sqrt{s}$, $\sigma^R_i(\sqrt{s})$ provenant des désintégrations du Z, et d'une composante constante, $\sigma^{NR}_i(\sqrt{s})$ interprétée comme le fond 2γ:

$$\sigma_i(\sqrt{s}) = \sigma^{NR}_i(\sqrt{s}) + \sigma^R_i(\sqrt{s}), \quad E_{TPC} \leq E_{lim}$$

Les données simulées prédisent que les événements 2γ apparaissent à des énergies totales chargées $E_{lim} \leq 30\%\sqrt{s}$; cette observation est utilisée comme hypothèse initiale, et fixe dans un premier temps l'intervalle d'énergie sur lequel est intégrée la contribution non-résonante totale: $\sigma^{NR}(\sqrt{s}) = \sum_i \sigma^{NR}_i(\sqrt{s})$. Dans la partie supérieure de la distribution, $E_{TPC} > E_{lim}$, aucun évènement 2γ n'est attendu. La section efficace correspondante est alors d'origine purement résonante et est notée $\sigma^R_{E>E_{lim}}(\sqrt{s})$.
Dans chaque intervalle d'énergie i, la section efficace $\sigma_i(\sqrt{s})$ mesurée au point d'énergie $\sqrt{s}$ peut alors être reliée à la section efficace déterminée sur l'intervalle résonant $\sigma^R_{E>E_{lim}}(\sqrt{s})$.

Dans le plan $\left(\sigma_i^{R+NR}, \sigma^R\right)$, on a ainsi la relation (voire figure IV.3.25):

$$\sigma_i = \sigma_i^{NR} + \frac{\sigma_i^R}{\sigma^R}\sigma^R$$

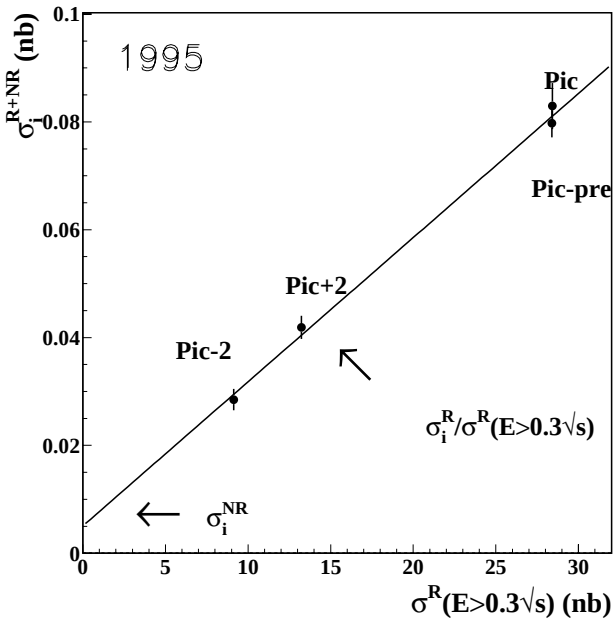


Figure IV.3.25: Fit des parties résonante et non résonante du bin i en énergie, dans le plan $\left(\sigma_i^{R+NR}, \sigma^R(E > 0.3\sqrt{s})\right)$.

Un ajustement linéaire des valeurs mesurées est alors effectué pour chaque bin en énergie chargée et conduit à la détermination de la pente σ_i^R/σ^R et de la constante σ_i^{NR}. Les figures IV.3.26 et IV.3.27 représentant les résultats de l'ajustement linéaire en fonction de l'intervalle d'énergie E_{TPC}^i.
La contribution non résonante totale est alors donnée par la somme des contributions apportées sur la gamme d'énergie où les événements de fonds sont attendus, pour l'intervalle $[0.1 - 0.3]$ $\sqrt{s}$:

$$\sigma^{NR} = \sum_{i=1}^{30} \sigma_i^{NR}$$

IV.3.3.3 Détermination de la borne supérieure d'intégration

Le choix de la valeur de la borne d'intégration des fonds 2γ était fondé sur les observations portées sur la simulation. Afin de s'affranchir de cette hypothèse, les valeurs de la composante non-résonante à la section efficace totale ont été déterminées dans chaque intervalle en énergie de $0.10\sqrt{s}$ à $0.35\sqrt{s}$. Les résultats obtenus sont reportés dans la table IV.7.

Le choix de la limite d'intégration doit prendre en compte les observations suivantes:

1. les valeurs obtenues pour la contribution non-résonante dans les bins d'énergie supérieurs à $E_{TPC} > 25\%\sqrt{s}$ sont très faibles, voire négatives, et toutes compatibles avec 0, comme l'illustre la figure IV.3.26

Intervalle d'intégration du fond 2γ:	**données 1991** σ^{NR} (pb)	**données 1993** σ^{NR} (pb)	**simulation 92** $\sigma^{2\gamma}_{MC}$ (pb)
$\sigma^{NR}[0.10-0.15\sqrt{s}]$	59.3 ± 11.4	62.3 ± 6.4	61.9 ± 2.5
$\sigma^{NR}[0.15-0.20\sqrt{s}]$	12.5 ± 9.5	14.7 ± 5.9	18.4 ± 1.4
$\sigma^{NR}[0.20-0.25\sqrt{s}]$	-1.4 ± 10.9	5.1 ± 6.5	5.9 ± 0.8
$\sigma^{NR}[0.25-0.30\sqrt{s}]$	-12.5 ± 12.5	5.6 ± 7.8	2.3 ± 0.5
$\sigma^{NR}[0.30-0.35\sqrt{s}]$	7.3 ± 15.8	2.1 ± 10.5	1.7 ± 0.5

Tableau IV.7: Estimation du fond non résonant obtenu par ajustement linéaire à partir des données 1993 du scan (3 points) et de 1991 (7 points), et comparaison avec les données simulés normalisés à la luminosité.

2. les erreurs associées aux valeurs de la section efficace non résonante proviennent de la statistique comprise dans l'intervalle d'énergie sur lequel seule la composante résonante $\sigma^{R}_{E>E_{lim}}$ intervient. les bins d'énergie $E > 25\%\sqrt{s}$ contribuent ainsi à l'erreur totale pour 20.1 *pb* sur 27.2 *pb* en 1991, et pour 13.1 *pb* sur 17.0 *pb* en 1993

3. l'accord avec le Monte Carlo 2γ est bon sur l'intervalle de sélection, et les valeurs prédites sur les intervalles d'énergie sont repectivement de 2.3 pb et 1.7 pb pour les régions $[25\% - 30\%]\sqrt{s}$ et $[30\% - 35\%]\sqrt{s}$ (tableau IV.7)

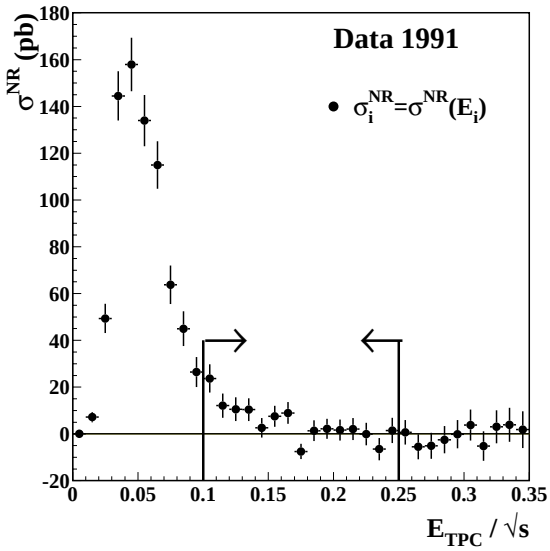


Figure IV.3.26: Fit de la contribution non résonante à la section efficace en fonction de l'énergie chargée, pour les données 1991.

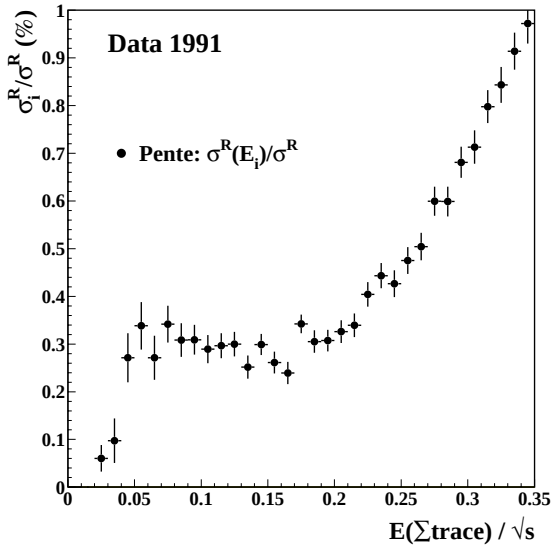


Figure IV.3.27: Fit du rapport des contributions résonantes à la section efficace en fonction de l'énergie chargée, pour les données 1991.

Le tableau IV.7 regroupe ces contributions et répertorie les valeurs intégrées de la section efficace non-résonante sur les cinq intervalles d'énergie de $10\%\sqrt{s}$ à $35\%\sqrt{s}$. Un choix

conservatif est fait en fixant la limite d'intégration de la section efficace des processus non-résonants de $10\%\sqrt{s}$ à $25\%\sqrt{s}$.

IV.3.3.4 Corrections dus aux effets des photons dans la voie d'entrée

L'estimation de la section efficace $\sigma_{2\gamma}$ suppose que la contribution résonante résultant du fit provient exclusivement de ce processus physique. En fait, les résultats précédents doivent être corrigés d'un autre effet, qui tend à mimer une contribution non-résonante [21]. L'amplitude de cet effet a été estimée en appliquant la procédure de fit de la partie non résonante sur des échantillons simulés d'événements $q\bar{q}(\gamma)$, générés aux énergies $\sqrt{s} = 89.4\ GeV$, $\sqrt{s} = 91.2\ GeV$ et $\sqrt{s} = 93.0\ GeV$. Une contribution "non-résonante" non nulle est observée, comme en témoigne la figure IV.3.3.5, en fonction de l'énergie chargée des événements. Elle disparait si l'on engendre ces événements en interdisant l'émission de γ en voie d'entrée ($\sqrt{s'} = \sqrt{s}$) [21].
L'amplitude de cette correction sur le domaine d'énergie $[10\% - 25\%]\sqrt{s}$ est estimée à:

$$\sigma_{q\bar{q}}^{NR} = 6.5 \pm 4.8pb$$

en accord avec le résultat obtenu dans l'étude [21]. Cette contribution a donc été soustraite des valeurs obtenues par la procédure utilisée, tandis que l'incertitude sur son évaluation est quadratiquement ajoutée à l'incertitude totale sur $\sigma_{2\gamma}$.

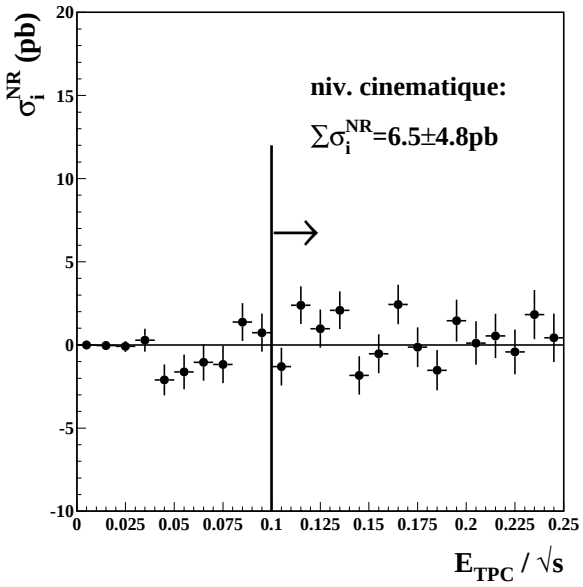


Figure IV.3.28: Partie non-résonante obtenue par l'ajustement d'échantillons $q\bar{q}$ générés au niveau cinématique aux énergies correspondant à "pic-2", "pic" et "pic+2", incluant l'émission de photons en voie d'entrée

IV.3.3.5 Contrôle des effets de variation de seuil des déclenchements

Durant 1993, une analyse [20] a montré que les seuils du déclenchement calorimétrique dans les bouchons ont été diminués entre la période pré-scan et la période scan, ce qui affecte l'efficacité de déclenchement des événements. En pratique, seuls les événements peu

énergétiques, $E_{TPC} < 15\%\sqrt{s}$, sont affectés. C'est cependant dans cette gamme d'énergie que sont attendus les événements 2γ. Afin de mesurer les effets de ce changement de seuil, la méthode suivante a été suivie:
les événements sélectionnés forment un ensemble exhaustif que l'on peut décomposer en trois lots:

1. les événements déclenchés exclusivement par le système calorimétrique avec l'efficacité ϵ^0_{calo}
2. ceux ayant été déclenchés exclusivement par l'ensemble mesurant la profondeur de pénétration, avec ϵ^0_{pene}
3. ceux caractérisés par un double déclenchement des ensembles précédents, avec une efficacité $\epsilon^0_{calo.et.pene}$

La procédure suivie consiste alors à normaliser à posteriori l'efficacité de déclenchement chacun de ces lots au taux de déclenchement observée pendant la période de scan 1993 et de mesurer la variation impliquée.
En pratique, cette correction n'affecte que le résultat de l'année 1993: la section efficace totale des fonds non-résonants s'accroit de 0.8 pb lorsque la correction d'efficacité de déclenchement est inclue.
Cette normalisation des taux de déclenchement a été utilisée afin d'inclure les données enregistrés durant les années 1992 et 1994. Ainsi:
- la mesure de σ_{had} en 1992 effectuée à $\sqrt{s} = 91.275\ GeV$ entrera dans l'ajustement des données de 1991, le taux de déclenchement étant normalisé avec celui correspondant à la prise de données au pic.
- la mesure de 1994, à l'énergie $\sqrt{s} = 91.190\ GeV$ sera utilisée avec les données de 1993, après correction par rapport à l'efficacité des déclenchements au pic (scan).

IV.3.3.6 Résultats

L'estimation de la contribution non résonante a été effectuée pour chacune des périodes de prise de données de 1990 à 1994. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau IV.8. L'incertitude indiquée est la somme quadratique de l'erreur d'origine statistique du fit des données et de l'erreur sur la correction due à l'effet de l'émission de γ en voie d'entrée.

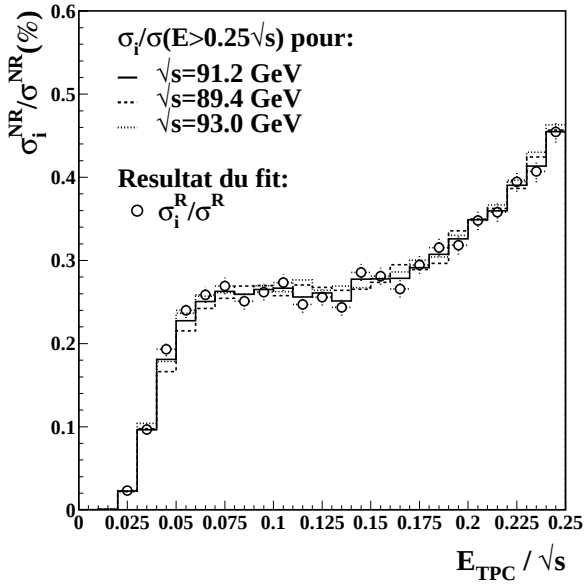


Figure IV.3.29: Rapports des sections efficaces du bin d'énergie i σ_i, pour i variant de 1 à 25, à la section $\sigma(E > 25\%\sqrt{s})$; le résultat de l'ajustement, correspondant à la pente de ces trois points, est donné par les points circulaires.

Périodes:	σ^{NR} **(pb)**
1990 (7 pts)	62.1 ± 19.0
1991 (7 pts)	70.2 ± 18.9
1991+92 (7+1 pts)	71.0 ± 16.9
1993 (4 pts)	77.8 ± 15.7
1993+94 (4+1 pts)	78.1 ± 12.0

Tableau IV.8: Fonds 2γ obtenus par ajustement linéaire pour les périodes de 1990 à 1994 à partir de la sélection TPC.

IV.4 Incertitudes sytématiques associées à l'efficacité de sélection par la TPC

Les incertitudes systématiques associées à l'estimation de l'efficacité de sélection affectent directement la précision de la détermination de σ^0_{had} et de Γ_Z. Il est donc important d'obtenir une estimation rigoureuse des effets systématiques lors de la sélection des hadrons. La méthode suivie a consisté à déterminer les effets systématiques sur les événements enregistrés à l'énergie du pic, $\sqrt{s} = M_Z$ bénéficiant d'une importante statistique, puis de mesurer une éventuelle dépendance de ces effets avec $\sqrt{s}$[1].
On distingue alors trois sources principales d'incertitudes systématique dans la sélection TPC, qui, par ordre d'importance, proviennent:

1. de l'incertitude des simulations à décrire les paramètres critiques définissant les événements hadroniques, soit l'énergie E_{TPC} et la multiplicité chargée N_{TPC}

2. de l'incertitude sur la modélisation des processus d'hadronisation, qui implique des différences dans la topologie des événements réels et simulés

3. de l'incertitude sur la description des événements hadroniques de faible multiplicité ($N_{TPC} \geq 4$) qui ne sont pas sélectionnés dans les données. Une différence significative sur le nombre de tels événements impliquerait en effet soit une mauvaise compréhension des fonds au signal, soit un défaut dans la simulation, à même de biaiser ainsi l'efficacité de sélection obtenue

Avant la présentation des méthodes d'évaluation des erreurs systématiques, les paramètres de forme des candidats sélectionnés sont présentés. Ceux-ci permettront, outre le fait de donner la mesure de l'accord entre données réelles et simulées, de permettre d'accroitre la pureté des lots en hadrons pour l'évaluation de certaines incertitudes systématiques.

IV.4.1 Les paramètres de forme des événements hadroniques

Les paramètres de forme des événements hadroniques permettent le test des modèles d'hadronisation des programmes de simulation. Construits à partir des informations provenant exclusivement des traces chargées reconstruites dans la TPC, ils ont aussi été utilisés pour accroitre la pureté des lots en hadrons, essentiellement vis-à vis des fonds leptoniques au signal.

IV.4.1.1 Poussée des candidats hadroniques: le thrust

La valeur du thrust T d'un événement donne une mesure de la tendance de la distribution des moments des traces chargées $\vec{p}(k)$ à se centrer autour d'une direction $\vec{n}$ préférentielle, dite axe du thrust (ou de poussée). La connaissance de ce vecteur $\vec{n}$ permet par suite une séparation "naturelle" de l'événement en deux hémisphères, selon que la somme des

[1] affectant directement l'incertitude sur $\Delta\Gamma_Z$

projections de l'impulsion des particules est dirigée selon le même sens ou dans le sens opposé de $\vec{n}$. Cette direction est définie de telle sorte que la quantité scalaire:

$$T = 2\frac{\sum_{i(+)} \vec{p}_i\vec{n}}{\sum_i |\vec{p}_i\vec{n}|}$$

soit optimisée, $\sum_{i(+)}$ étant la somme des projections des impulsions pour lesquelles $\vec{p}_i\vec{n} > 0$. Le paramètre T est la valeur du thrust de l'événement et caractérise sa "forme": il

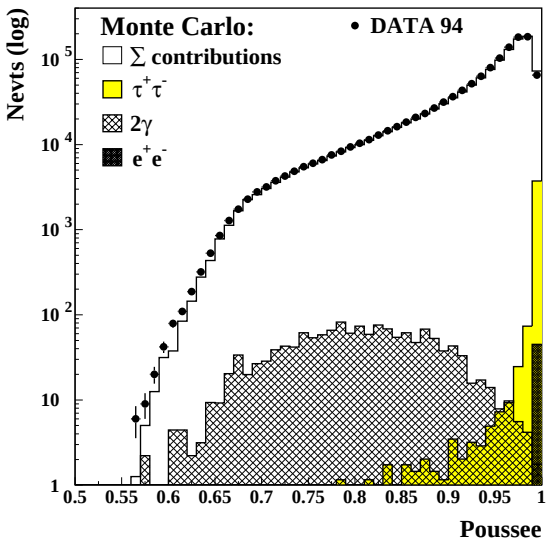


Figure IV.4.30: Thrust des événements sélectionnés par la TPC en 1994. Les désintégrations leptoniques et 2γ sont issues des simulations.

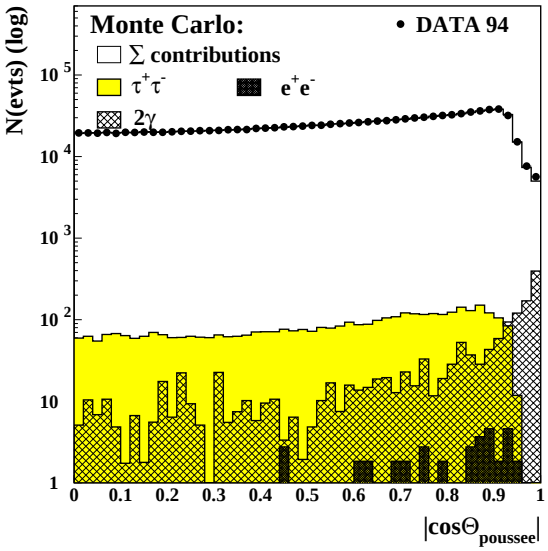


Figure IV.4.31: Distribution de $cos\theta_T$ de l'axe du thrust des candidats hadroniques de 1994 et des fonds sélectionnés (simulations).

prend la valeur $T = \frac{1}{2}$ dans le cas d'une distribution isotrope des particules, et la valeur $T = 1$ dans le cas de deux ensembles de particules colinéaires et de sens opposé. Il est représenté pour les événements sélectionnés en 1994 dans la TPC sur la figure IV.4.30, sur laquelle les contaminations par les fonds leptoniques et 2γ sont superposées.
Pour les événements hadroniques, la valeur de T attendue est piquée sur 1, principalement lorsque les particules se regroupent en deux "jets"; ce paramètre s'éloigne de 1 lorsque plus de deux "jets" sont formés. Les leptons légers, qui laissent en général deux traces chargées reconstruites "dos-à-dos" dans la TPC, se caractérisent par une valeur de T très piquée autour de $T = 1$; cette observation est encore vraie pour les $Z \to \tau^+\tau^-$, dans une moindre mesure en raison de leur désintégration hadronique. Les fonds 2γ sont eux peu collimés, et composent un fond hadronique de faible valeur de T.

La direction de cet axe $\vec{n}$ par rapport à l'axe du faisceau, dans le cas de parfaite isotropie de la chambre à trace, suit la loi en $(1 + cos^2\theta)$ des désintégrations $e^+e^- \to f\bar{f}$. La figure IV.4.31 montre ici encore un très bon accord entre les événements réels et

simulés. Cette distribution permet de plus de discriminer le signal des événements 2γ regroupés autour de l'axe du faisceau.

IV.4.1.2 Sphéricité et aplaneité des événements hadroniques

On peut maintenant définir le tenseur de rang 2([17]) pour n particules de moment $\vec{p}(k)$:

$$M_{ij} = \frac{1}{n}\sum_{k}^{n} p_i(k)p_j(k) \tag{IV.4.1}$$

où i et j sont les indices des composantes selon x, y, z. Il existe une base de vecteurs propres $\vec{n_i}$ dans laquelle les valeurs propres Λ_i:

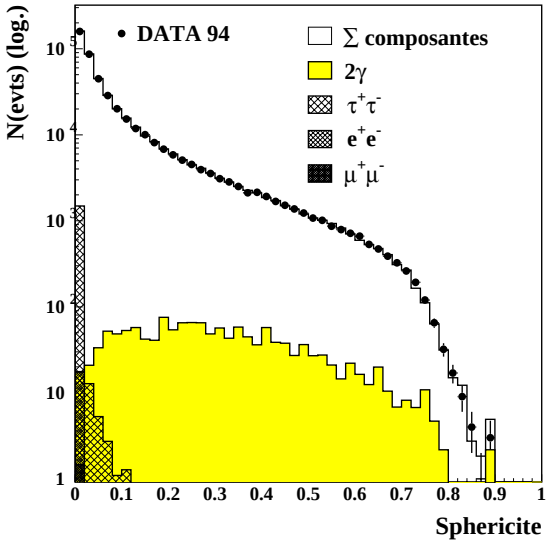


Figure IV.4.32: Sphéricité des événements sélectionnés par la TPC en 1994. Les désintégrations leptoniques et 2γ sont issues des simulations.

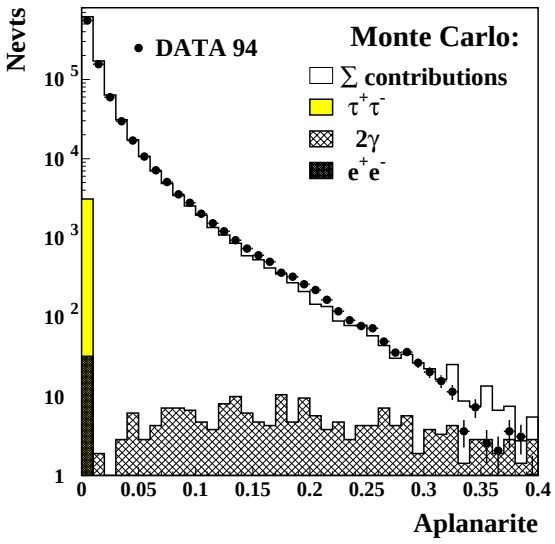


Figure IV.4.33: Aplanéité des événements sélectionnés par la TPC en 1994. Les désintégrations leptoniques et 2γ sont issues des simulations.

$$\Lambda_i = \frac{\sum_k (\vec{p}(k)\vec{n_i})^2}{\sum_k |\vec{p}(k)|^2} \tag{IV.4.2}$$

vérifient entre elles les relations $\Lambda_1 < \Lambda_2 < \Lambda_3$ et $\Lambda_1 + \Lambda_2 + \Lambda_3 = 1$.
L'axe $\vec{n_3}$ est la direction principale choisie par les particules (axe de poussée), et le plan $(\vec{n_2}, \vec{n_3})$ est dit plan préférentiel de l'événement.
A l'aide de ces valeurs propres, on peut alors construire la sphéricité de la distribution des événements hadroniques et leur aplaneité.
La sphéricité est définie par la relation:

$$S = \frac{3}{2}(1 - \Lambda_3) \tag{IV.4.3}$$

elle est de valeur nulle $S = 0$ pour des événements dans lesquels les impulsions sont colinéaires, et prend la valeur $S = 1$ pour des événements isotropes.
L'aplanéité elle, est définie par:

$$A = \frac{3}{2}\Lambda_1 \tag{IV.4.4}$$

où Λ_1 est la valeur propre de M_{ij} pour laquelle la somme des projections des impulsions selon cet axe est minimale. Elle est appelée "mineure" et sera utilisée pour la discrimination des candidats hadroniques avec les désintégrations taus dans la sélection calorimétrique. Des événements coplanaires donnent donc $A = 0$.
La figure IV.4.32 représente la distribution de la sphéricité pour les simulations et pour le signal sélectionné. Ici encore, un excellent accord est obtenu pour la sélection effectuée à partir de la TPC, entre données et Monte Carlo.
Un accord excellent est donc observé entre données et simulation pour les paramètres de forme. L'utilisation de ceux-ci peut permettre de sélectionner des lots plus purs en hadrons pour les analyses de systématiques, notamment vis-à vis des contaminations leptoniques en coupant sur la valeur de la poussée.

IV.4.2 Incertitude systématique associée à la réponse du détecteur

La première source d'incertitude systématique intervenant dans l'efficacité de sélection provient des différences entre les spectres d'événements réels et simulés sur les paramètres de sélection des candidats hadroniques: il s'agit en particulier de biais sur l'énergie et le nombre total des traces chargées reconstruites dans la TPC.

IV.4.2.1 Incertitude sur la coupure en énergie totale chargée

Un premier biais peut être visible à partir de la comparaison du spectre de l'énergie totale chargée mesurée par la TPC, en particulier autour de la valeur de coupure $E^C_{TPC} = 10\%\sqrt{s}$. La figure IV.4.34 représente cette distribution pour les événements enregistrés en 1994 où sont également superposées les simulations des événements $Z \to q\bar{q}(\gamma)$, $e^+e^- \to e^+e^- + X$ et $Z \to l^-l^+$.

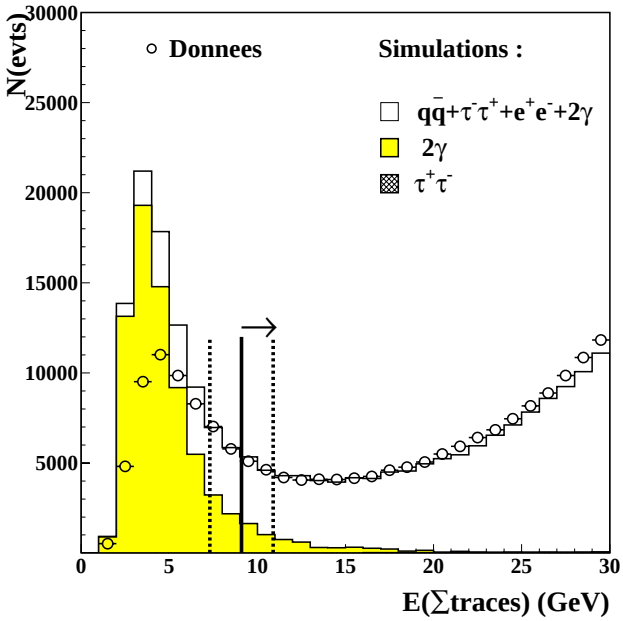


Figure IV.4.34: Spectre de l'énergie chargée autour de la valeur de coupure pour les événements réels et simulés. La ligne verticale continue démarque la valeur de coupure. Les lignes verticales en pointillés correspondent à la variation de cette valeur de $\pm 10\%$.

La méthode utilisée repose sur la comparaison de la valeur moyenne des distributions de l'énergie reconstruite dans la TPC pour les échantillons d'événements réels et simulés. L'écart obervé est interprété comme un biais systématique moyen introduit lors de la reconstruction de l'événement. La procédure définie consiste alors à mesurer les effets d'une variation de la valeur de coupure correspondant à cette différence sur l'efficacité de sélection des hadrons.

Les valeurs moyennes $< E_{TPC} >$ sont reportées dans la table IV.9 pour les données réelles et simulées. Ces résultats mettent en évidence une sous-estimation systématique de 200 à 400 MeV par événement simulé, pour les productions antérieures à 1993. Ils font en revanche état d'un excellent accord avec le spectres des données pour les années 1993, 1994 et 1995.

E_{TPC}	**1990**	**1991**	**1992**	**1993**	**1994**	**1995**
Energie $\sqrt{s}$ data (MeV)	91.213	91.222	91.276	91.189	91.188	91.188
Energie $\sqrt{s}$ MC (MeV)	91.200	91.200	91.200	91.200	91.200	91.200
$< E_{TPC}/\sqrt{s} >$ data	0.5563	0.5558	0.5563	0.5563	0.5567	0.5566
$< E_{TPC}/\sqrt{s} >$ MC	0.5531	0.5531	0.5547	0.5570	0.5570	0.5570
$< E_{TPC} >$ data (MeV)	50.766	50.752	50.796	50.779	50.754	50.772
$< E_{TPC} >$ MC (MeV)	50.338	50.459	50.607	50.812	50.812*	50.812*
Difference data-MC (MeV)	+423	+293	+189	-33	-58	-40

Tableau IV.9: Valeur moyenne de l'énergie des traces chargées des évenements hadroniques sélectionnés entre $91.0 < \sqrt{s} < 91.4$ GeV dans les données et les Monte Carlo de 1990 à 1995. (*: ces chiffres correspondent au Monte Carlo 1993).

Les effets de variations des valeurs de coupure correspondantes sur les efficacités de sélection, calculées sur les échantilons simulés, sont alors répertoriés dans la 2e ligne de la table IV.10 pour les périodes de prise de données de 1990 à 1995: le gain d'un facteur 10 sur l'accord entre la valeur simulée et réelle de l'énergie chargée conduit à une réduction de l'incertitude systématique sur la valeur de coupure de $0.1 \pm 0.05\%$ en 1990 à $0.01 \pm 0.02\%$ en 1993.

L'utilisation de cette procédure suppose l'accord des distributions des données et des événements Monte Carlos autour de la valeur de coupure. Celui-ci a été quantifié en comparant pour les deux types d'échantillons les effets sur le nombre d'événements sélectionnés de la variation de la valeur de coupure par les quantités correspondant aux écarts moyens mesurés, donnés dans IV.9. Les différences obtenues en % du nombre d'événements sélectionnés sont reportées sur la 3e ligne de IV.10.
L'incertitude totale est alors définie comme la somme quadratique des deux incertitudes obtenues, et est fournie pour chaque période dans la dernière ligne de IV.10.

syst. sur E_{TPC}	**1990**	**1991**	**1992**	**1993**	**1994**	**1995**
Variation de l'efficacité MC:	0.12%	0.08%	0.04%	0.01%	0.01%*	0.01%*
Difference Data / MC :	0.02%	0.02%	0.02%	0.01%	0.02%*	0.02%*
TOTAL:	0.12%	0.08%	0.04%	0.02%	0.02%	0.02%
stat. MC	0.05%	0.04%	0.02%	0.02%	0.02%	0.02%

Tableau IV.10: Effets de la variation de la valeur de coupure sur l'énergie chargée sur l'efficacité de sélection de 1990 à 1994 pour les données et les Monte Carlos correspondants. L'incertitude sur les résultats sont statistiques. (*: résultats obtenus á l'aide du Monte Carlo 93).

Les améliorations constatées du Monte Carlo en 1993 apparaissent sur la figure IV.4.36, qui représente la différence des valeurs moyennes de l'énergie chargée en fonction de l'angle

polaire de la direction de l'axe de poussée des événements: l'accord entre données et simulations se manifeste clairement pour les données 1993 et le Monte Carlo correspondant, tandis que la simulation de 1992 tend à surestimer l'énergie reconstruite sur l'ensemble de la région centrale de la TPC.

Les écarts les plus importants apparaissent encore pour les événements pointants vers

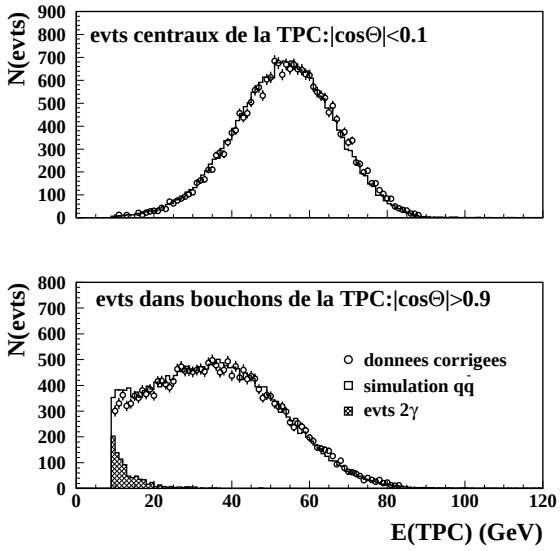


Figure IV.4.35: Distribution de l'énergie totale chargée d'événements dont l'axe de poussée est tel que $|cos\theta_T| < 0.1$ (partie centrale du détecteur) et $|cos\theta_T| > 0.9$ (bouchons de la TPC).

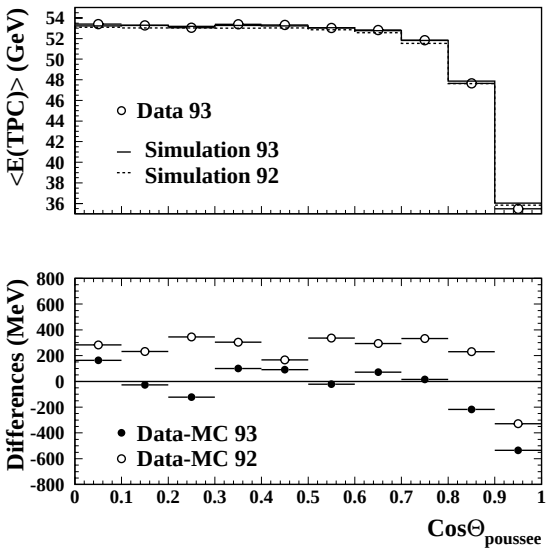


Figure IV.4.36: Energie moyenne chargée pour les événements hadroniques corrigés des fonds en fonction du cosinus de l'angle de leur poussée et résultat de la soustraction (données-Monte Carlo).

les bouchons, pour lesquels l'efficacité de sélection est dégradée. Ceci est montré sur la figure IV.4.35, qui représente les distributions en énergie pour les candidats centraux ($|cos\theta| < 0.2$) et pour ceux orientés vers les extrémités de la TPC ($|cos\theta_T| > 0.8$). C'est dans cette région angulaire que l'abondance relative des événements 2γ est plus importante.

IV.4.2.2 Incertitude associée à la multiplicité chargée

L'incertitude sur la simulation du nombre de traces reconstruites dans la TPC peut aussi induire des effets sur l'efficacité de sélection des paires $q\bar{q}$.
L'écart entre événements réels et simulés est faible, estimé en moyenne à moins de 0.1 trace par événement. Le nombre moyen de traces par événement hadronique est reporté dans la table IV.11 pour les données et la somme des composantes résonantes simulées. Il apparait très stable sur l'ensemble des périodes de prise de données.

L'étude du biais systématique est effectué en faisant varier la coupure sur la mutiplicité chargée d'une unité, c'est à dire d'une valeur de plus de dix fois supérieure à l'écart moyen

Année	$< N_{TPC} >$ data	$< N_{TPC} >$ MC	**Différence**
1990	17.83	17.87	0.04
1991	17.99	18.07	0.08
1992	18.00	17.93	0.07
1993	17.99	17.92	0.07
1994	17.99	17.92*	0.07
1995	17.98	17.92*	0.06

Tableau IV.11: Multiplicité chargée moyenne par événement pour les échantillons réels et simulés à l'énergie du pic ($91.0 < \sqrt{s} < 91.4$). ($*$: chiffres provenant du Monte Carlo 93).

entre données et simulation, et en comparant les variations du nombre d'événements sélectionnés dans les données et les simulations. L'incertitude est alors évaluée comme la résultante de la valeur obtenue par:

$$\Delta\epsilon^{mult} = \left(\frac{N(N \geq 6) - N(N \geq 4)}{N(N > 5)}\right)_{data} - \left(\frac{N(N \geq 6) - N(N \geq 4)}{N(N > 5)}\right)_{MC} \qquad \text{(IV.4.5)}$$

pondérée par l'écart réel moyen mesuré en multiplicité (3e colonne).
Le tableau IV.12 répertorie les différences observées dans les données et les simulations. Comme attendu, leur influence est faible relativement aux effets observés sur l'énergie chargée E_{TPC} pour les premières périodes.
Cette erreur est, de plus, contenue au moins partiellement dans les effets dus à l'utilisation de modèles d'hadronisation que nous traiterons plus tard.

syst. sur N_{TPC}	**1990**	**1991**	**1992**	**1993**	**1994**	**1995**
var. coupure Data-MC	0.12%	0.15%	0.14%	0.18%	0.19%	0.19%
diff. /evt Data-MC	0.04	0.08	0.07	0.07	0.07	0.06
TOTAL:	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%
stat. MC	0.05%	0.04%	0.02%	0.02%	0.02%	0.02%

Tableau IV.12: Effets de la variation de la valeur de coupure sur le nombre de traces dans la TPC, sur les événements réels et simulés en 1994.

La combinaison des deux sources d'incertitudes conduit à la valeur totale affectée à l'erreur sur les paramètres simulés E_{TPC} et N_{TPC} reportée dans le tableau récapitulatif IV.16. Leur somme quadratique constitue la première source d'incertitude associée à la sélection TPC.

IV.4.3 Erreur systématique sur la modélisation de l'hadronisation

Une méthode a été définie dans [18] afin d'estimer l'imperfection du modèle d'hadronisation utilisé dans les programmes de simulation JETSET [19]. Elle permet de déterminer

les effets d'une différence de topologie des candidats hadroniques réels et simulés sur l'efficacité de sélection: un lot d'événements purs en hadrons est sélectionné, et une rotation aléatoire est appliquée sur chacun d'entre eux; l'efficacité de sélection est alors recalculée après rotation, à partir des données comme à partir des simulations. Tout défaut dans la simulation se traduit alors par l'observation d'un écart dans l'efficacité estimée à partir des deux échantillons. La valeur de ce dernier fixe la valeur de la sytématique.

IV.4.3.1 La procédure de rotation et le calcul d'efficacité

La procédure utilisée se décompose ainsi:

1. Constitution d'un lot pur en hadrons: les événements doivent être tels que:

$$\frac{E_{TPC}}{\sqrt{s}} > 0.1$$

$$N_{TPC} \geq 5$$

$$et \quad |cos\theta_T| < 0.2$$

Cette série de contraintes sélectionne $16.35 \pm 0.04\%$ des candidats hadroniques dans les données, compatible avec les $16.33 \pm 0.07\%$ observés dans les lots simulés. La contamination en événements $\tau\tau$ ne dépasse pas $0.05 \pm 0.003\%$ de sorte que la pureté hadronique atteint 99.95%.

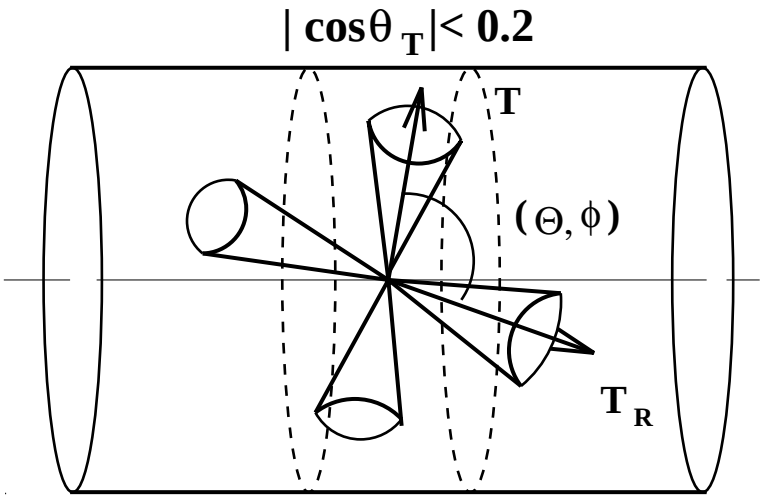


Figure IV.4.37: Description de la procédure de rotation des candidats hadroniques vérifiant $|cos\theta_T| < 0.2$

2. les traces chargées de chaque événement subissent alors une rotation d'angle et d'axes choisis aléatoirement à chaque fois, et l'axe du thrust de l'événement est alors recalculé. Une pondération affectant chaque événement est alors appliquée selon la distribution angulaire théorique prédite pour les désintégrations $Z \to q\bar{q}$:

$$(1 + cos^2\theta_T)$$

3. l'efficacité de sélection est alors re-déterminée sur les événements ayant subis la rotation, comme le rapport de la somme des poids des événements passant les coupures sur la somme totale des poids générés.

Cette procédure est appliquée sur les données réelles et simulées, la différence d'efficacité de sélection conduisant à la valeur de l'incertitude systématique. La figure IV.4.37 résume la procédure de rotation effectuée sur un événement sélectionné.

IV.4.3.2 Résultats au pic du Z

Les figures IV.4.38 représentent les distributions de l'énergie reconstruite dans la TPC pour les événements centraux avant et après rotation. Une diminution moyenne de $\simeq 3$ GeV est obtenue après rotation pour les distributions. Un excellent accord est mesuré entre data et simulation, comme en témoigne la figure IV.4.39 sur laquelle les spectres d'énergie après rotation sont comparés pour les deux échantillons.

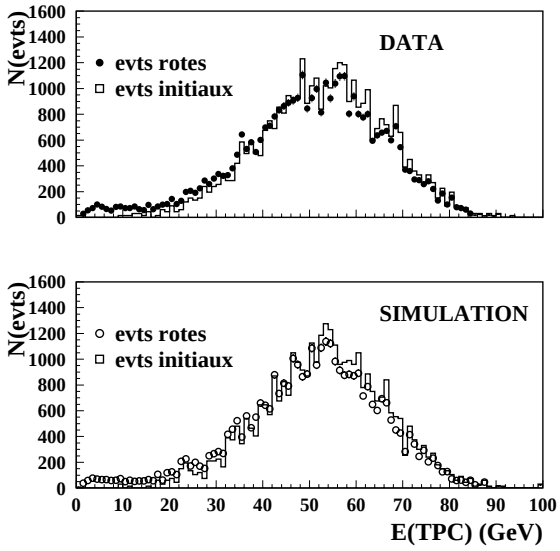


Figure IV.4.38: Distributions de l'énergie mesurée dans la TPC avant et après rotation pour des échantillons réels (en haut) et simulés (en bas).

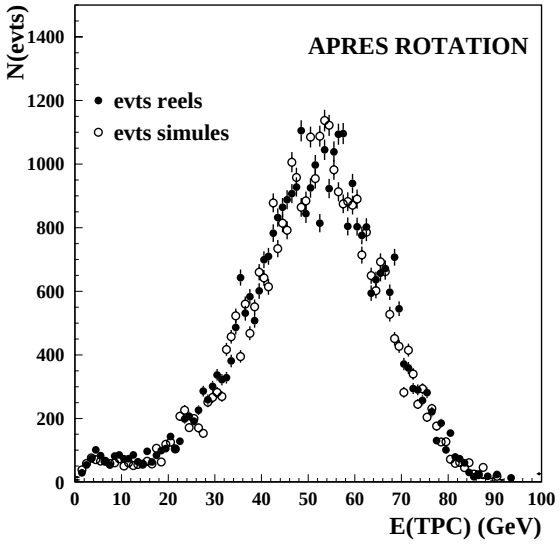


Figure IV.4.39: Distributions de l'énergie mesurée dans la TPC après rotation pour des échantillons réels et simulés. La coupure est à 9.1 GeV.

Les effets de la rotation sur la multiplicité chargée N_{TPC} sont montrés sur la figure IV.4.40, qui représente l'efficacité de sélection après rotation en fonction du cosinus de l'angle de l'axe du thrust: un bon accord est observé entre les données réelles et simulées. L'efficacité globale de sélection des événements tournés a alors été calculée en bin de $cos\theta_T$. Le résultat est montré sur la figure IV.4.41 pour les données comparées aux événements Monte Carlo: Ici encore, un bon accord est observé dans toutes les parties du détecteur.

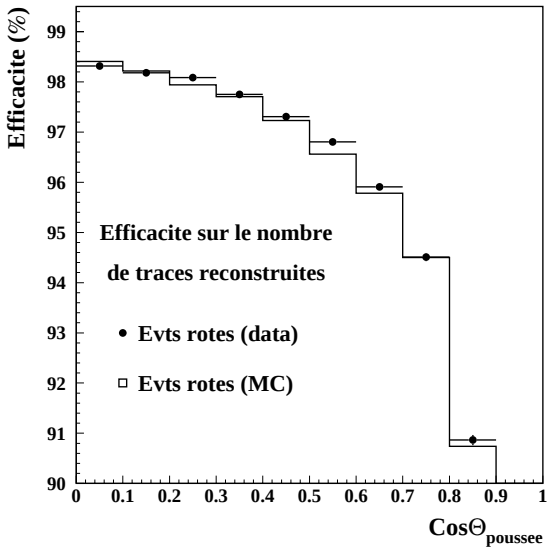


Figure IV.4.40: Nombre de traces reconstruites après rotation sur le nombre de traces initial en fonction du cosinus de l'angle de l'axe de poussée de l'événement, pour les données et la simulation.

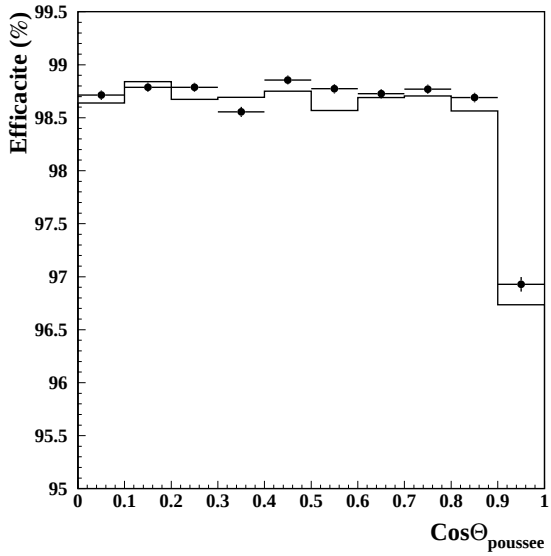


Figure IV.4.41: Efficacité de sélection après rotation en fonction du cosinus de l'angle de l'axe de poussée de l'événement pour les données et la simulation.

Le tableau IV.13 contient les efficacités de sélection calculées sur les événements ayant subis la rotation dans les données et les simulations correspondantes entre 1990 et 1995. Les efficacités de sélection estimées sur les échantillons simulés en 1991 et 1992 montrent une baisse de l'efficacité de 0.06% et 0.05% relativement au Monte Carlo 93.
Les incertitudes systématiques associées à la modélisation sont reportées dans la troisième colonne de IV.13.

Années	Données	Simulation	Différence	Systématique
1990	$97.73 \pm 0.05\%$	$97.80 \pm 0.05\%$	$0.07 \pm 0.07\%$	0.10%
1991	$97.71 \pm 0.04\%$	$97.84 \pm 0.04\%$	$0.13 \pm 0.06\%$	0.14%
1992	$97.73 \pm 0.03\%$	$97.778 \pm 0.03\%$	$0.05 \pm 0.04\%$	0.06%
1993	$97.73 \pm 0.03\%$	$97.78 \pm 0.02\%$	$0.05 \pm 0.03\%$	0.06%
1994	$97.72 \pm 0.03\%$	$97.78 \pm 0.02\%^*$	$0.06 \pm 0.03\%$	0.07%
1995	$97.72 \pm 0.03\%$	$97.78 \pm 0.02\%^*$	$0.06 \pm 0.03\%$	0.07%

Tableau IV.13: Erreurs systématiques associées à la modélisation de l'hadronisation pour les années de 1993 à 1995 pour les événements au pic du Z.($*$: résultats obtenus avec le Monte Carlo 1993).

IV.4.4 Erreur systématique associée à la simulation des événements de basse multiplicité

Les événements hadroniques centraux ($|cos\theta_T| < 0.2$) et de faible multiplicité ($N(traces) \leq 4$) sont exclus du lot utilisé précédemment pour l'évaluation de l'incertitude sur l'hadronisation. Représentant, d'après le Monte Carlo, moins 0.04% du nombre d'événement total, il est toutefois important de quantifier le biais systématique maximal sur l'efficacité de sélection.

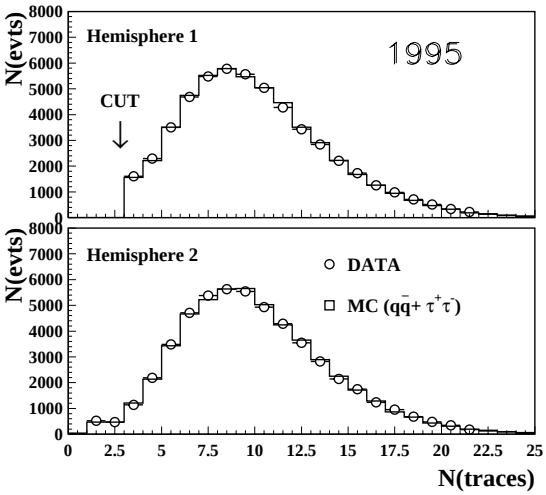


Figure IV.4.42: Effets de la coupure à 3 traces sur la multiplicité chargée de l'hémisphère 1 sur la distribution de l'hémisphère 2.

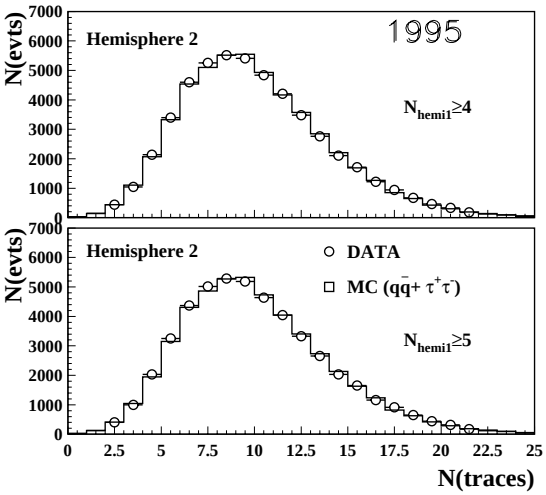


Figure IV.4.43: Effets de la coupure en multiplicité de l'hémisphère 1 ($N \geq 3$, 4) sur la distribution observée sur l'hémisphère opposé.

La méthode utilisée pour tester le domaine de basse multiplicité repose sur l'hypothèse de l'absence de corrélation entre le nombre de traces reconstruites dans chacun des deux hémisphères.
La procédure suivie s'établit ainsi:

1. les événements dont l'énergie totale chargée est supérieure à $E_{TPC} > 0.1\sqrt{s}$ sont sélectionnés de facon à ce que l'axe de leur poussée soit compris dans le volume $|cos\theta_T| < 0.2$

2. chaque événement est alors séparé en deux hémisphères relativement à son axe de thrust

3. une coupure est alors appliquée sur le nombre de traces chargées du premier hémisphère et une comparaison de la distribution dans l'autre hémisphère est faite entre les données réelles et simulées

La figure IV.4.42 représente le nombre de traces reconstruites dans l'hémisphere 1, sur lequel la coupure est appliquée: $N_{hemi1}(TPC) \geq 3$. La multiplicité chargée de l'autre hémisphère (hémisphère 2), comparée au Monte Carlo, fait état d'un excellent accord.

Malgré cet accord, une incertitude systématique de 0.02% est affectée, et correspond à la moitié des événements contenus dans ces bins. Cette procédure a été répétée pour l'ensemble des périodes de prises de données, confirmant le haut degré d'accord entre les distributions des événements de basse multiplicité. Les incertitudes sont reportées sur la table IV.14.

Année	**Systématique basse mult.** (%)
1990	0.02%
1991	0.02%
1992	0.02%
1993	0.02%
1994	0.02%*
1995	0.02%*

Tableau IV.14: Incertitudes sur la simulation des événements de basse multiplicité (*: les résultats sont obtenus a l'aide du Monte Carlo 93).

L'hypothèse sous-jacente à cette méthode _ absence de corrélation entre les deux hémisphères _ a alors été testée: les effets de variation de la coupure sur le nombre de traces dans l'hémisphère 1 ont aussi été évalués, pour $N_{TPC}^{hemi_1} \geq 2, 3, 4, 5, 6$. Les résultats font ici encore état d'un excellent accord, comme le montre la figure IV.4.43.
La variation du nombre de traces avant et après coupure dans l'hémisphère 2 a été estimée bin à bin pour les différentes valeurs de coupures appliquées dans l'hémisphère 1. La figure IV.4.44 représente ces variations (ramenées bin à bin) pour les valeurs de $N_{TPC}^{hemi_1}$ variant de 2 à 7. Pour des valeurs ne dépassant pas $N_{TPC}^{hemi_1} \geq 5$ dans le premier hémisphère, la corrélation est très faible. Elle apparait plus évidente pour des coupures plus élevées (émission de gluons).
Ces effets sont cependant bien reproduits dans le Monte Carlo, et n'impliquent par conséquent aucun biais systématique supplémentaire.
La table IV.14 rassemble les résultats obtenus pour les différentes périodes de prises de données.

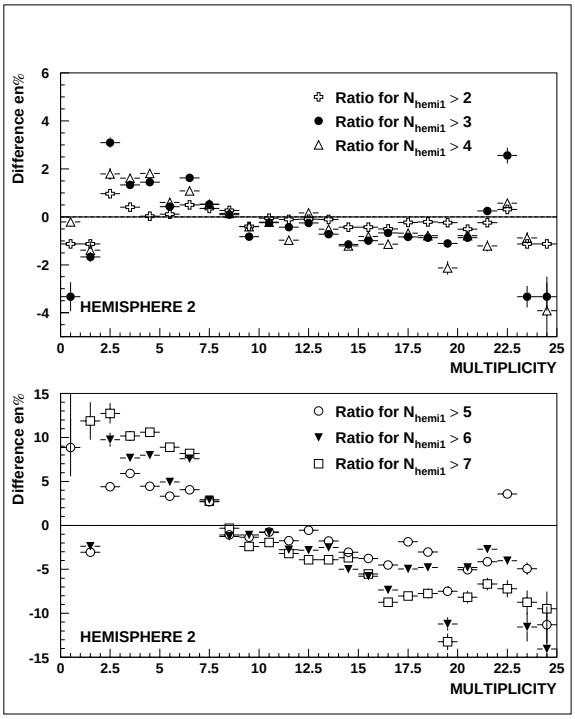


Figure IV.4.44: Effets de la variation bin à bin de la coupure en multiplicité de l'hémisphère 1 sur la distribution de l'hémisphère 2. Les valeurs de coupure dans l'hémisphère 1 ont été variée de 2 à 7.

IV.4.5 Incertitudes systématiques totales. Amélioration de la simulation.

IV.4.5.1 Valeurs des incertitudes systématiques de 1990 à 1995

Les erreurs systématiques liées aux imperfections de la description des événements hadroniques ont été évaluées pour trois sources:

- l'incertitude liée à la réponse du détecteur, évaluée à partir des différences observées sur les paramètres globaux reconstruits s'est réduite avec les améliorations du Monte Carlo, notamment grâce à un meilleur accord sur les spectres d'impulsion des traces de faible impulsion. Elle est estimée à $0.02 \pm 0.02\%$ pour les données ultérieures à 1993.

- l'incertitude due au modèle d'hadronisation utilisé, déterminée à partir de la comparaison de l'efficacité de sélection d'un échantillon réel pur en hadron, et d'événements simulés. Elle est évaluée à 0.06% pour les données 1993, 1994 et 1995 comparées à la simulation 93.

- l'incertitude sur la modélisation des événements de basse multiplicité non sélectionnés par les coupures standards en raison de l'importance des fonds leptoniques a été réevaluée sur l'ensemble des données. Sa valeur est fixée en considérant une erreur sur la moitié du nombre de tels événements. Ceci conduit à une erreur de 0.02%.

- les incertitudes sur l'estimation des fonds au signal proviennent des processus $Z \to \tau^+\tau^-$ et des événements 2γ. Dans ce dernier cas, elle est limitée par la statistique

hors-pic uniquement, et correspond à $\simeq$ 15% de la valeur résultant de l'ajustement de la contribution non résonante.

La table IV.16 rassemble les incertitudes systématiques ré-évaluées pour les périodes de 1990 à 1994.

Hadrons **TPC**	Energie $\sqrt{s}$ GeV	σ_{had} (nb)	$\Delta\sigma_{stat}$ (nb)	$\Delta\sigma_{syst}$ (nb)
	88.222	4.606	0.108	0.008
	89.216	8.343	0.146	0.015
1990	90.216	18.125	0.261	0.032
	91.213	29.830	0.133	0.053
	92.206	21.389	0.267	0.038
	93.208	12.225	0.175	0.022
	94.201	7.902	0.128	0.014
	91.238	29.971	0.120	0.054
	88.464	5.463	0.099	0.010
	89.455	9.923	0.130	0.018
1991	90.212	17.825	0.198	0.032
	91.222	30.397	0.138	0.054
	91.952	24.834	0.265	0.044
	92.827	14.407	0.183	0.026
	93.701	9.999	0.130	0.018
1992	91.276	30.220	0.075	0.030
	91.270	30.623	0.076	0.031
	91.290	30.631	0.076	0.025
1993	89.434	9.913	0.038	0.008
	91.189	30.436	0.058	0.025
	93.016	14.048	0.040	0.012
1994	91.202	30.362	0.031	0.025

Tableau IV.15: Sections efficaces hadroniques mesurées à Aleph de 1990 à 1994 à partir de l'analyse TPC.

Le tableau IV.15 reporte l'ensemble des valeurs obtenues pour les sections efficaces déterminées à partir de la TPC, pour les données de 1990 à 1994. Les incertitudes statistiques étant relativement plus importantes que les erreurs systématiques pendant les premières périodes de prise de données (1990 à 1991), les effets dus à la ré-évaluation des systématiques sur l'ajustement de la courbe de résonance sont limités.

IV.4.5.2 Stabilité des erreurs de 1990 à 1995: causes de l'amélioration

On peut expliquer la réduction des incertitudes systématiques mesurées précédemment par une amélioration des paramètres décrivant les traces reconstruites dans la TPC.
La sélection des traces chargées dans la TPC s'appuie sur des conditions imposées sur

Sélection TPC	1990	1991	1992	1993	1994	1995
Sources:						
Déclenchement:	*negl.*	*negl.*	*negl.*	*negl.*	*negl.*	*negl.*
Coupure E_{TPC}	0.12%	0.08%	0.04%	0.02%	0.02%	0.02%
Coupure N_{TPC}	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%
Modélisation:	0.10%	0.14%	0.06%	0.06%	0.07%	0.07%
Fonds $\tau^+\tau^-$	0.03%	0.03%	0.03%	0.03%	0.03%	0.03%
Fonds e^+e^-	*negl.*	*negl.*	*negl.*	*negl.*	*negl.*	*negl.*
Fonds 2γ (pic)	0.06%	0.06%	0.06%	0.04%	0.04%	0.04%
Cosmiques & beam gas	*negl.*	*negl.*	*negl.*	*negl.*	*negl.*	*negl.*
Statistique MC	0.05%	0.04%	0.02%	0.02%	0.02%	0.02%
Total	0.177%	0.179%	0.10%	0.083%	0.083%	0.083%

Tableau IV.16: Incertitudes systématiques associées à la sélection TPC pour les données enregistrées de 1990 à 1995.

le nombre de coordonnées reconstruites associées à chaque trace, ainsi que sur son angle polaire relativememt à l'axe du faisceau. Ces paramètres étant corrélés à l'impulsion de la trace chargée, et en particulier à sa composante transverse, il est important que cette dernière soit bien décrite par les simulations.

Le spectre des impulsions transverses des particules est présenté sur la figure IV.4.5.2 dans les cas d'événements réels et simulés. Un bon accord global est observé sur l'ensemble du spectre.
Une attention particulière doit toutefois être attachée aux traces chargées de faible impulsion transverse, qui ont tendance à spiraler dans le champ magnétique baignant la TPC; l'ajustement utilisé lors de la reconstruction des traces[2] fixe un nombre maximal de 5 spirales.
La figure IV.4.46 représente la distribution des traces chargées de faible impulsion transverse pour les données et pour deux simulations, celles utilisées en 1992 et en 1993, normalisées sur l'intervalle $[0, 600\ MeV/c]$. On observe que, sur l'ensemble du volume du détecteur, la simulation 93 reproduit précisemment le spectre des données pour des traces d'impulsion supérieure à 150 MeV/c. Ce n'est pas le cas dans la simulation utilisée en 1992, qui montre un défaut d'événement dans la région correspondante: des différences relatives de 5 à 30% sont observées entre les deux échantillons.
Afin de prendre en compte l'effet de la variation d'acceptance entre 18.2^0 et 90^0, plusieurs lots de traces chargées ont été définis, comprenant:
- les traces contenues à l'intérieur du tonneau ($|cos\theta| < 0.8$)
- les traces dans la région de recouvrement entre tonneau et bouchons ($0.8 < |cos\theta| < 0.9$)
- les traces pointant vers les extrémités du détecteur ($|cos\theta| > 0.90$).

Les rapports des distributions normalisées sur le même intervalle pour les deux simulations 92 et 93 sont représentés pour les trois régions angulaires du détecteur sur les figures

[2]Les traces sont ajustées selon une hélice, dont les paramètres sont décrits dans la partie détecteur

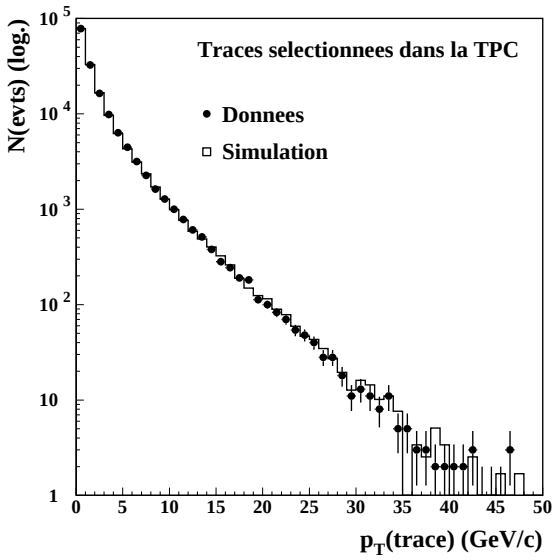


Figure IV.4.45: Spectre complet d'impulsion transverse des particules reconstruites dans la TPC pour les données enregistrées en 1994 et la simulation.

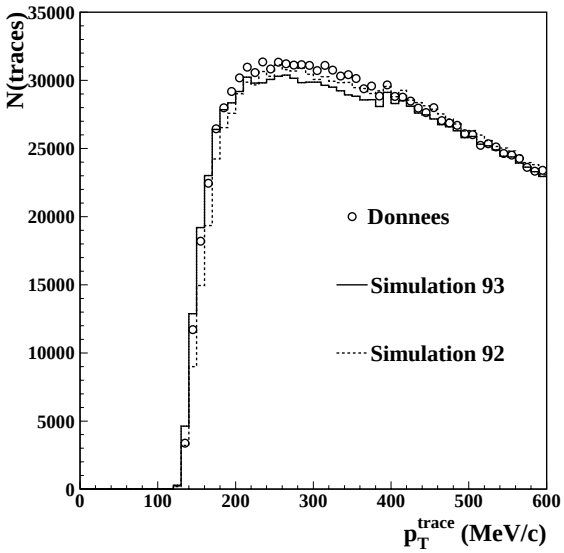


Figure IV.4.46: Spectre d'impulsion transverse des traces chargées pour les valeurs $p_T < 600$ MeV/c pour les Monte Carlo 92 et 93. Les données y sont susperposées.

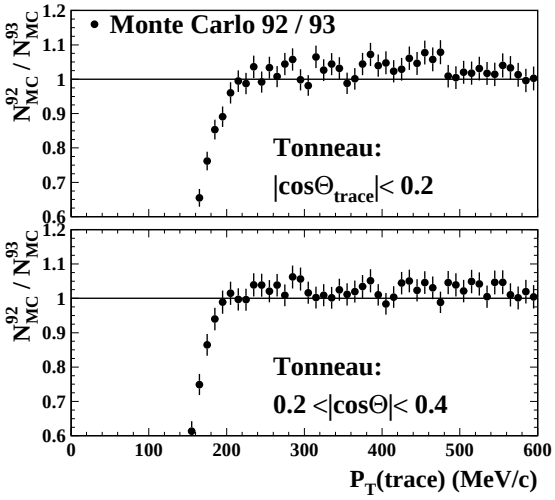


Figure IV.4.47: Rapport des distributions de l'impulsion transverse des traces chargées reconstruites dans la TPC des événements simulés en 1992 et en 1993, en fonction de leur angle polaire $cos\theta_{trace}$.Les traces pointant dans la zone centrale de la TPC sont ici considérées.

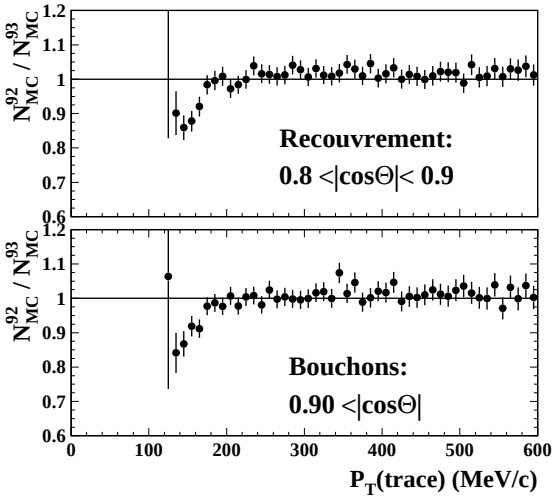


Figure IV.4.48: Rapport des distributions de l'impulsion transverse des traces chargées reconstruites dans la TPC des événements simulés en 1992 et en 1993, en fonction de leur angle polaire $cos\theta_{trace}$. Les traces pointant dans les extrémités de la TPC sont ici considérées.

IV.4.47 et IV.4.48: la différence observée provient principalement des traces chargées de faible impulsion reconstruites dans le tonneau; cet écart s'estompt pour des traces pointant dans la direction des bouchons.
La corrélation entre les modifications aportée au Monte Carlo utilisés et le meilleur accord sur l'énergie moyenne des traces chargées est prouvée, au moins partiellement, en ramenant le spectre d'impulsions transverses des traces chargées dans la simulation de 1992 au spectre de 1993. Une correction bin à bin pour les traces d'impulsions transverses comprises entre 150 et 200 MeV/c a été appliquée; l'énergie totale des événements sélectionnés a alors été recalculée à partir de ces lots simulés corrigés: un accroissement de plus de 70 MeV de la valeur moyenne a été observé. Ce constat va dans le sens de la réduction d'un facteur 40% de l'écart entre données et simulations.

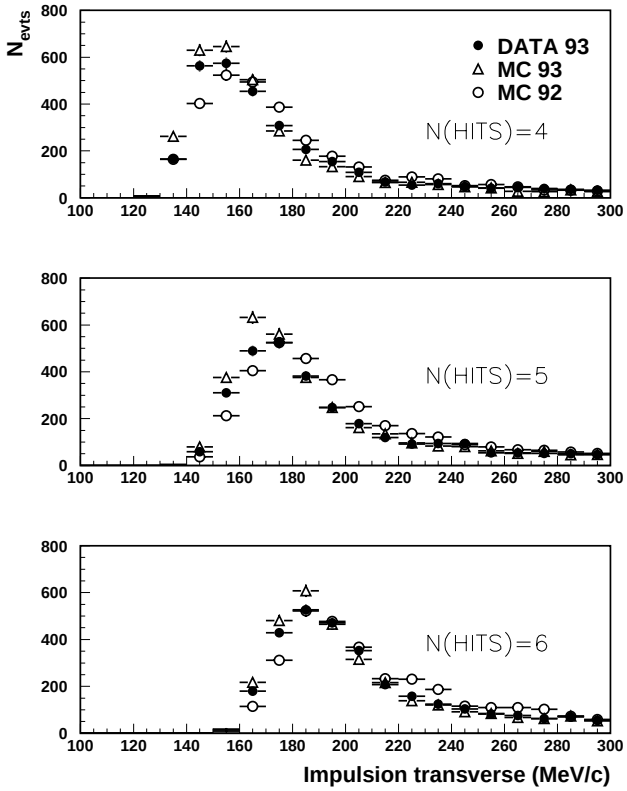


Figure IV.4.49: Distribution du nombre de traces en fonction de leur impulsion transverse pour un nombre fixé de coordonnées reconstruites ("hit") dans la TPC.

L'influence des changements observés pour les traces de faible moment dans les simulations est visible sur le nombre de coordonnées associées à leur reconstruction; ceci est indiqué sur la figure IV.4.49, qui représente la distribution du nombre de traces chargées reconsruites à partir d'un petit nombre de coordonnées dans la TPC (de 4 à 6), en fonction de leur impulsion transverse.
La conclusion est que le nombre de traces d'impulsion inférieure à 180 MeV/c est sous-estimé dans la simulation de 1992 vis-à vis des données, contrairement à la simulation de 1993, qui compense ce défaut.
Les traces décrites par un petit nombre de points, correspondant aux plus faibles valeurs de l'impulsion transverse, sont en 1993 bien reproduites par le Monte Carlo dans le volume

entier de la TPC.

IV.5 La sélection calorimétrique des événements hadroniques

Une deuxième sélection hadronique est utilisée à Aleph. Elle repose essentiellement sur les informations calorimétriques, à partir de la détection et de la mesure des amas d'énergie déposés dans les calorimètres électro-magnétique et hadronique.
Cette analyse est en grande partie indépendante de la sélection effectuée à partir des traces chargées. Les estimations des incertitudes systématiques liées à ces deux sélections sont ainsi fortement décorrélées, ce qui permettra de réduire la valeur globale de l'erreur systématique associée à la détermination des sections efficaces hadroniques à Aleph.
Seule une présentation sommaire de l'analyse calorimétrique, détaillée dans [22], est ici exposée.

IV.5.1 Critères de sélection des désintégrations hadroniques

Une première étape permet, par l'application de critères énergétiques, de sélectionner les désintégrations hadroniques issues du Z en rejetant une grande partie des événements correspondants aux diffusions des électrons du faisceau avec les particules contenues dans le tube à vide, ainsi que ceux provenant des processus 2γ.
L'énergie déposée dans les plans de fils du ECAL et du HCAL doit être telle que la somme énergétique des dépôts mesurés dans les plans de fils du ECAL soit supérieure à 6 GeV dans le tonneau, ou qu'il y ait la coincidence de deux amas de plus de 1.5 GeV dans les bouchons. Une coupure supplémentaire sur l'énergie totale mesurée dans les deux calorimètres impose alors que celle-ci soit supérieure à:

$$E_{CAL} > 20\% \sqrt{s} \tag{IV.5.6}$$

Après cette sélection, les candidats hadroniques sont alors séparés en deux lots:

- le premier correspond aux événements dont la multiplicité chargée est supérieure ou égale à 5: aucune contrainte supplémentaire ne leur est alors appliquée.
- le second comprend les événements de basse multiplicité, avec $N_{TPC} \leq 4$. D'autres conditions leur sont alors imposées afin de rejeter les fonds rencontrés dans les événements de basse multiplicité, les paires de muons, de taus, les événements "bhabhas" ou encore les événements 2γ.

IV.5.1.1 La sélection des candidats de faible multiplicité $N_{TPC} \leq 4$

Les fonds de basse mutliplicité sont traités de la manière suivante:

1. les désintégrations $Z \to \mu^+\mu^-$ peuvent passer les contraintes énergétiques en raison de la radiation d'un photon. Il sont alors éliminés en rejetant les événements à deux traces chargées qui ont au moins 4 coordonnées reconstruites dans les couches

externes du HCAL ou des chambres à muons. Le fond résiduel est alors de 0.1% et est par conséquent négligeable.

2. les événements "bhabhas" sont éliminés à partir de la détection d'amas électromagnétiques localisés dans le ECAL. Leur réjection est assurée en demandant que les deux dépôts les plus énergétiques n'aient pas plus de 35 GeV pour le premier, et de 25 GeV pour le second.
   Dans la région de recouvrement entre le tonneau et les bouchons, le calorimètre présente des interstices permettant aux électrons d'atteindre directement le calorimètre hadronique. Les critères s'appliquant au ECAL sont alors relachés.

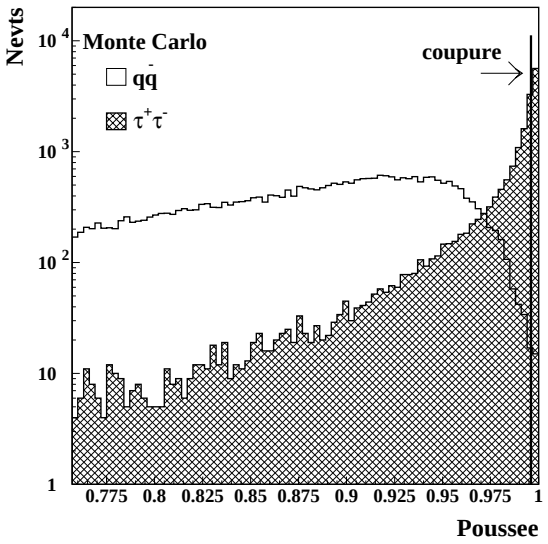


Figure IV.5.50: Valeur de la poussée attendue pour les événements $Z \to \tau^+\tau^-$ et le signal $q\bar{q}$ simulés. Une coupure est imposée à $T < 0.996$.

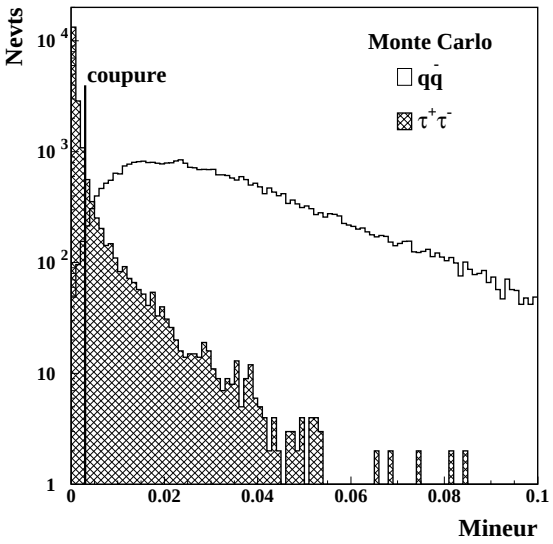


Figure IV.5.51: Valeur du mineur Λ_q attendue pour les événements $Z \to \tau^+\tau^-$ et le signal $q\bar{q}$ simulés. Une coupure est imposée à $\Lambda_1 > 0.003$.

3. le rejet des désintégrations du $Z \to \tau^+\tau^-$ s'effectue en utilisant les paramètres de forme caractérisant ces événements. Comme il l'a été montré dans le cas de la sélection effectuée à partir de la TPC, la topologie des événements $Z \to \tau^+\tau^-$ correspond à la production de deux jets collimés et dos-à dos. Une coupure sur la valeur de la poussée est alors appliquée:

$$T < 0.996 \tag{IV.5.7}$$

   Il est également réclamé que la valeur propre mineure du tenseur énergie Λ_1, définie dans la section précédente, soit supérieure à:

$$\Lambda_1 > 0.003 \tag{IV.5.8}$$

Les effets de ces coupures sont représentés sur les figures IV.5.50 et IV.5.51. Après l'application de ces coupures, l'efficacité de sélection des $Z \to \tau^+\tau^-$ est estimée à $9.2 \pm 1.2\%$, conduisant à une contamination de $0.44 \pm 0.058\%$ du lot sélectionné.

4. la réjection des événements correspondant à la traversée de rayons cosmiques s'effectue en réclamant que deux amas au moins de plus de 3 GeV dans le ECAL ne soient pas adjacents.
   Pour ceux qui n'ont pas de trace chargée associée reconstruite dans la TPC, une fenêtre en temps de ± 100 ns est définie autour du moment correspondant à la collision des faisceaux. Cette échelle en temps est calculée en utilisant la forme des dépôts de charges enregistrés dans les modules échantillonnés toutes les 500 ns. La figure IV.5.52 montre la distribution en temps ainsi obtenue pour les candidats sélectionnés et les événements sans trace. La contamination du signal est estimé négligeable.

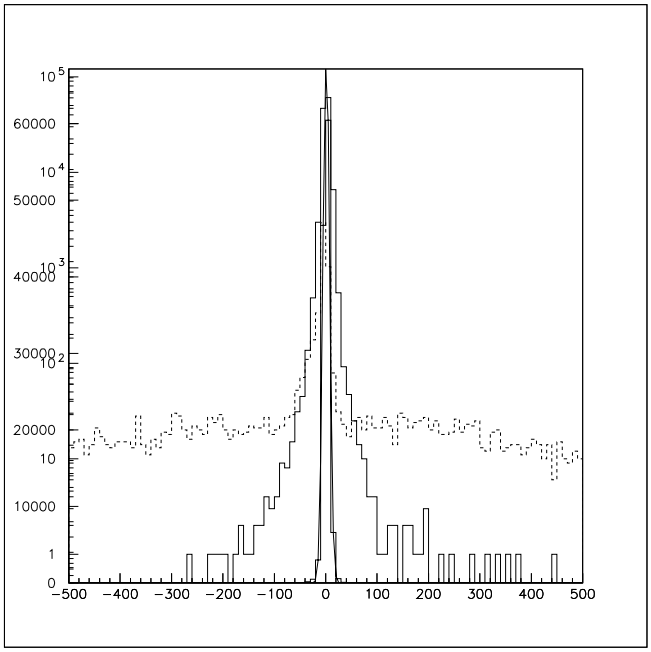


Figure IV.5.52: Distribution en temps
des événements sélectionnés par l'analyse calorimétrique. Celle des événements sans trace lui est superposée.

IV.5.1.2 Estimation des contaminations non-résonantes

Deux fonds non-résonants contaminent les lots sélectionnés, et sont estimés de facon similaire à la méthode utilisée pour la sélection TPC: ce sont les événements 2γ et les événements "bhabhas" provenant de la voie-t.
Dans la région angulaire $|cos\theta_T| < 0.95$, les événements 2γ dominent. L'évaluation de leur contribution non-résonante à la section efficace totale est effectuée sur l'intervalle $[0.20, 0.35]\sqrt{s}$, pour lequel ce fond est attendu:

$$\sigma_i = \frac{\sigma_i^R}{\sigma^R(0.35 \leq \frac{E}{\sqrt{s}}) \leq 0.85} \times \sigma^R(0.35 \leq \frac{E}{\sqrt{s}}) + \sigma_i^{NR} \qquad \text{(IV.5.9)}$$

La partie résonante est, comme dans le cas de l'analyse TPC, interprétée comme la section efficace $\sigma_{2\gamma}$. En utilisant les données cumulées en 1993 et 1994, elle est trouvée égale à:

$$\sigma_{2\gamma} = 48 \pm 10.8\ pb$$

Le résultat de l'ajustement est montré sur la figure IV.5.53. Les événements "bhabhas" issus de la voie-t se caractérisent par un axe de poussée pointant le long du tube à vide. La procédure consiste donc à sélectionner les événements de moins de 3 traces chargées et pour lesquels $|cos\theta_T| > 0.95$. La contribution non-résonante a alors été évaluée sur l'intervalle $[0.35, 0.85]\sqrt{s}$: un résultat de

$$\sigma_{e^+e^-} = 23 \pm 10\ pb$$

est trouvé.

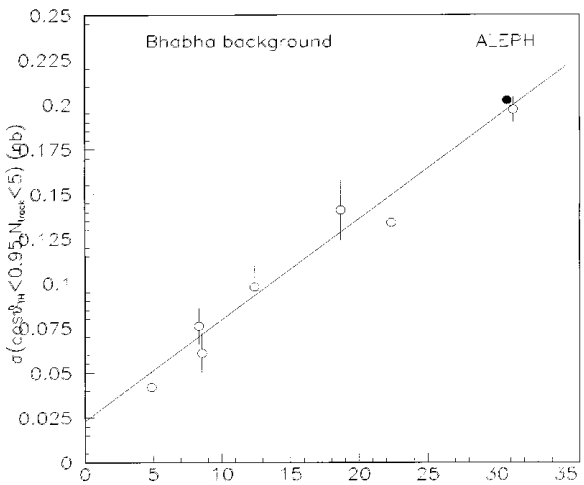


Figure IV.5.53: Fit de la contribution non-résonante de la section efficace à partir de la sélection calorimétrique pour les événements bhabhas, dans la région en énergie $[0.35, 0.85]\sqrt{s}$.

IV.5.2 Efficacité de sélection des hadrons pour l'analyse calorimétrique

L'efficacité de sélection des désintégrations hadroniques, estimée à partir de plusieurs millions d'événements simulés, est de:

$$\epsilon_{eff} = 99.07 \pm 0.02_{stat}\% \tag{IV.5.10}$$

Les incertitudes systématiques liées à l'efficacité de sélection ont deux origines: la principale est reliée à l'échelle sur l'énergie calorimétrique; la seconde comprend les incertitudes sur la modélisation des désintégrations hadroniques.

IV.5.2.1 Incertitude sur l'échelle en énergie

La figure IV.5.54 représente la distribution de la somme des énergies reconstruites dans les calorimètres pour les événements réels et simulés. Si un accord global est observé, les

parts relatives des énergies mesurées par les calorimètres électro-magnétique et hadronique diffèrent de 1.5% entre données et Monte Carlo. En considérant cette différence comme incertitude systématique sur l'échelle en énergie, l'effet sur l'efficacité de sélection est de 0.08%.

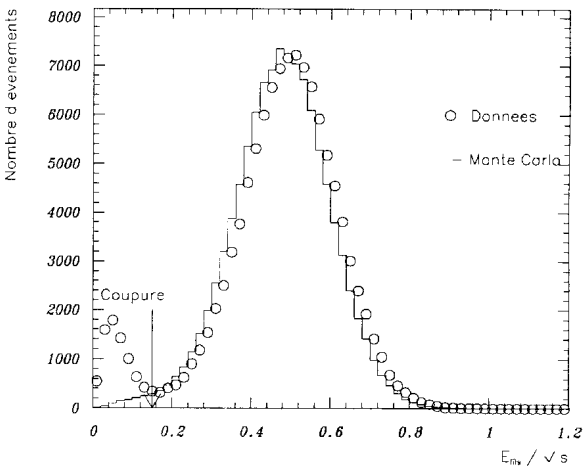


Figure IV.5.54: Energie reconstruite dans les calorimètres électro-magnétique et hadronique pour les candidats sélectionnés.

IV.5.2.2 Incertitude sur la modélisation des désintégrations $q\bar{q}$

La modélisation HERWIG [23] a été employée afin d'étudier la dépendance de l'efficacité de sélection aux programmes de génération. Une erreur de 0.02% a été assignée à la détermination de l'efficacité de sélection. Le tableau reporte l'ensemble des incertitudes affectant la sélection calorimétrique.

IV.5.2.3 Sources d'incertitudes systématiques

Les sources d'incertitudes de la sélection calorimétrique sont reportées sur le tableau IV.17 pour les données 1994.

IV.6 Combinaison des deux analyses et sections efficaces hadroniques

IV.6.1 Résultats comparés des deux sélections

Excepté pour l'année 1990, au cours de laquelle des problèmes d'électronique ont affectés la sélection TPC, l'écart observé entre le nombre de candidats sélectionnés provient de la différence d'efficacité des deux analyses.

Sélection Calo 1994	erreurs systématiques (%)
Sources:	
Echelle en énergie	0.08%
Modélisation	0.02%
Fonds $\tau^+\tau^-$	0.06%
Fonds e^+e^- $(23 \pm 6\ pb)$	0.02%
Fonds $2\gamma(48 \pm 10.8\ pb)$	0.04%
Fonds cosmiques	*negligeable*
Statistique Monte Carlo	0.02%
Total	0.121%

Tableau IV.17: Erreurs systématiques associées à la sélection hadronique calorimétrique à l'énergie du pic en 1994.

La figure IV.6.55 représente un exemple du rapport du nombre d'événements sélectionnés en 1994 par les deux analyses "fill" par "fill", un "fill" correspondant à environ 12 h de prise de données. La stabilité de ce rapport montre l'accord entre les deux sélections au cours du temps. Le rapport des sections efficaces mesurées par les deux sélections est

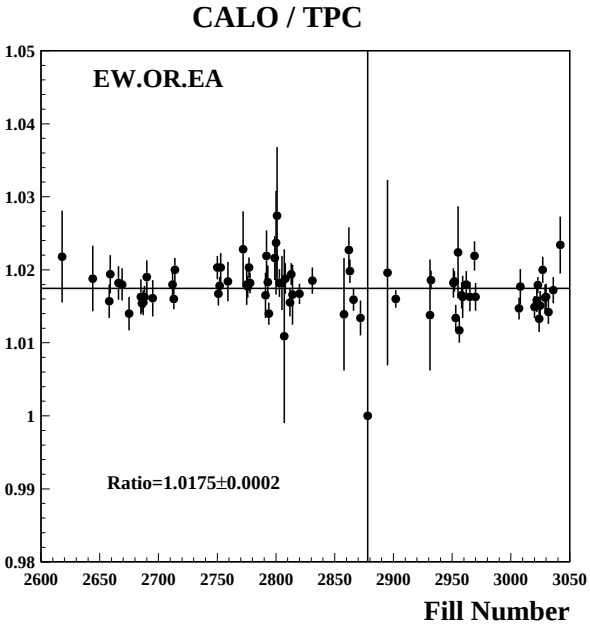


Figure IV.6.55: Rapport du nombre de candidats hadroniques sélctionnés par les deux analyses en fonction du fill physique en 1994.

représenté sur la figure IV.6.56 pour les trois dernières années de prise de données. Les résultats sont compatibles avec les incertitudes statistiques représentées sur la figure et aussi avec les erreurs systématiques affectant les mesures.

IV.6.2 Combinaison des résultats

Le degré de précision atteint dans les études systématiques devenant comparable aux incertitudes statistiques, il est important de s'attacher précisemment à l'étude d'éventuelles

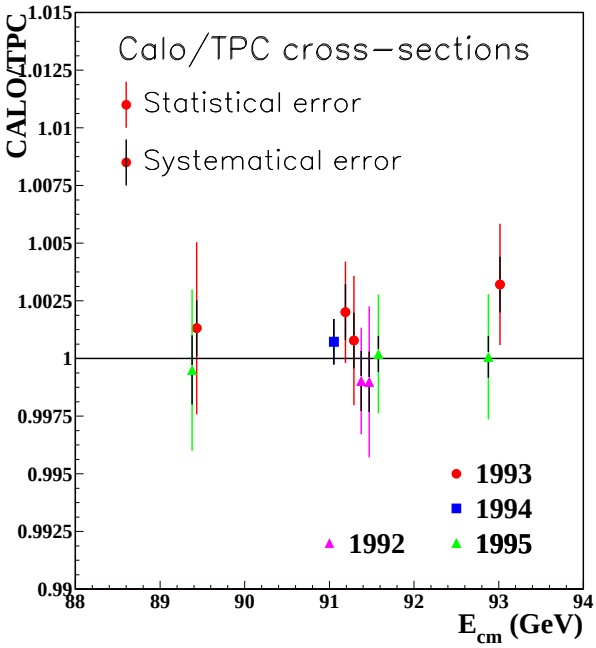


Figure IV.6.56: Rapport des sections efficaces hadroniques issues des deux sélections

corrélations entre les deux analyses utilisées pour la combinaison des résultats sur les sections efficaces hadroniques.
On peut regrouper les incertitudes systématiques en deux groupes selon que leur estimation est indépendante dans les deux analyses, où au contraire corrélée:

1. les incertitudes affectant l'estimation des fonds leptoniques utilisant les mêmes simulations, une corrélation complète est supposée entre les deux analyses. C'est le cas des fonds "bhabhas" et des désintégrations $Z \to \tau^+\tau^-$. Pour les paires de muons, les deux sélections usent des informations sur les traces chargées. Cependant, la contamination est négligeable dans les deux cas.

2. les incertitudes provenant de l'imperfection des simulations à reproduire les données sur les paramètres critiques, sur les traces chargées pour la sélection TPC et sur les dépôts d'énergie calorimétrique pour la seconde, peuvent être considérées comme indépendantes.

3. les incertitudes concernant l'estimation des fonds non-résonants sont considérées indépendantes, les analyses étant basées sur les objets neutres (sélection calorimétrique) et chargés (TPC).

IV.7 Conclusion: Mesures de $\sigma_{had}(s)$ de 1990 à 1995

La table IV.18 reporte l'ensemble des valeurs obtenues pour les sections efficaces hadroniques, utilisées dans l'ajustement final. Les chiffres reportés pour les années antérieures à 1992 correspondent aux valeurs combinées *publiées* et n'utilisent donc pas les résultats de la sélection TPC présentés précédemment pour les périodes correspondantes: en revanche,

les résultats TPC de 1992-1994 sont utilisés dans la combinaison. L'ajustement réalisé avec les nouveaux chiffres pour les périodes de 1990 et 1991 n'influent de toute facon que très peu sur le poids attribué à chacun des points entrant dans l'ajustement, au vu de la pré-dominance de l'erreur statistique.
Les incertitudes affectant les résultats sont découpées en une erreur statistique et une incertitude systématique. Le traitement des corrélations des mesures est détaillé dans le chapitre VI.

Hadrons	Energie $\sqrt{s}$ GeV	$\sigma_{had} \pm \Delta\sigma_{stat} \oplus \Delta\sigma_{syst}$ (nb)
	88.222	$4.617 \pm 0.103 \pm 0.028$
	89.216	$8.414 \pm 0.140 \pm 0.030$
1990	90.216	$18.598 \pm 0.249 \pm 0.045$
	91.213	$30.420 \pm 0.123 \pm 0.066$
	92.206	$21.837 \pm 0.252 \pm 0.051$
	93.208	$12.485 \pm 0.168 \pm 0.036$
	94.201	$7.992 \pm 0.123 \pm 0.031$
	91.238	$30.593 \pm 0.110 \pm 0.065$
	88.464	$5.470 \pm 0.096 \pm 0.025$
	89.455	$10.017 \pm 0.126 \pm 0.031$
1991	90.212	$18.234 \pm 0.189 \pm 0.043$
	91.222	$30.560 \pm 0.136 \pm 0.065$
	91.952	$25.310 \pm 0.247 \pm 0.056$
	92.827	$14.593 \pm 0.173 \pm 0.037$
	93.701	$10.201 \pm 0.130 \pm 0.031$
1992	91.276	$30.715 \pm 0.071 \pm 0.049$
	91.270	$30.570 \pm 0.071 \pm 0.049$
	91.290	$30.631 \pm 0.087 \pm 0.025$
1993	89.434	$9.913 \pm 0.038 \pm 0.015$
	91.189	$30.436 \pm 0.069 \pm 0.025$
	93.016	$14.048 \pm 0.044 \pm 0.017$
1994	91.202	$30.385 \pm 0.031 \pm 0.025$

Tableau IV.18: Sections efficaces hadroniques mesurées à Aleph de 1989 à 1995 par les deux analyses calorimétrique et TPC.

Bibliographie

[1] A. Blondel et E. Blucher, note ALEPH 90-171/ PHYSIC 90-99.

[2] (interfacé avec JETSET) pour la version HVFL04 voir:
A. Falvard, B. Bloch-Devaux, note ALEPH 88-197.
S. Dugeay, P. Henrard, note ALEPH 88-82.
P. Henrard, note ALEPH 89-25

[3] T. Sjostrand, "The Lund Monte-Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics".
T. Sjostrand Phys. Lett. 185B(1987) 437.

[4] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library.

[5] MonteCarlo simulation program for the Aleph detector.

[6] J. Knobloch et E. Lancon, JULIA Users's Guide, note ALEPH 94-151, SOFTWR 93-013.

[7] F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. B228(1983)737. (voir aussi BABAMC)

[8] Computer program KORALZ, par S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was.
S. Jadach, Z. Was, Comput. Phys. Commun. 36(1985)191.
CERN report 89-08(1989) Vol. III
S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was, CERN-TH961-90.

[9] M. Bohm, A. Denner, W. Hollik, Nucl. Phys. B304(1988)687.
F.A. Berends, R. Kleiss, W. Hollik, Nucl. Phys. B304(1988)712.
Computer program BABAMC, par R. Kleiss.

[10] Combination of Preliminary LEP EW results for the 95 summer conferences', LEPEWWG/95-02

[11] H. Aihara et al.,TPC 2γ Coll., Phys. Rev. Lett 58(1987)97.

[12] C. Berger et al., PLUTO coll., Phys. Lett. B149(1984) 421.
M. Althoff et al., TASSO coll., Z. Phys. C51(1986)527.
H-J. Behrend et al., CELLO coll., Z. Phys. C51(1991)365.

[13] R. Tanaka et al., Amy coll., Phys. Lett. B277(1992)215.

[14] D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Phys. Lett. B313(1993) 509.
DELPHI Coll., CERN-PPE/94-04.

[15] JADE collab. R. Brandelik et al.: Phys. Lett. B
W. Wagner : Proc. Int. Conf. on High Energy Physics Vol. 2,576 (1986)

[16] J. Thomas, note ALEPH 91-148/PHYSIC 91-129.

[17] Basics of electron positron collisions, F. Renard, Edts Frontières

[18] J. Thomas, note ALEPH 91-148, PHYSIC 91-129.

[19] M. Bengtsson, T. Sjostrand, Computer Phys. Commun., 43(1987) 367.

[20] A. Blondel et Jim Grahl, note Aleph, ALEPH/95-110, PHYSICS 95-096

[21] A. Blondel, Z. Feng, J. Grahl and J. Harton, note ALEPH 94-106, PHYSIC 94-091
A. Blondel, Z. Feng, J. Grahl and J. Harton, note ALEPH 94-185, PHYSIC 94-157.

[22] S. Dugeay et M.N. Minard, note ALEPH/91-??, PHYSIC/91-?? (7/01/1991)

[23] G. Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. B310(1988)461.

[24] D. Decamp et al., Aleph collaboration, Z. Phys. C48(1990)365-391.

[25] D. Decamp et al., Aleph collaboration, Z. Phys. C53(1992)1-20.

[26] D. Buskulic et al., Aleph collaboration, Z. Phys. C60(1993)71-81.

[27] D. Buskulic et al., Aleph collaboration, CERN-PPE/94-30.

Chapitre V

Présentation sommaire des désintégrations du Z en leptons

Au cours des années 1989 à 1995, plus 370.000 désintégrations $Z \to l^+l^-$ ont été enregistrées auprès du détecteur Aleph. Cette haute statistique a permis principalement un test précis de l'universalité des familles leptoniques par les mesures des sections efficaces et la détermination des largeurs de désintégration. La mesure et l'ajustement des asymétries au pôle du Z ont conduit à déterminer précisemment la valeur des constantes de couplage g_V et g_A, ainsi que de la valeur de $sin^2\theta_W^{eff}$.
Dans ce court chapitre, la sélection des désintégrations leptoniques est brièvement décrite dans chaque canal, en insistant sur les sources d'incertitudes systématiques. Les résultats utilisés pour l'ajustement des paramètres de la courbe de résonance du Z sont alors répertoriés.

Les sélections leptoniques sont effectuées à Aleph en deux étapes, comme dans le cas des sélections hadroniques. Une présélection est effectuée en premier lieu sur les lots d'événements, et vise à l'élimination des fonds "accidentels" aux désintégrations du Z, dues aux collisions des faisceaux avec les particules présentes dans le tube à vide ou à la traversée de rayons cosmiques dans le détecteur.
La sélection proprement dite a pour objet la réjection des désintégrations du Z en hadrons, ainsi que le fond non résonant engendré par les processus 2γ. C'est à ce stade qu'est assurée la discrimination des états leptoniques finaux, en particulier l'identification des événements "bhabhas", importante en raison de la contribution de la voie-t.

V.1 La présélection des désintégrations leptoniques

Les critères de présélection sont appliqués sur les informations provenant des détecteurs de traces chargées.
La qualité de reconstruction des traces dans l'acceptance géométrique $|cos\theta| < 0.95$ est controlée en réclamant au moins quatre coordonnées reconstruites dans la TPC, comme dans le cas de la sélection hadronique.
Une première réjection des fonds provoqués par les collisions faisceaux-gaz et par le passage de rayons cosmiques est assurée en imposant des conditions au vertex primaire:

$$|D_{XY}| < 1.5cm$$

$$|D_Z| < 5cm$$

Ces dernières seront modifiées lors de l'estimation de la contamination par ces fonds.
Chaque événement est ensuite découpé en deux hémisphères relativement à son axe de poussée. Deux critères permettent alors l'élimination des fonds provenant des processus 2γ:

1. le premier impose qu'au moins 1 trace chargée soit présente dans chaque hémisphère
2. le second que l'acolinéarité entre le vecteur-somme des impulsions des traces appartenant à chacun des hémisphères soit inférieure à des valeurs autour de $\simeq 20^0$ selon le type de paires de leptons cherché.

Enfin, l'élimination de la presque totalité des hadrons est assurée à ce stade par une condition sur le nombre maximal de traces chargées dans la TPC ($N_{TPC} < 7$)

V.2 La sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

La sélection des désintégrations $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ repose sur la présence de traces chargées de grande impulsion dans la TPC, et sur l'identification des paires de muons à partir du calorimètre hadronique (HCAL) et des chambres à muons (installées à partir de 1990).
Si deux traces chargées au moins sont reconstruites dans la TPC, il est réclamé que les deux

plus énergiques vérifient $p > 35\sqrt{s}/M_Z\ GeV/c$. Si une seule trace est trouvée, l'événement est accepté lorsqu'un photon est identifié et si ses caractéristiques (son énergie) sont consistantes avec l'hypothèse d'une désintégration $Z \to \mu^+\mu^-\gamma$ (voir figure V.2.1).

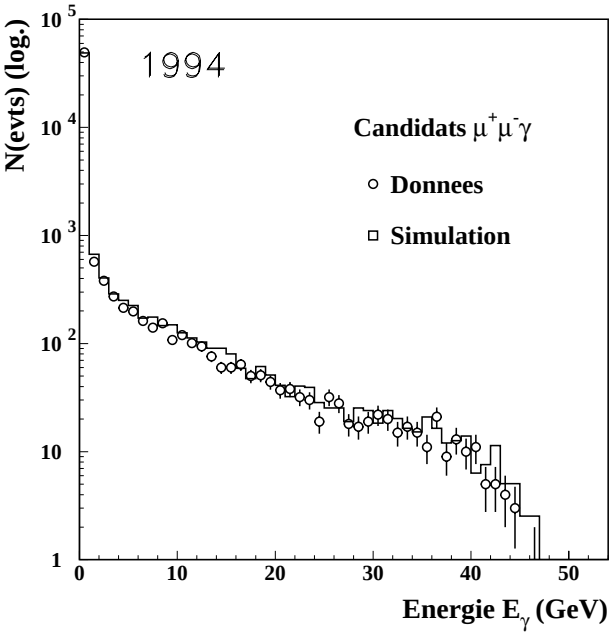


Figure V.2.1: Energie du photon reconstruit dans le cas de paires de muons accompagnées d'un photon radiatif énergétique pour les données et les simulations de 1994.

L'identification des muons s'effectue à partir des dépôts laisseś dans le HCAL ou les chambres à muons: la trajectoire de chaque trace candidate est extrapolée jusqu'aux plans de fils du HCAL; elle est alors associée avec les coordonnées dans le HCAL si plus de six plans de fils ont été traversés et si plus de 50% des plans situés dans le prolongement de la trace (calculés dans l'hypothèse d'un muon) sont effectivement touchés. Si aucun dépôt n'est associé dans le HCAL, les chambres à muons sont utilisées, réclamant qu'une coordonnée soit reconstruite pour une trace. Une dernière condition est imposée afin d'éviter la sélection d'événements "bhabhas" provenant de la voie-t:

$$|cos\theta^*| < 0.9$$

où l'angle θ^* est l'angle de diffusion dans le centre de masse entre l'électron initial e^- et le fermion final, défini par:

$$cos\theta^* = \frac{cos\frac{1}{2}(\theta_1 + \pi - \theta_2)}{cos\frac{1}{2}(\theta_1 - \pi + \theta_2)} \tag{V.2.1}$$

où θ_1 et θ_2 sont les angles polaires des vecteurs-somme de chaque hémisphère, correspondant au fermion et à l'anti-fermion sortant. La figure V.2.2 représente $cos\theta^*$ pour les événements sélectionnés au pic du Z en 1994.

L'efficacité de sélection est supérieure à $\epsilon_{\mu^+\mu^-} \geq 98\%$. La contamination du signal est composée principalement des paires $Z \to \tau^+\tau^-$ pour environ $\sim 0.1\%$ et des rayons cosmiques pour $\sim 0.23\%$, ce taux étant évalué en relachant les conditions sur l'origine des traces chargées. Les incertitudes systématiques proviennent du fait que seules les

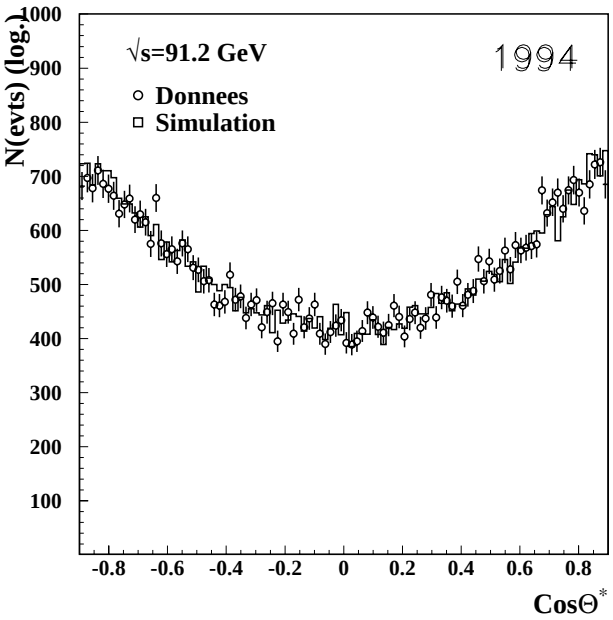


Figure V.2.2: $cos\theta^*$ reconstruits à l'énergie du pic pour les données et les simulations de 1994.

corrections d'ordre inférieur à $\mathcal{O}(\alpha)$ sont implémentées dans le générateur d'événements Monte Carlo MUONMC [1], ce qui engendre une sous-estimation du nombre d'événements dans lequel deux photons énergiques sont produits par les muons dans l'état final. La différence entre les données sur le nombre d'événements $\mu^-\mu^+\gamma$ conduit à une incertitude de 0.35%. A cette source d'incertitude s'ajoutent l'erreur sur l'estimation des fonds (0.2%) et les limitations statistiques du Monte Carlo.
L'incertitude systématique totale sur la mesure de $\sigma_{\mu^+\mu^-}(\sqrt{s})$ est de 0.5% et dépend peu de l'énergie de la collision. Elle a varié au cours des années de 0.5% à 0.248% en 1994.

V.3 La sélection des événements $e^+e^- \to e^+e^-$

La sélection des désintégrations $Z \to e^+e^-$ repose sur la somme des moments des deux traces chargées les plus énergétiques reconstruites dans la TPC $\sum_{i=1,2} p_i > 5\%\sqrt{s}$, et sur la somme de l'énergie $\sum_{i=1,2} E_i > 20\%\sqrt{s}$ des dépôts laissés dans le calorimètre électromagnétique ECAL associés à ces traces. Dans le cas où seules deux traces candidates sont identifiées, l'association des traces avec des gerbes déposées dans le calorimètre hadronique peut être utilisée, afin de prendre en compte les pertes dues aux espaces vides entre les modules du calorimètre électromagnétique:

$$\sum_{i=1,2} p_i + \sum_{i=1,2} E_i > 1.2\sqrt{s} \tag{V.3.2}$$

Cette condition n'est pas appliquée pour les événements à plus de deux traces afin de ne pas accroitre le nombre de fonds provenant de $Z \to \tau^+\tau^-$. Le domaine angulaire de la sélection des électrons est restreint par rapport à celui des muons, puisque:

$$-0.9 < cos\theta^* < 0.7 \tag{V.3.3}$$

afin de prendre en compte l'asymétrie de la distribution issue des événements de la voie-t.

L'efficacité de sélection a été estimée à partir des Monte Carlo BABAMC[3] et confirmée par UNIBAB [4]. Dans BABAMC, les corrections LL et NLL sont explicitement inclues mais seule la radiation d'un seul photon est autorisée en voie d'entrée. La contribution de la voie-t, qui doit être soustraite de la sélection, est estimée par ALIBABA [5], qui comprend les corrections LL de QED au second ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$ et l'exponentiation des photons mous selon le schéma YFS (voir chapitre I). Elle s'établit autour de $\epsilon_{e^+e^-} = 98.8 \pm 0.3\%$.
La contamination du signal est originaire des désintégrations du Z en paire $\tau^+\tau^-$ pour 1.18%, déterminée à partir des simulations.
Les incertitudes systématiques principales proviennent de deux sources majeures: l'erreur sur la soustraction des événements de la voie-t à partir du spectre angulaire $cos\theta^*$, qui compte pour 0.23%; l'incertitude sur l'efficacité de sélection, estimée en faisant varier la coupure de 10% sur la somme $\sum_{i=1,2} p_i + \sum_{i=1,2} E_i$ dans les données et le Monte Carlo: une différence de 0.3% est trouvée et reportée en erreur systématique.
L'incertitude totale reportée est de 0.6% à $\sqrt{s} = 91.2GeV$, et dépend des variations de $\sqrt{s}$ autour du pic du Z en raison des incertitudes sur l'importance relative de la voie-t. Complètement dominées hors-pic par les incertitudes sur la soustraction de la voie-t, les mesures des sections efficaces et des asymétries aux énergies $\sqrt{s} < |M_Z - 1.8\ GeV|$ ne seront pas utilisées. Seuls les points hors-pic des périodes de scan de 1993 et 1995 seront pris en compte dans l'ajustement des paramètres leptoniques.

V.4 La sélection des événements $e^+e^- \to \tau^-\tau^+$

La sélection des candidats correspondants aux désintégrations $Z \to \tau^+\tau^-$ a beaucoup évoluée depuis la période de 1989-1990 [6], [7]. Ne sera abordée ici qu'une présentation de la sélection utilisée en 1992, 1993 et 1994, portant sur l'essentiel de la statistique accumulée à Aleph [8].
La sélection des événements τ repose sur la masse des "jets" reconstruits dans chacun des hémisphères de l'événement, ceux-ci étant définis à partir des amas calorimétriques et des traces chargées, à travers l'algorithme "energy-flow".
La première coupure porte sur la multiplicité chargée de l'événement, qui doit être caractérisé par un nombre de traces tel que:

$$2 \leq N_{TPC} \leq 8 \tag{V.4.4}$$

rejetant principalement les fonds hadroniques. Ils doivent également posséder au moins une trace chargée par hémisphère.
L'angle θ^* défini précédemment est reconstruit à partir de la charge et de la direction des "jets". Comme dans la sélection des muons, il doit vérifier:

$$|cos\theta^*| < 0.9 \tag{V.4.5}$$

afin d'éliminer le fond constitué par les événements "bhabhas".
Une coupure sur l'énergie totale visible $E_{vis} > 35\%\sqrt{s}/2$ et sur l'acolinéarité $> 20^0$ assure la réduction du fond 2γ.
Les événements présentant plus d'une trace chargée par hémisphère ou une masse invariante supérieure à 1 GeV/c^2 sont acceptés. La réjection des événements hadroniques est alors effectuée à partir de contraintes sur le nombre d'objets neutres et chargés N^i_{onj} détectés dans chaque hémisphère i, et par l'angle maximum d'ouverture entre 2 traces chargées θ^i. Les conditions sont alors définies telles que:

$$N^1_{objet} \times N^2_{objet} < 75,\ \theta^1 + \theta^2 < 0.25\ rad. \tag{V.4.6}$$

L'efficacité de sélection est estimée à $\epsilon_\tau = 77.97 \pm 0.25\%$, partagée entre 82.5% due à l'acceptance angulaire et $94.49 \pm 0.25\%$ d'efficacité à l'intérieur de celle-ci.
La contamination par les fonds des lots sélectionnés est estimée à partir des données pour les processus leptoniques et les rayons cosmiques. Elle provient principalement des événements e^+e^-, de l'ordre de $0.66\pm0.14\%$ et des muons ($0.25\pm0.05\%$). La contamination par les fonds hadroniques et 2γ est évaluée à partir de Monte Carlo, conduisant à un résultat de 0.25% et 0.33% respectivement.

V.5 Les sections efficaces leptoniques de 1990 à 1994

La table V.1 répertorie l'ensemble des sections efficaces leptoniques mesurées pour les trois canaux. Cette table, utilisée dans l'ajustement des paramètres de résonance du Z, comprend la décomposition entre incertitudes d'origine statistique et systématique.

$\sqrt{s}$ (GeV)	σ_e (nb)	σ_μ (nb)	σ_τ (nb)
88.222		0.248 ± 0.025	0.171 ± 0.024
89.216		0.503 ± 0.034	0.385 ± 0.034
90.216	0.924 ± 0.063	0.908 ± 0.049	0.886 ± 0.054
91.213	1.482 ± 0.026	1.429 ± 0.022	1.491 ± 0.024
92.206	1.092 ± 0.055	1.006 ± 0.047	1.061 ± 0.053
93.208		0.638 ± 0.036	0.553 ± 0.037
94.201		0.437 ± 0.029	0.408 ± 0.031
91.238	1.463 ± 0.023	1.479 ± 0.020	1.485 ± 0.022
88.464		0.262 ± 0.022	0.268 ± 0.026
89.455		0.542 ± 0.029	0.505 ± 0.031
90.212	0.896 ± 0.048	0.926 ± 0.039	0.939 ± 0.043
91.222	1.544 ± 0.029	1.540 ± 0.025	1.475 ± 0.027
91.952	1.206 ± 0.051	1.212 ± 0.047	1.299 ± 0.052
92.952		0.665 ± 0.035	0.707 ± 0.039
93.701		0.517 ± 0.029	0.506 ± 0.031
91.276	$1.506 \pm 0.014 \pm 0.009$	$1.499 \pm 0.012 \pm 0.009$	$1.497 \pm 0.012 \pm 0.008$
91.270	$1.519 \pm 0.017 \pm 0.007$	$1.484 \pm 0.016 \pm 0.008$	$1.494 \pm 0.015 \pm 0.007$
91.290	$1.501 \pm 0.021 \pm 0.005$	$1.471 \pm 0.019 \pm 0.004$	$1.487 \pm 0.019 \pm 0.005$
89.434	$0.493 \pm 0.012 \pm 0.014$	$0.484 \pm 0.009 \pm 0.001$	$0.499 \pm 0.009 \pm 0.002$
91.189	$1.469 \pm 0.016 \pm 0.005$	$1.480 \pm 0.015 \pm 0.004$	$1.483 \pm 0.014 \pm 0.005$
93.016	$0.700 \pm 0.011 \pm 0.004$	$0.674 \pm 0.010 \pm 0.002$	$0.705 \pm 0.010 \pm 0.002$
91.202	$1.505 \pm 0.008 \pm 0.007$	$1.479 \pm 0.006 \pm 0.004$	$1.470 \pm 0.007 \pm 0.005$

Tableau V.1: Sections efficaces leptoniques mesurées à Aleph de 1990 à 1994 utilisées dans l'ajustement des paramètres de la résonance du Z.

Bibliographie

[1] F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. B228(1983)737. (voir aussi BABAMC)

[2] Computer program KORALZ, par S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was.
S. Jadach, Z. Was, Comput. Phys. Commun. 36(1985)191.
CERN report 89-08(1989) Vol. III
S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was, CERN-TH961-90.

[3] M. Bohm, A. Denner, W. Hollik, Nucl. Phys. B304(1988)687.
F.A. Berends, R. Kleiss, W. Hollik, Nucl. Phys. B304(1988)712.
Computer program BABAMC, par R. Kleiss.

[4] UNIBAB

[5] W. Beenakker, F.A. Berends and S.C. van der Marck, Nucl. Phys. B349(1991)323.

[6] D. Decamp et al., Aleph collaboration, Z. Phys. C48(1990)365-391.

[7] D. Decamp et al., Aleph collaboration, Z. Phys. C53(1992)1-20.

[8] D. Buskulic et al., Aleph collaboration, Z. Phys. C60(1993)71-81.

[9] D. Buskulic et al., Aleph collaboration, CERN-PPE/94-30.

Chapitre VI

Le test du modèle standard à partir des paramètres de résonance du Z

Près de 4 millions de désintégrations du Z ont été enregistrées à Aleph depuis l'année de mise en service de LEP, en 1989. L'importance de cette statistique, alliée à une mesure de plus en plus précise de l'énergie des faisceaux, a conduit à une détermination précise de la masse du Z, connue à l'ordre de 3.10^{-5}.
Le test de la modélisation standard est ici présenté à partir des paramètres décrivant la courbe de résonance du Z, soient la masse M_Z, la largeur Γ_Z, la section efficace hadronique au pic σ^0_{had}, le rapport des largeurs hadronique sur leptonique R_l et les asymétries leptoniques A^{0l}_{FB}. Un test précis de l'universalité des familles leptoniques prédite par le modèle standard peut être effectué; le nombre de familles de neutrinos légers est déterminé à partir de la largeur invisible Γ_{inv}; des contraintes sont aussi établies sur les couplages des fermions au boson neutre.
En se plaçant dans le cadre du modèle standard, des limites peuvent être avancées sur la masse du top, comparées à celle du signal apparu à Fermilab.

Dans la première section, la méthode utilisée ainsi que les formulations employées pour l'ajustement des mesures expérimentales sont définies. Le traitement des incertitudes associées aux mesures et à leur corrélation est détaillé.
Dans la deuxième partie, les résultats de l'ajustement des paramètres décrivant la résonance du Z et des paramètres dérivés sont présentés et comparés aux prédictions du modèle standard: des contraintes sur les couplages, sur la constante forte et sur le nombre de famille de neutrinos légers sont alors dérivées.
Enfin, des contraintes sur la masse du top sont déterminées en se plaçant dans le cadre standard, à partir de la comparaison des cinq observables introduites ci-avant.

VI.1 Formulation utilisée dans l'ajustement de σ^0_{had}, M_Z et Γ_Z et de A^l_{FB}

L'utilisation d'une formulation décrivant la résonance du Z doit être la plus générale possible afin de permettre un test "le plus indépendant possible" du modèle standard, par comparaison directe des résultats de l'ajustement aux valeurs prédites.
La formulation utilisée à Aleph est développée dans MIZA détaillée dans [**?**] et incluant les résultats ultérieurs [2]. Elle fournit une description des sections efficaces et des asymétries valable autour de la résonance, et repose sur les points suivants:

- la résonance du Z est décrite par une forme de Breit-Wigner, avec une dépendance en $\sqrt{s}$, l'énergie initiale dans le centre de masse de la collision. Le terme d'échange électromagnétique est calculé dans le cadre de la théorie QED, tandis que le terme d'interférence utilise les prédictions du secteur électro-faible du modèle standard.

- les corrections radiatives de type QED sont comprises explicitement dans cette description, et constituent dans l'absolu, les limitations de l'expression théorique. L'effet de l'émission de photons en voie d'entrée, qui a des effets importants sur la section efficace et la largeur Γ_Z, est traité par la convolution de $\sigma(\sqrt{s})$ avec la fonction radiateur, introduite dans le chapitre I, sur le spectre d'impulsion du photon radié, calculé au 3e ordre avec le formalisme YFS [4].

La précision théorique globale obtenue est meilleure que 1 MeV sur la masse M_Z et sur Γ_Z, tandis que la précision sur σ^0 est meilleure que 0.04% [1].

VI.1.1 La paramétrage de la section efficace $\sigma_f(s)$

La formulation de la section efficace a déja été décrite dans le chapitre théorique. Nous ne rappelons ici que les points importants de la paramétrisation MIZA.
La formulation MIZA s'établit:

$$\sigma(e^+e^- \to f\bar{f}) = \frac{s}{(s-M_Z^2)^2 + s^2\frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} \times \left[\frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_f}{M_Z^2}\left(\frac{1}{1+\delta_{QED}}\right) + \frac{I_f.(s-M_Z^2)(1+\delta_{QCD})}{s}\right] + \frac{4\pi\alpha(s)^2}{3s}Q_f^2 N_c(1+\delta_{QCD})(1+Q_f^2\delta_{QED}) \quad \text{(VI.1.1)}$$

où N_c est le facteur de couleur des fermions.
Cette section efficace est ensuite convoluée avec la "fonction radiateur", décrite dans le chapitre I, sur l'ensemble du spectre des photons radiés en voie d'entrée, calculé au troisième ordre [4].

Dans MIZA, les corrections radiatives apparaissant explicitement dans la formulation ont été évoquées dans le chapitre I. Calculées dans le cadre de la théorie QED ou QCD, elles ne brisent pas l'indépendance de la formulation utilisée à l'égard du secteur électro-faible. Elles apparaissent à travers les termes suivants:

- la constante de couplage $\alpha(s)$: elle est calculée à l'énergie mise en jeu dans la collision, et ainsi inclut les corrections aux propagateurs du photon calculées dans le cadre de QED.

- le terme en $(1+\delta_{QED})$ divise la largeur Γ_e afin d'éviter un double comptage des corrections QED associées à l'état initial lors de la convolution de la section efficace $\sigma(s)$ par la fonction radiateur. Par définition, ces corrections sont en effet déja contenues dans la valeur de Γ_e résultant de l'ajustement. Elles valent à l'ordre un:

$$\delta_{QED} = \frac{3\alpha(M_Z^2)}{4\pi} \approx 0.17\% \tag{VI.1.2}$$

- les corrections QED associées à l'état final sont déja prises en compte dans le terme d'échange du Z, dans lequel elles sont comprises dans les largeurs partielles Γ_f. Elles doivent cependant être appliquées aux termes d'échange purement électro-magnétique et d'interference γZ par le biais du facteur $(1+Q_f^2\delta_{QED})$.

- les corrections QCD de l'état final hadronique, prenant en compte l'émission de gluons, doivent être également incorporées dans les termes d'échange photonique et d'interférence. La valeur de ce facteur δ_{QCD} est obtenue par le calcul au second ordre de $\alpha_s(M_Z^2)$ et vaut:

$$\delta_{QCD} = 0.040 \pm 0.007 \tag{VI.1.3}$$

  Il apparaît comme un facteur multiplicatif $(1+\delta_{QCD})$ dans les termes d'interférence I_{had} et dans le terme d'échange électro-magétique.

VI.1.2 Paramétrage de $A_{FB}^l(s)$

Les asymétries leptoniques Avant-Arrière sont ajustées à partir de la modélisation de la section efficace [1]. Les corrections photoniques sont explicitement incorporées, et la dépendance en s de la formulation permet de prendre en compte l'évolution des asymétries en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision. Enfin, la grande précision des mesures a conduit à modifier la formulation utilisée (notamment l'inclusion de la partie imaginaire à la polarisation du vide), selon les résultats de [3].
Les asymétries leptoniques sont ajustées, soit simultanément aux paramètres de la résonance du Z, soit en utilisant les résultats de la détermination de ces derniers comme contrainte. L'équivalence de ces deux méthodes est assurée dans MIZA par l'utilisation d'une matrice de covariance complète entre les paramètres des sections efficaces et des asymétries.

VI.1.2.1 La formulation utilisée de $A_{FB}^l(s)$

La formulation exacte est trouvée en [3]. Elle peut être écrite en faisant explicitement apparaitre la dépendance aux termes de couplage g_A et g_V, qui contienent la dépendance

en ρ_f et $sin\theta_W^{eff}$:

$$A_{FB}(s) = \frac{1}{\sigma(s)}\frac{\pi\alpha^2(s)}{s}.(2Q_eQ_f g_A^e g_A^f F.\frac{s(s-M_Z^2)+s\frac{\Gamma_Z}{M_Z}Im(\Delta\alpha)}{(s-M_Z^2)^2+s^2\frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}}$$

$$+4g_V^e g_A^e g_V^f g_A^f F^2.\frac{s^2}{(s-M_Z^2)^2+s^2\frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}}) \qquad \text{(VI.1.4)}$$

Les corrections photoniques sont, ici encore, dominées par l'émission de photons en voie d'entrée. La section efficace différentielle utilisée pour fitter les données [5]:

$$\frac{d\sigma}{dcos\theta} = C(1+cos^2\theta+\frac{8}{3}A_{FB}^l(s)cos\theta) \qquad \text{(VI.1.5)}$$

est, dans MIZA, convoluée avec la fonction radiateur décrite dans le chapitre I incluant les calculs à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^3)$, et l'asymétrie finale s'écrit alors [3]:

$$A_{FB}(s) = \frac{8}{3\sigma(s)}\int_0^{zmax} dzH(s,z)C(s(1-z))A_{FB}(s(1-z)) \qquad \text{(VI.1.6)}$$

où z est la fraction d'énergie enlevée par le photon rayonné et C est défini dans [5].

VI.1.3 Principe de l'ajustement des paramètres de désintégration du Z

L'ajustement des résultats de mesure à la formulation théorique repose sur la minimisation de la fonction χ^2, définie par la somme des écarts entre la valeur mesurée $\sigma^{mes}(E_i)$ ($A_{FB}^{mes}(E_i)$) et la valeur théorique donnée dans notre cas par BHM [**?**] $\sigma^{theo}(E_i)$ ($A_{FB}^{theo}(E_i)$). Afin de prendre en compte les corrélations entre les mesures, les éléments de la matrice de covariance $cov(i,j)$ entre les mesures i et j doivent être introduits:

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j \left(\sigma_i^{mes} - \sigma^{theo}(E_i)\right) cov^{-1}(i,j) \left(\sigma_j^{mes} - \sigma^{theo}(E_j)\right) \tag{VI.1.7}$$

La matrice de covariance associées au traitement des sections efficaces comprend ainsi:

- dans ses éléments diagonaux: la somme des incertitudes expérimentales d'origine statistique et systématique associée à chacune des mesures:

$$cov(i,i) = \sigma_i^2 (\frac{\Delta\sigma_{syst}}{\sigma_i})^2 + \Delta\sigma_{stat}^2 \tag{VI.1.8}$$

- l'effet des corrélations entre les mesures i et j, qui proviennent de modes communs d'évaluation des erreurs systématiques:

$$cov(i,j) = \sigma_i (\frac{\Delta\sigma_{syst}}{\sigma})^2 \sigma_j \tag{VI.1.9}$$

Les sources de corrélations entre deux mesures sont détaillées dans la suite. Elles comprennent:
- les incertitudes systématiques associées aux mesures de l'énergie
- les corrélations dans la détermination de la luminosité mesurée aux différents points en énergie
- les corrélations liées aux méthodes de sélection des désintégrations hadroniques ou leptoniques.

VI.2 Les mesures utilisées dans l'ajustement des paramètres de résonance du Z

Nous ne reviendrons pas ici sur les mesures de l'énergie, de luminosité et des sections efficaces, décrites et reportées intégralement dans les tables des chapitres respectifs II, III, IV et V. Cette section traite en revanche du traitement des incertitudes associées aux mesures des sections efficaces et d'asymétries.

VI.2.1 Incertitudes sur les sections efficaces

Pour les paramètres de la résonance du Z, les incertitudes à considérer sont de trois origines: celles liées à la détermination de l'énergie, celles affectant les mesures de la luminosité, et celles associées à la sélection des paires de fermions dans l'état final. La valeur

totale de l'incertitude associée au résultat de chacune des mesures considérée séparemment se décompose ainsi en la somme quadratique des termes suivants:

$$\Delta\sigma_{ii}^2 = \left(\Delta\sigma_i^{stat.}\right)^2 + \left(\Delta\sigma_i^{sim.}\right)^2 + \left(\Delta\sigma_i^{fond}\right)^2 + \left(\sigma_i \bullet \frac{\Delta\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial\sigma_i}{\partial E_i} \bullet \Delta E_i\right)^2 \quad \text{(VI.2.10)}$$

Elle comprend, pour chaque mesure de $\sigma_i(s)$:

- les facteurs de la mesure i provenant des incertitudes entachant la sélection des désintégrations $Z \to f\bar{f}$. Il sont composés d'une partie statistique, une partie systématique due aux imperfections des simulations utilisées $\Delta\sigma_i^{sim.}$, et une dernière due à l'incertitude affectant la soustraction de fonds contaminants particuliers (fonds 2γ pour les hadrons et voie-t pour les événements "bhabhas") notée $\Delta\sigma_i^{fond}$. Cette décomposition en deux erreurs systématiques répond au besoin de distinguer la partie corrélée de la partie indépendante de l'incertitude systématique associée à la sélection hadronique.

- le facteur faisant intervenir l'incertitude systématique sur la mesure i de la luminosité est contenu dans le quatrième terme. Un coefficient de corrélation apparaitra lors de la considération des éléments non diagonaux de la matrice générale de corrélation.

- le facteur correspondant à l'incertitude sur la mesure de l'énergie associée au point i. Il comprend, comme nous le verrons, l'erreur sur l'échelle absolue de l'énergie, les incertitudes point à point ou encore les incertitudes liées à la modélisation utilisée à partir de 1993.

La part corrélée des incertitudes entre deux mesures différentes i et j intervenant dans les éléments de matrice non diagonaux de la matrice de covariance fait apparaitre elle aussi trois principaux termes:

$$\Delta\sigma_{ij} = \left(\Delta\sigma_i^{syst.}\sigma_{cov}(i,j)\Delta\sigma_j^{syst.}\right) + \left(\sigma_i\frac{\Delta\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_i}\mathcal{L}_{cov}(i,j)\sigma_j\frac{\Delta\mathcal{L}_j}{\mathcal{L}_j}\right) + \left(\sigma_i\frac{\partial\sigma_i}{\partial E_i}\mathcal{E}_{cov}(i,j)\frac{\partial\sigma_j}{\partial E_j}\sigma_j\right) \quad \text{(VI.2.11)}$$

où les trois matrices $\sigma_{cov}(i,j)$, $\mathcal{L}_{cov}(i,j)$ et $\mathcal{E}_{cov}(i,j)$ incluent les facteurs de corrélation entre les mesures i et j provenant respectivement de la sélection des fermions, de la détermination de la luminosité et de celle de l'énergie. Elles sont détaillées ci-après.

VI.2.2 Incertitudes liées aux sélections fermioniques

La section efficace mesurée est définie par le nombre d'événements sélectionnés à l'énergie E_i divisés par la luminosité $\mathcal{L}$; celle-ci est déterminée à partir du nombre d'événements

"bhabhas" mesurés à bas angle par les luminomètres LCAL (1989 à 1992/ première période) ou SiCAL (dernière partie de 1992 à 1995). Elle vaut donc:

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \frac{N_{f\bar{f}}}{\mathcal{L}} \tag{VI.2.12}$$

L'erreur statistique associée à la détermination de σ est alors donnée par:

$$\frac{\Delta\sigma_i^{stat}}{\sigma_i} = (\frac{1}{N_{f\bar{f}}} + \frac{1}{N_{"bhabha"}})^{\frac{1}{2}} \tag{VI.2.13}$$

La part corrélée de l'erreur systématique associée aux mesures de sections efficace est contenue dans $\Delta\sigma^{syst}$. Le coefficient de corrélation entre deux mesures i et j utilisé est ici supposé maximal (hypothèse conservative) dans le cas des sélections leptoniques:

$$\Delta\sigma_i^{syst.}\sigma_{cov}^{lepton}(i,j)\Delta\sigma_j^{syst.} = \Delta\sigma_i^{sim.} \bullet \Delta\sigma_j^{sim.} + \Delta\sigma_i^{fond.} \bullet \Delta\sigma_j^{fond.} \tag{VI.2.14}$$

Dans le cas de la sélection hadronique, l'estimation de l'incertitude systématique liée à la soustraction des fonds 2γ est considérée comme indépendante d'une période de prise de données sur l'autre pour les périodes de scan (1989, 1990, 1991, 1993 et 1995). L'utilisation des données prises à une seule énergie (1992 et 1994) introduit une corrélation au niveau de la normalisation des efficacités de déclenchement. Elle apparait en fait négligeable, comme il l'a été montré pour les données (1993+1994) mais demeure négligeable pour le mélange (1991+1992). Ainsi, les éléments de matrice de corrélations sont:

$$\Delta\sigma_i^{syst.}\sigma_{cov}^{hadron}(i,j)\Delta\sigma_j^{syst.} = \Delta\sigma_i^{sim.} \bullet \Delta\sigma_j^{sim.} \tag{VI.2.15}$$

VI.2.3 Incertitudes associées aux mesures de la luminosité

Les incertitudes liées à la détermination de la luminosité affectent principalement la détermination de la section efficace au pic σ_{had}^0. Elles sont présentées dans le chapitre III. Le calcul de la matrice de covariance associée aux diverses mesures dépend de deux facteurs principaux:

- des moniteurs utilisés pour la sélection du nombre d'événements "bhabhas", les moniteurs LCAL et SiCAL couvrant deux régions angulaires différentes. Les incertitudes expérimentales affectant les deux analyses LCAL et SiCAL sont essentiellement indépendantes.

- du générateur d'événements "bhabhas" utilisé pour calculer la section efficace correspondante. Les programmes BABAMC [6] et BHLUMI [7] ont été utilisés par les deux sélections. La corrélation sur les incertitudes théoriques des deux analyses correspond alors aux incertitudes sur les graphes manquants dans les deux génŕateurs (ordre du calcul de la section efficace).

Le travail effectué a consisté en une ré-estimation des facteurs de corrélation entre les différentes périodes de prise de données, fondée sur les références [8], [9] pour la période

LCAL, et sur [16], [10] et [11] pour la période SiCAL. Les sources d'incertitudes propres aux deux périodes sont indiquées dans la partie traitant les mesures de luminosité. La matrice de corrélation pour les mesures de luminosité est alors donnée par:

$$(\mathcal{L}_{cov}) = \begin{array}{ccccccc} (1990) & (1991) & (1992P) & (1992S) & (1993) & (1994) & \\ 1.000 & 0.376 & 0.376 & 0.202 & 0.247 & 0.247 & (1990) \\ & 1.000 & 0.629 & 0.269 & 0.331 & 0.331 & (1991) \\ & & 1.000 & 0.269 & 0.331 & 0.331 & (1992P) \\ & & & 1.000 & 0.685 & 0.630 & (1992S) \\ & & & & 1.000 & 0.764 & (1993) \\ & & & & & 1.000 & (1994) \end{array}$$

Tableau VI.1: Matrice de corrélation de 1989-90 à 1993.

la seule corrélation entre les mesures effectuées à l'aide du LCAL et du SiCAL provient des incertitudes théoriques communes aux deux générateurs, qui ont été ré-estimées depuis [16]. Les coefficients de corrélation propres aux mesures effectuées par le SiCAL de 1992 à 1994 ont été recalculés dans la référence [18] et sont inclus dans VI.1.

VI.2.4 Incertitudes liées à la mesure de l'énergie

L'erreur absolue sur l'énergie dans le centre de masse de la collision constitue la source principale (commune aux quatre expériences LEP) de l'incertitude avec laquelle M_Z et les asymétries sont connues. L'erreur relative entre les points en énergie est elle la principale source d'incertitude sur Γ_Z. Il est donc important d'insister sur le traitement des incertitudes liées à la mesure de l'énergie entrées dans le programme de fit; en particulier les corrélations entre les différentes périodes de prise de données sont détaillées.
On distingue en fait deux périodes, pendant lesquelles le traitement des incertitudes est différent.

VI.2.4.1 Période de 1989 à 1992

Pendant cette période, la valeur de l'énergie est déterminée à partir de mesures du champ effectif vu par les faisceaux (mesure par boucle de flux), excepté en 1991, pendant laquelle la méthode de dépolarisation résonante a pu être utilisée à l'énergie 92 GeV [13]. La modélisation de la variation de l'énergie utilisée alors fait intervenir quatre composantes à l'incertitude totale:

1. La composante principale de l'incertitude, qui est déterminée sur la mesure effectuée en un point particulier du scan en énergie (dite "énergie de référence"), et constitue "l'erreur absolue" notée ΔE_{abs}; elle est de l'ordre de 29×10^{-5} ($\simeq 25\ MeV$) en 1989 et 20×10^{-5} ($\simeq 18\ MeV$) en 1990 et pour la période de 1991 antérieure à l'utilisation

de la méthode de dépolarisation résonante. Dans la deuxième moitié de 1991, cette dernière conduira à la réduction de cette valeur à 5.7×10^{-5} ($5.2\ MeV$).

2. l'incertitude relative due à la non-reproductibilité des conditions de la machine (température, marée etc..), est de l'ordre de 1.0 10^{-4}, et se translate à une incertitude de l'ordre de 2 MeV sur M_Z et Γ_Z. L'utilisation de la méthode de dépolarisation résonante a également contribuée à sa diminution.

3. une composante dite "relative", qui résulte de l'incertitude de l'extrapolation de cette mesure aux autres points en énergie; cette incertitude, dite "d'échelle locale", est appliquée sous la forme d'un facteur de linéarité $\Delta E_\alpha = 1.5\ 10^{-3}$.

4. une incertitude non-corrélée avec les autres, notée ΔE_{ptp}, est due à des effets de non-linéarité entre les courants des aimants dipolaires et le champ engendré. Les effets impliqués sont de l'ordre de 10 MeV. Cette contribution affecte Γ_Z et M_Z à raison de 3 MeV (1989 à 1991).

L'incertitude totale associée à chaque mesure de l'énergie i comprend donc les contributions suivantes:

$$\Delta E_{ii}^2 = E_i^2 \bullet \left(\Delta E_{ptp}^2 + \Delta E_{abs}^2 + \Delta E_{abs}^2 \bullet \left(\frac{E_i - E_{ref}^{an.}}{E_{ref}} \right)^2 \right) \qquad \text{(VI.2.16)}$$

Dans le programme d'ajustement, les corrélations entre les différents points en énergie apparaissent lorsque:
- deux mesures effectuées la même année sont complètement corrélées pour l'erreur sur l'échelle absolue $\Delta E_{abs}^{an.}$:

$$E_i (\Delta E_{abs}^{an})^2 E_j \qquad \text{(VI.2.17)}$$

- deux mesures sont complètement corrélées pour le coefficient introduit pour rendre compte de l'incertitude sur l'extrapolation à partir de l'énergie de référence:

$$E_i \Delta E_\alpha^{an1} (\frac{E_i - E_{ref}^{an1}}{E_{ref}}) \bullet (\frac{E_j - E_{ref}^{an2}}{E_{ref}}) E_j \Delta E_\alpha^{an2} \qquad \text{(VI.2.18)}$$

- enfin, deux points voisins en énergie (écart inférieur à 250 MeV) sont supposés corrélés par l'incertitude point-à point.

VI.2.4.2 Période de 1993 à 1995

Une seconde période s'étend de 1993 à 1995, et est marquée par l'utilisation d'une nouvelle modélisation des variations de l'énergie au cours du temps, permise par le contrôle régulier d'un grand nombre de paramètres influant sur l'énergie du faisceau et par la généralisation de l'usage de la calibration par dépolarisation résonante, fixant précisement l'échelle absolue. Les incertitudes sont de l'ordre de 2 à 5 MeV; leur traitement est effectué par le

biais d'une matrice de covariance entre les différentes mesures.
Les mesures effectuées depuis 1993 et leur corrélation sont détaillées dans le chapitre II. Il suffit de rappeler que ces dernières proviennent de deux points:

- l'utilisation de la même modélisation de variation de l'énergie en fonction du temps
- l'incertitude absolue sur l'echelle d'énergie, due à la calibration par dépolarisation résonante

La matrice de covariance de 1993 (période pré-scan et scan) est donnée par la table VI.2:

Prescan	Pic-2	Pic	Pic+2
324	0.0	0.0	0.0
0.0	4.96	1.98	1.97
0.0	1.98	30.14	2.05
0.0	1.97	2.05	3.15

Tableau VI.2: Matrice de covariance utilisée pour Aleph [14] en 1993. Les éléments sont en (MeV^2).

VI.2.4.3 Dispersion en énergie du faisceau ("beam spread")

A Aleph, les effets de la dispersion en énergie sur les sections efficaces entrées dans le fit sont modélisés en convoluant la valeur de $\sigma(s)$ avec une gaussienne centrée sur $E(cm)$ et de largeur ΔE_{disp} [1].
Dans un second temps, le facteur de correction à $\sigma(s)$ est convolué avec la probabilité

Energie (GeV)	$\delta_{beamspread}$	δ_{pairs}
91.290	-0.16%	-0.26%
89.434	$+0.11\%$	-0.26%
91.190	-0.16%	-0.26%
93.016	$+0.06\%$	-0.10%

Tableau VI.3: Les corrections dues à la dispersion en énergie du faisceau calculées pour les énergies de 1993, pour lesquelles la dispersion estde 55 ± 5 MeV.

de production de paires $f\bar{f}$ à l'énergie correspondante. Cette correction est calculée en utilisant le formalisme YFS d'exponentiation des photons mous émis en voie d'entrée, et décrite en [16].
Les effets de ces corrections, décrites dans le chapitre III, sur la détermination de la largeur du Z sont complètement corrélés entre les quatre expériences LEP.
Le tableau VI.3 donne les valeurs des facteurs correctifs appliqués aux mesures de l'énergie LEP entrée dans le programme d'ajustement. La somme des deux colonnes conduit au

facteur de correction global.
L'effet de ces corrections sur la détermination de la largeur du Z est représentée sur la figure VI.2.4.3: une incertitude de 10% sur la dispersion génère en 1993 une incertitude sur la largeur du Z $\Delta\Gamma_Z = 1\ MeV/c^2$ et sur la section efficace $\Delta\sigma^0 = 20\ pb$ [17] à rajouter quadratiquement aux incertitudes données par l'ajustement. Elles sont complètement corrélées entre les quatre expériences LEP.

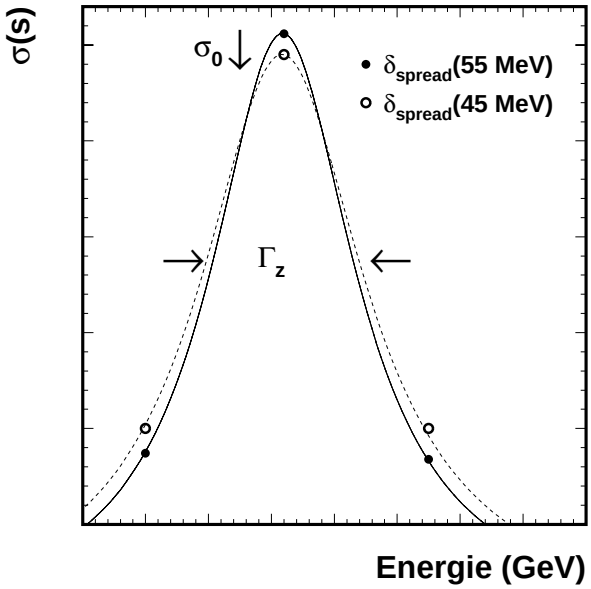


Figure VI.2.1: Effets sur Γ_Z et σ^0 lorsque la dispersion en énergie passe de 45 (cas de 1992) à 55 MeV (cas de 1993). L'incertitude sur la largeur de l'énergie est en fait de 10%. L'effet induit est une erreur de 1 MeV sur Γ_Z et $\pm 20\ pb$ sur σ^0.

VI.3 Ajustement des paramètres et comparaison aux prédictions du MS

L'ajustement des paramètres M_Z, Γ_Z, σ^0_{had}, R_l et $A^0_{FB\ l}$ décrivant la courbe de résonance du Z a été effectué d'après la formulation MIZA décrite précédemment. La statistique utilisée sur les données accumulées de 1990 à 1994 est reportée dans les différents canaux sur la table VI.4.

Pour chaque paramètre, la stabilité des résultats au cours des périodes successives de prise de données est vérifiée. L'origine des sources d'erreurs associées aux résultats sur les paramètres précédents est alors étudiée de deux façons:

• dans un premier temps, les incertitudes attachées aux différentes mesures entrées dans le fit sont annulées, et les effets sur l'incertitude affectant le résultat global sur le paramètre évalués. Employée durant les premières périodes de prise de données en raison de l'importance des incertitudes affectant les résultats, cette méthode présente cependant le défaut de modifier le poids attribué à chaque point de mesure. A chaque fois, l'ajustement réalisé est donc fondamentalement différent des précédents. Il est donc nécessaire de contrôler la stabilité de la valeur centrale du paramètre à chaque nouveau fit, cette méthode devenant inutilisable lorsqu'un haut degré de précision est requis.

• une seconde méthode a été employée pour les données accumulées de 1990 à 1994, et répond à l'exigence de précision. Elle consiste à discriminer la part de l'erreur d'origine statistique de celle d'origine systématique en simulant N expériences [24]: l'ajustement des données est ainsi réeffectué pour $N = 4$, la composante statistique de l'incertitude variant comme $1/\sqrt{N}$ tandis que la composante systématique demeurant constante. La comparaison des deux résultats permet alors d'accéder aux deux termes de l'incertitude totale. Cette méthode présente toutefois le défaut de ne pas séparer les différentes sources d'incertitudes systématiques.

Les résultats obtenus sont alors comparés avec les prédictions du modèle standard pour ces mêmes observables.

Canal	Année	statistique ($\times 10^3$)
$q\bar{q}$	1990-91 [21]	451
	1992 [22]	680
	1993 prel.	640
	1994 prel.	1281
	Total	3052
l^+l^-	1990-91 [21]	55
	1992 [22]	82
	1993 prel.[17]	78
	1994 prel.[23]	155
	Total	370

Tableau VI.4: Statistique accumulée à Aleph au cours de la période allant de 1990 à 1994 dans les différents canaux.

VI.3.1 Ajustement des sections efficaces $\sigma_{had}(s)$ et $\sigma_{l^-l^+}(s)$

Le résultat de l'ajustement des sections efficaces hadroniques en fonction de $\sqrt{s}$ pour les données Aleph de 1990 à 1994 est représenté sur la figure VI.3.2; le rapport entre les valeurs mesurées et la valeur résultant de l'ajustement est reporté également sur la même figure.

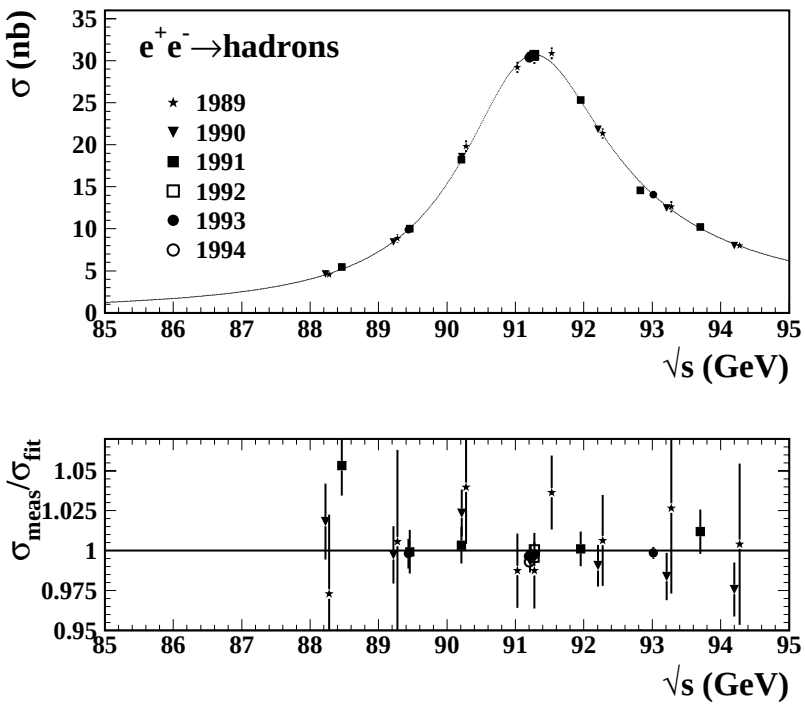
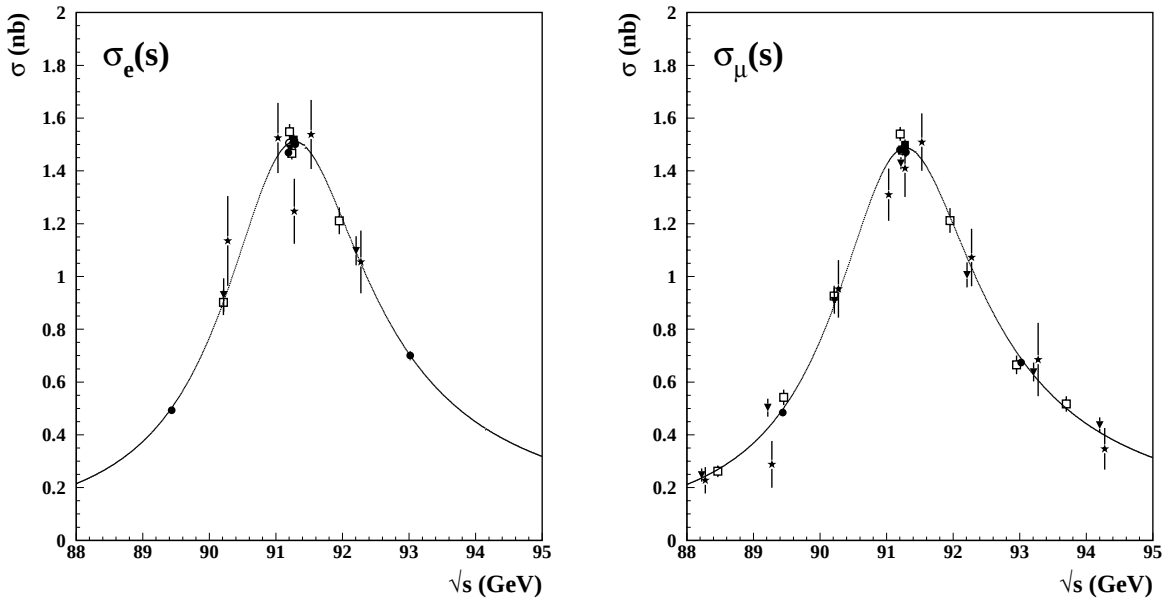


Figure VI.3.2: Ajustement des sections efficaces hadroniques $\sigma_{had}(s)$ mesurées à Aleph de 1989 à 1994 par la formulation MIZA (en haut). Le rapport des sections efficaces mesurées sur le résultat de l'ajustement est également reporté (en bas).

Les figures VI.3.3 montrent ces résultats pour les désintégrations leptoniques, avec la courbe de résonance ajustée dans la formulation MIZA, superposée aux résultats des mesures. Un nombre de points réduit est utilisé dans l'ajustement des désintégrations $Z \to e^-e^+$, afin de limiter les effets dus aux incertitudes sur la soustraction de la voie-t aux énergies de collision les plus éloignées du pic de résonance: c'est le cas des points de 1989, 1990 et 1991 pour lesquels $|\sqrt{s} - M_Z| > 1.5GeV$ [19], [21] et [22]. Seules les mesures effectuées au cours du scan de 1993 (et de 1995) à $\sqrt{s} - M_Z = \pm 1.78\ GeV$ sont utilisées dans ce canal [17].



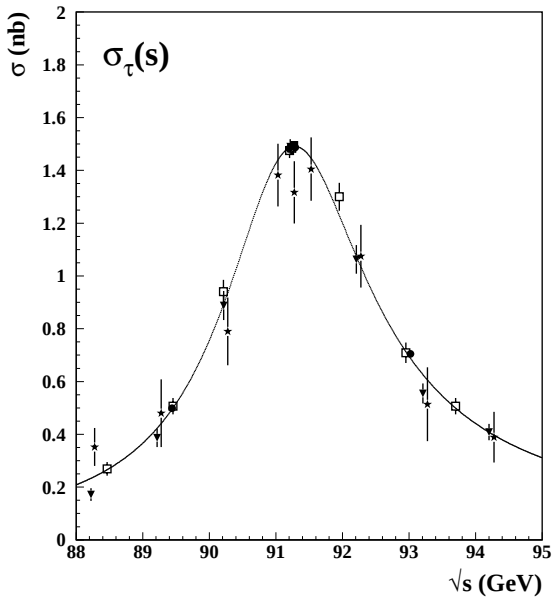


Figure VI.3.3: Ajustement des sections efficaces leptoniques mesurées à Aleph de 1989 à 1994: en haut les sections $\sigma(e^-e^+)$ et $\sigma(\mu^-\mu^+)$, en bas $\sigma(\tau^-\tau^+)$. Le résultat de l'ajustement à la formulation MIZA est superposé dans chaque canal aux mesures.

VI.3.2 Résultat de l'ajustement de 5 et 9 paramètres pour les données de 1990 à 1994

L'ajustement des mesures de sections efficaces et des asymétries sur l'ensemble des données accumulées par Aleph est effectué sur la formulation MIZA explicitée précédemment. Deux types d'ajustement ont été utilisés:

- l'un suppose l'universalité des familles de leptons dans le cadre de la structure de symétrie de jauge $SU(2) \times U(1)$. Les paramètres ajustés sont alors:

$$M_Z,\ \Gamma_Z,\ \sigma^0_{had},\ R_l,\ A^0_{FB}$$

  où $R_l = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l}$ et A^0_{FB} est l'asymétrie leptonique au pôle du Z.

- le second fait l'économie de l'hypothèse d'universalité et comprend ainsi les 9 paramètres:

$$M_Z,\ \Gamma_Z,\ \sigma^0_{had},\ R_e,\ R_\tau,\ R_\mu,\ A^0_{FBe},\ A^0_{FB\mu},\ A^0_{FB\tau}$$

Les résultats de l'ajustement utilisant les données accumulées depuis 1989 à 1994 sont reportés sur la table VI.5. La comparaison aux prédictions du modèle standard pour lequel

Energie (GeV)	Universalité	Pas universalité	M.Standard
M_Z (GeV/c^2)	$91.192(8) \pm 0.003(6)$	$91.192(6) \pm 0.003(9)$	91.192(6)
Γ_Z (GeV/c^2)	$2.495(1) \pm 0.005(6)$	$2.495(3) \pm 0.005(4)$	2.492(8)
σ^0_{had} (nb)	41.54 ± 0.09	41.54 ± 0.09	41.476
R_l	20.739 ± 0.061	—	20.731
R_e	—	20.549 ± 0.118	—
R_μ	—	20.894 ± 0.098	—
R_τ	—	20.763 ± 0.101	—
$A^0_{FB\ l}$	0.0196 ± 0.0021	—	0.0151
$A^0_{FB\ e}$	—	0.0196 ± 0.0044	—
$A^0_{FB\ \tau}$	—	0.0190 ± 0.0029	—
$A^0_{FB\ \mu}$	—	0.0208 ± 0.0038	—
$\chi^2/d.o.f$	188 / 189	181 / 185	

Tableau VI.5: Valeurs résultant de l'ajustement à 5 et à 9 paramètres des données accumulées de 1990 à 1994 et comparaison avec les prédictions du modèle standard pour M_Z mesurée, $\alpha^{-1}(M_Z^2) = 128.89$, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.117$, $m_t = 175\ GeV/c^2$ et $m_H = 300\ GeV/c^2$.

M_Z est fixée à la valeur mesurée montre un bon accord pour l'ensemble des observables ajustées, à l'exception des asymétries leptoniques, dont la valeur est à deux déviations standards de la valeur prédite. Il est à noter que l'incertitude sur les valeurs théoriques doit être évaluée en fonction de $\Delta\alpha^{-1}(M_Z^2) = 0.09$, de $\Delta\alpha_s(M_Z^2)$ et pour différentes masses de Higgs $68 < m_H < 1000\ GeV/c^2$, et de top $m_t = 175 \pm 9\ GeV/c^2$. Cette dépendance est traitée dans les parties qui suivent.
Le χ^2 des ajustements réalisés est en conséquence relativement bon. Les écarts entre les valeurs ajustées et les valeurs mesurées se manifestent dans le cas du fit des asymétries

par un $\chi^2 = 83/81$ contre un $\chi^2 = 106/113$ pour les autres paramètres de désintégration du Z.
Les paramètres ajustés sont essentiellement non corrélés à l'exception de la section efficace σ^0_{had} et Γ_Z (-22%). Les tables VI.6 et VI.7 montrent les matrices de corrélation résultantes des deux ajustements.

	M_Z	Γ_Z	σ^h_0	R_l	A^l_{FB}
M_Z	1.000	0.023	0.108	0.024	0.132
Γ_Z		1.000	-0.226	0.004	-0.003
σ^h_0			1.000	0.192	0.024
R_l				1.000	0.011
A^l_{FB}					1.000

Tableau VI.6: Matrice de corrélation obtenue pour l'ajustement des 5 paramètres (hypothèse d'universalité) reportés dans la table VI.5.

	M_Z	Γ_Z	σ^h_0	R_e	R_μ	R_τ	A^e_{FB}	A^μ_{FB}	A^τ_{FB}
M_Z	1.000	-0.002	0.108	0.028	0.006	0.011	0.061	0.094	0.068
Γ_Z		1.000	-0.222	-0.015	0.010	-0.004	0.000	-0.006	-0.004
σ^{had}_0			1.00	0.114	0.134	0.135	0.012	0.017	0.012
R_e				1.000	0.055	0.056	0.004	0.003	0.002
R_μ					1.000	0.066	0.001	0.012	0.000
R_τ						1.000	0.001	0.001	0.009
A^e_{FB}							1.000	0.025	0.029
A^μ_{FB}								1.000	0.022
A^τ_{FB}									1.000

Tableau VI.7: Matrice de corrélation obtenue pour l'ajustement des 9 paramètres reportés dans la table VI.5.

VI.3.3 Détermination de la masse M_Z

La masse du Z est obtenue par l'ajustement réalisé des paramètres décrivant la résonance du Z à la formulation théorique MIZA, décrite précédemment. Les résultats trouvés pour les périodes de prise de données successives allant de 1989 à 1994 sont reportés pour chaque année sur la figure VI.3.4, la dernière valeur correpondant à l'utilisation de l'ensemble des données jusqu'en 1994. Il est à noter que les valeurs trouvées sont différentes des valeurs publiées dans les articles [19], [20], [21] et [22] en raison des ré-évaluations des valeurs sur les erreurs affectant les énergies et des incertitudes théoriques sur la luminosité, qui affectent les coefficients de corrélation entre les diverses périodes de prise de données [18]. Les valeurs issues des fits des différentes périodes de prise de données sont compatibles entre elles. La valeur obtenue sur l'ensemble des données cumulées de 1989 à 1994 est:

$$M_Z = 91.192(6) \pm 0.0039\ GeV/c^2 \qquad \text{(VI.3.19)}$$

VI.3.3.1 Origine des incertitudes sur M_Z

La source principale d'incertitude réside dans la détermination de l'échelle absolue de l'énergie du LEP: la non prise en compte des erreurs sur l'échelle absolue de l'énergie conduit à une incertitude totale de $\Delta M_Z = 9 \oplus 28\ MeV/c^2$ pour la valeur ajustée sur les données 1989-90, où la seconde incertitude provient de l'erreur sur la calibration absolue de l'énergie; en 1991, en raison de l'utilisation de la méthode de calibration par dépolarisation résonante, cette incertitude tombe à $\Delta M_Z = 5.8 \oplus 6.5\ MeV/c^2$. Pour la période 1989-94, l'usage de cette méthode aboutit au résultat suivant: $\Delta M_Z = 3.1 \oplus 2.5\ MeV/c^2$. Il est à noter que l'utilisation de cette procédure sur l'ensemble des données implique une variation de la valeur centrale de M_Z atteignant 2 MeV/c^2, soit environ $\simeq 0.5\ \Delta M_Z$.
Pour l'ensemble des données enregistrées de 90 à 94, la différenciation des incertitudes en composante statistique et systématique conduit à:

$$\Delta M_Z = 3.4_{stat} \oplus 1.8_{syst}\ MeV/c^2 \tag{VI.3.20}$$

Le degré de précision atteint sur la masse M_Z dépend donc principalement de la précision de la méthode de calibration de l'énergie des faisceaux. La procédure de dépolarisation résonante, utilisée dès la seconde moitié de 1991, a ainsi joué un rôle crucial dans la réduction de l'incertitude sur M_Z, déterminée relativement à 4.3 10^{-5}.

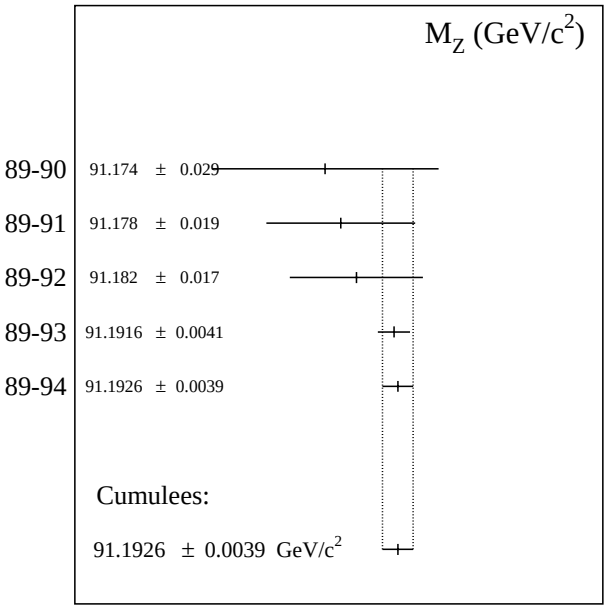


Figure VI.3.4: Masse du Z résultant de l'ajustement des données prises au cours des 5 périodes de 1989-90 à 1994. La dernière ligne correspond à l'ajustement effectué sur l'ensemble des données accumulées de 1990 à 1994

VI.3.4 Détermination de la section efficace hadronique au pic σ^0_{had}

Le résultat de l'ajustement de la section efficace hadronique au pic est présenté sur la figure VI.3.5 pour les périodes successives de prise de données. Il montre la compatibilité des résultats obtenus, contenus à l'intérieur des barres d'erreur.
Le résultat global sur les données cumulées de 1990 à 1994 est alors comparé aux prédictions effectuées dans le cadre du modèle standard minimal sur la figure VI.3.6. L'accord avec le modèle standard est bon, et le résultat est compatible avec la mesure de la masse du quark top effectuée par CDF et D0 [28] à $m_t = 175 \pm 9\ GeV/c^2$. La valeur trouvée à partir des données 1989-94 est:

$$\sigma^0_{had} = 41.54 \pm 0.09\ nb \tag{VI.3.21}$$

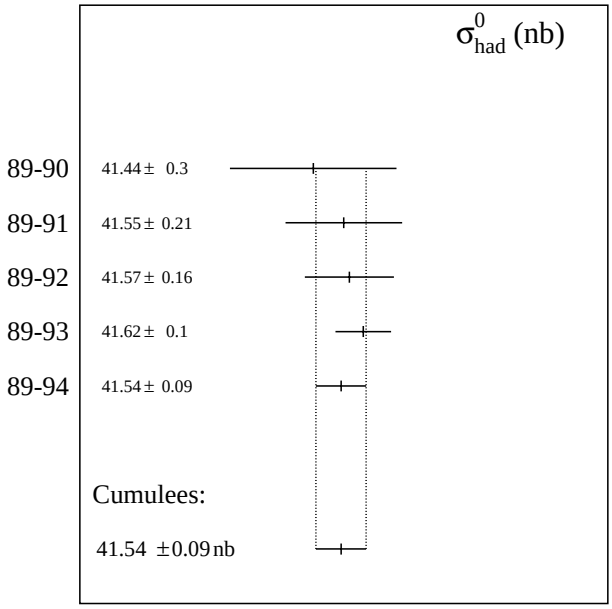


Figure VI.3.5: Résultats sur la détermination de σ^0_{had} à partir de l'ajustement des résultats de chacune des périodes de données prises séparement. La dernière ligne correspond à l'ajustement effectué sur l'ensemble des données accumulées de 1990 à 1994.

VI.3.4.1 Origine des incertitudes sur σ^0_{had}

Les incertitudes sur σ^0_{had} proviennent de trois principales sources. Ce sont:

- les incertitudes expérimentale et théorique sur la mesure de la luminosité; les erreurs expérimentales sont inférieures à 0.1% dans le cas de l'analyse SiCAL et contribuent moins que l'erreur théorique (0.3% de 1989 à 1992 et 0.16% à partir de 1993 pour le générateur BHLUMI). Au total cette incertitude compte pour environ 70 pb sur un total de $\Delta\sigma^0_{had} = 54 \oplus 70\ pb$. On peut tenter de différencier l'incertitude d'origine

expérimentale et théorique en supprimant ces dernières et en recaculant les coefficients de corrélation (supposés nuls entre les mesures du LCAL et du SiCAL) à l'aide des résultats donnés dans les tables en annexe A2). L'ajustement permet alors la séparation des incertitudes associées à la luminosité en: $70\ pb = 66 \oplus 24\ pb$, où la premier facteur correspond à l'incertitude théorique. La portée de cette méthode est cependant limitée par les raisons évoquées précédemment concernant la masse M_Z.

- les incertitudes affectant la sélection des désintégrations hadroniques, en particulier la précision sur l'efficacité de sélection et celle avec laquelle les fonds contaminants (non résonants dans le cas de la sélection des hadrons) sont évalués.

La séparation en une incertitude systématique et statistique conduit à:

$$\Delta\sigma^0_{had} = 45_{stat} \oplus 77_{syst}\ pb \tag{VI.3.22}$$

VI.3.4.2 Sensibilité aux paramètres du modèle standard

La sensibilité de σ^0_{had} aux paramètres m_{top}, M_{Higgs} et α_s est assez faible, comme le montre la figure VI.3.6. Cette constatation fait donc de cette observable une quantité idéale pour mesurer des déviations éventuelles au modèle standard, puisque peu affectée par les hypothèses sur les paramètres précédents.

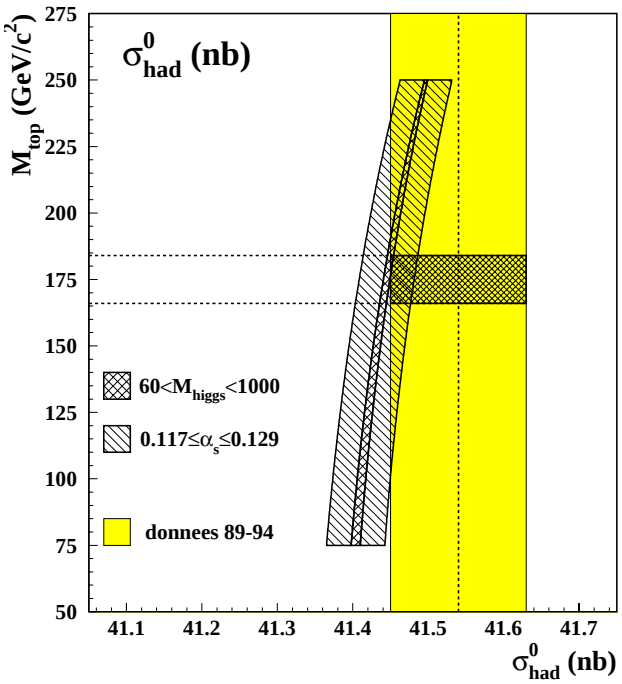


Figure VI.3.6: Comparaison de la valeur de σ^0_{had} résultant de l'ajustement réalisé sur l'ensemble des données de 1990 à 1994 avec les prédictions du modèle standard minimal avec $M_Z = 91.188$ en fonction de m_{top} et α_s. La mesure directe de la masse du top est représentée en gris foncé.

VI.3.5 Détermination de la largeur Γ_Z

Les valeurs obtenues sur la largeur totale de désintégration du Z de 1990 à 1994 sont représentées sur la figure VI.3.7. Γ_Z est un paramètre très sensible à la masse du top, comme le montre la figure VI.3.8. La précision relative sur Γ_Z est de 2 10^{-3} et la valeur ajustée sur l'ensemble des données 1989-94 est:

$$\Gamma_Z = 2.495(2) \pm 0.005(6)\ GeV/c^2 \tag{VI.3.23}$$

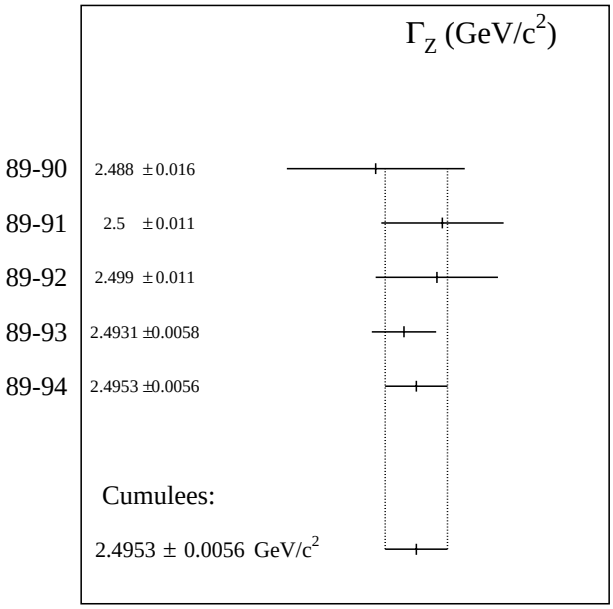


Figure VI.3.7: Résultats sur la détermination de Γ_Z à partir de l'ajustement des résultats de chacune des périodes de données prises séparement. La dernière ligne correspond à l'ajustement effectué sur l'ensemble des données accumulées de 1990 à 1994.

VI.3.5.1 Origine des incertitudes sur Γ_Z

Les différentes sources d'incertitudes systématiques affectant la détermination de la largeur du Z sont:

- la précision relative avec laquelle les différences entre les valeurs des énergies sont déterminées. Ici encore, l'utilisation de la méthode de dépolarisation résonante a permis un progrès important dans la réduction de cette source d'erreur.
- la connaissance des fonds non résonants à chaque énergie, notamment le fond 2γ pour la sélection hadronique.

La séparation entre incertitude statistique et systématique conduit à:

$$\Delta\Gamma_Z = 5.2_{stat} \oplus 2.0_{syst}\ MeV/c^2 \tag{VI.3.24}$$

ce qui montre l'importance du facteur statistique, comme dans le cas de M_Z dans l'incertitude totale.

VI.3.5.2 Sensibilité aux paramètres du modèle standard

La largeur totale de désintégration du Z est un paramètre très sensible à la masse du top. Dans le cadre de l'approximation de Born, les largeurs partielles dépendent en effet de ρ comme $\Gamma(Z \to f\bar{f}) \propto (1/1 - \Delta\rho)$ où $\Delta\rho$ est proportionnel à $\frac{m_t^2}{M_Z^2}$.
La figure VI.3.8 représente la variation de Γ_Z en fonction de la masse du top pour différentes valeurs de α_s et de m_H. Ce paramètre peut donc être utilisé pour contraindre efficacement la masse du top lorsque l'on se place dans le cadre standard. L'accord entre les mesures effectuées à Fermilab sur m_t et la valeur obtenue par l'ajustement est par ailleurs très bon.

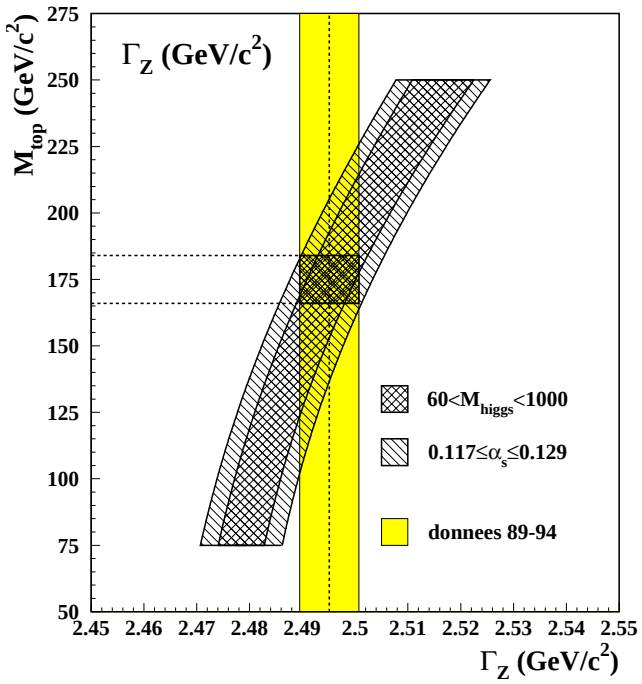


Figure VI.3.8: Comparaison de la valeur de Γ_Z résultant de l'ajustement réalisé sur l'ensemble des données de 1990 à 1994 avec les prédictions du modèle standard minimal avec $M_Z = 91.188$ en fonction de m_{top} et α_s. La mesure directe de la masse du top est représentée en gris foncé.

VI.3.6 Détermination de R_l

La détermination de ce paramètre $R_l = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{l^+l^-}}$ pour chacun des canaux leptoniques offre un premier test de l'universalité des familles de leptons. Les valeurs reportées dans le tableau VI.5 montrent un bon accord entre les rapports R_e, R_μ et R_τ, et constituent un premier test de l'hypothèse d'universalité au niveau de 0.5%, comme nous le verrons dans la suite pour les largeurs leptoniques.
La figure VI.3.9 représente les valeurs obtenues pour ce paramètre au cours des diverses périodes de prise de données, dans l'hypothèse de l'universalité des familles de leptons (ajustement à 5 paramètres). La valeur obtenue est alors:

$$R_l = 20.739 \pm 0.061 \tag{VI.3.25}$$

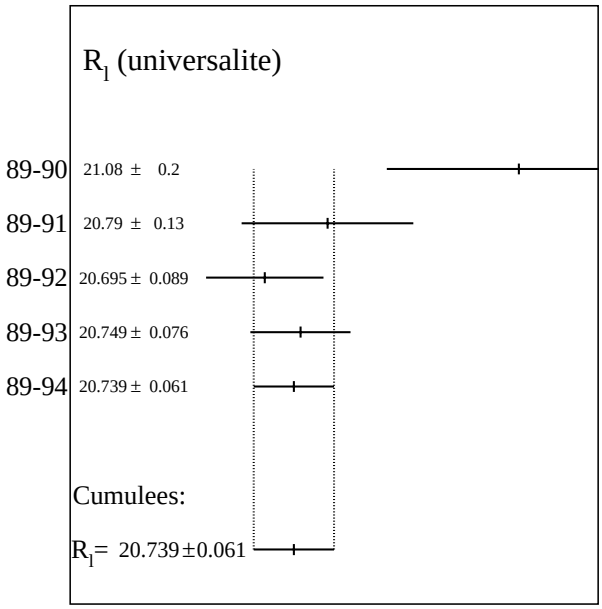


Figure VI.3.9: Déterminations de R_l à partir de l'ajustement des résultats de chacune des périodes de données prises séparement. La dernière ligne correspond à l'ajustement effectué sur l'ensemble des données accumulées de 1990 à 1994.

VI.3.6.1 Origine des incertitudes sur R_l

La principale source d'incertitude systématique sur la détermination du rapport des largeurs hadronique et leptonique provient de la connaissance des efficacités et des fonds leptoniques, en particulier l'incertitude sur la soustraction des événements de la voie-t dans ΔR_l.
L'incertitude se sépare en deux composantes statistique et systématique de valeurs sensiblement égales, selon:

$$\Delta R_l = 0.045_{stat} \oplus 0.041_{syst} \tag{VI.3.26}$$

VI.3.6.2 Sensibilité aux paramètres du modèle standard

Les largeurs partielles de désintégration en paire de fermions, s'écrivent:

$$\Gamma_f = C_f \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} \left(g_{Af}^2 + g_{Vf}^2 \right) \tag{VI.3.27}$$

où les corrections radiatives s'expriment par le biais des couplages effectifs, proportionnels à $\sqrt{\rho_f}$ de telle sorte que les largeurs (exceptée Γ_b) augmentent avec m_t. Un coefficient additionnel permet d'inclure les corrections QED et QCD par le facteur C_f, qui vaut dans le cas des leptons (corrections QED):

$$C_f = \left(1 + \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2 \right) \tag{VI.3.28}$$

et dans le cas des hadrons (corrections QED et QCD):

$$C_f = 3 \left(1 + \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2 \right) \left(1 + 1.060 \frac{\alpha_s}{\pi} + (0.9 \pm 0.1)(\frac{\alpha_s}{\pi})^2 - 15(\frac{\alpha_s}{\pi})^3 \right) \tag{VI.3.29}$$

La plus grande dépendance à m_t provenant du terme en ρ_f, la présence du rapport des largeurs au dénominateur et au numérateur conduit à une très faible sensibilité de R_l à m_t. C'est ainsi que l'on peut, en première approximation, dériver α_s de la mesure de R_l.

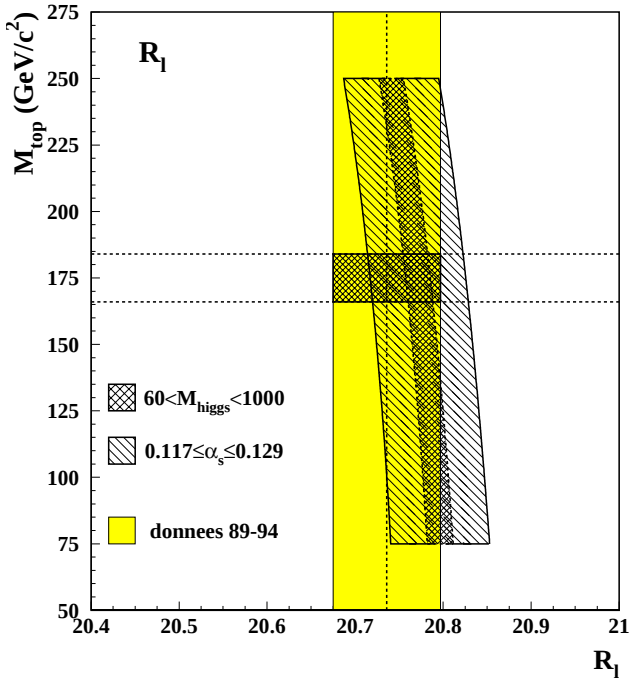
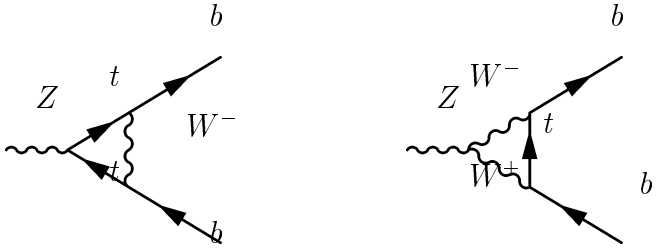


Figure VI.3.10: Comparaison de la valeur de R_l résultant de l'ajustement réalisé sur l'ensemble des données de 1990 à 1994 avec les prédictions du modèle standard minimal avec $M_Z = 91.188$ en fonction de m_{top} et α_s. La mesure directe de la masse du top est représentée en gris foncé.

En fait, ceci n'est vrai qu'en première approche: les corrections au vertex du b symbolisées par les graphes suivants:



conduisent à diminuer la largeur Γ_b avec m_t. Ainsi, dans le modèle standard [26]:

$$\Gamma_b \approx \Gamma_b^0 \left[1 - 10^{-2} \left(\frac{m_t^2}{2M_Z^2} - \frac{1}{5} \right) \right] \tag{VI.3.30}$$

où Γ_b^0 est la largeur du b avant toute correction. La conséquence est la (faible) dépendance de R_l à la masse du top, comme le montre la figure VI.3.10, qui compare les prédictions de R_l dans le cadre standard en fonction de m_t, m_H et de α_s avec le résultat trouvé à partir de l'ensemble des données accumulées de 1990 à 1994.

Une étude des corrections au vertex du b à partir de R_l est présentée en [27], dans laquelle R_l est re-écrit en faisant apparaitre explicitement la correction au vertex du b, δ_{vb}, les couplages effectifs et la dépendance en α_s.

L'intérêt de cette procédure réside dans le fait que, dans le modèle standard minimal, δ_{vb} admet une dépendance en m_t seulement, et non en la masse du Higgs. Ceci permet donc de séparer les effets provenant de m_t de ceux provenant de la masse du Higgs.

Par la suite, le paramètre δ_{vb} ne sera pas fitté, mais défini en première approximation dans le modèle standard minimal par [27]:

$$\delta_{vb} \simeq -\frac{20\alpha}{13\pi} \left(\frac{m_t^2}{M_Z^2} + \frac{13}{6} \ln \frac{m_t^2}{M_Z^2} \right) \tag{VI.3.31}$$

Cette dépendance, valable dans le cadre du modèle standard minimal, permettra alors de déterminer α_s dans la suite de l'exposé.

VI.3.7 Détermination des asymétries leptoniques A^{0l}_{FB}

Les valeurs des asymétries leptoniques au pic de résonance constituent un premier test de l'universalité des familles de leptons. La compatibilité des résultats trouvés dans les différents canaux est montrée sur la figure VI.3.11, où ils sont comparés à la valeur obtenue dans l'ajustement à 5 paramètres.
La détermination de ce paramètre est importante pour $sin^2\theta_W^{eff}$, comme nous le verrons plus loin. La valeur trouvée dans le cas de l'hypothèse d'universalité est:

$$A^{0l}_{FB} = 0.0196 \pm 0.0021 \tag{VI.3.32}$$

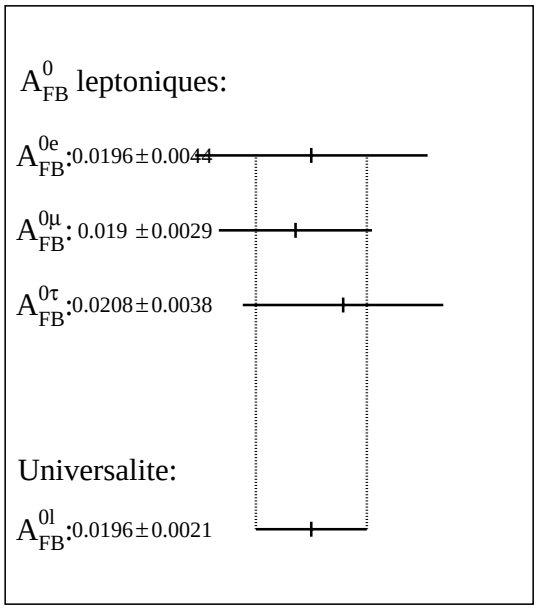


Figure VI.3.11: Asymétries leptoniques au pic du Z issues de l'ajustement des données de 1990 à 1994. Ces valeurs sont comparées à celle obtenue en supposant l'universalité (fit à 5 paramètres).

VI.3.7.1 Origine des incertitudes sur A^{0l}_{FB}

Les incertitudes sur la détermination des asymétries sont essentiellement d'origine statistique et l'on a:

$$\Delta A^{0l}_{FB} = 0.00187_{stat} \oplus 0.0010_{syst} \tag{VI.3.33}$$

où le premier chiffre correspond à la composante statistique. Ce paramètre est peu sensible aux incertitudes sur l'énergie du faisceau.

VI.3.7.2 Sensibilité aux paramètres du modèle standard

Les asymétries leptoniques sont sensibles à la masse du quark top, comme le montre la figure VI.3.12. Les valeurs résultant de l'ajustement supposant l'universalité montre un écart de $\simeq 2.0$ écarts standards avec les prédictions du modèle standard autour des valeurs de m_t obtenues par les mesures directes à Fermilab.
La conséquence directe est de favoriser les plus hautes valeurs de m_t lors de la détermination des contraintes sur la masse du top à partir des paramètres de désintégration du Z.

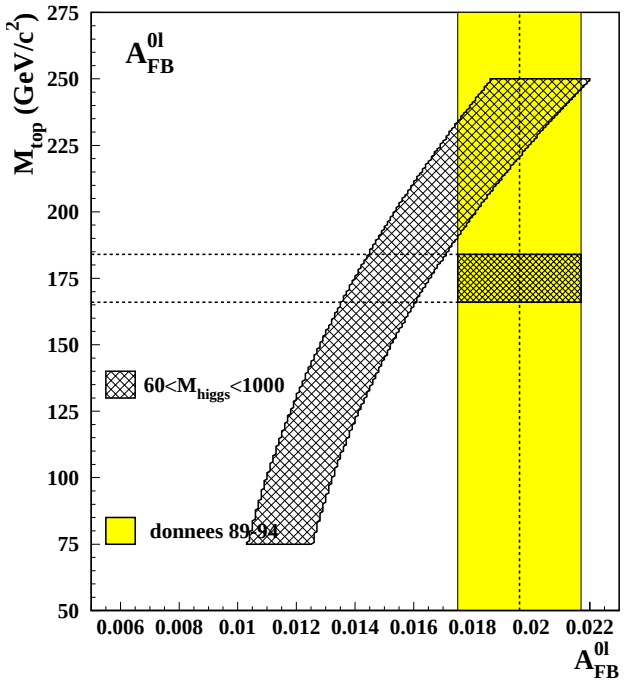


Figure VI.3.12: Comparaison de la valeur de A^{0l}_{FB} résultant de l'ajustement réalisé sur l'ensemble des données de 1990 à 1994 avec les prédictions du modèle standard minimal ($M_Z = 91.188\ GeV/c^2$) en fonction de m_{top} et m_H. La mesure directe de la masse du top est représentée en gris foncé

VI.4 Les paramètres dérivés et les tests du modèle standard

Les paramètres déterminés précédemment permettent de dériver toutes les observables de désintégration du Z, à l'aide de la relation:

$$\Gamma_Z = \Gamma_{had} + \Gamma_{e^+e^-} + \Gamma_{\mu^+\mu^-} + \Gamma_{\tau^+\tau^-} + \Gamma_{inv} \tag{VI.4.34}$$

et du lien entre les sections efficaces au pic du Z avec les largeurs de désintégration partielles:

$$\sigma^0_{f\bar{f}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \tag{VI.4.35}$$

Le tableau VI.4 regroupe un ensemble des paramètres dérivés tirés de l'ajustement de

Paramètres dérivés	Non universalité	Universalité	M.Standard
Γ_{had} (MeV/c^2)	—	1743.0 ± 4.9	1740
Γ_{ll} (MeV/c^2)	—	84.04 ± 0.22	83.91
Γ_{inv} (MeV/c^2)	—	499.9 ± 3.7	501.2
Γ_{inv}/Γ_{ll}	—	5.949 ± 0.040	5.973
Γ_{ee} (MeV/c^2)	84.29 ± 0.32	—	—
$\Gamma_{\mu\mu}$ (MeV/c^2)	82.99 ± 0.54	—	—
$\Gamma_{\tau\tau}$ (MeV/c^2)	84.09 ± 0.55	—	—
$BR(Z \to hadrons)$ (%)	69.86 ± 0.14	69.86 ± 0.14	69.793
$BR(Z \to l^+l^-)$ (%)	—	3.369 ± 0.0055	3.366
$BR(Z \to e^+e^-)$ (%)	3.381 ± 0.011	—	—
$BR(Z \to \mu^+\mu^-)$ (%)	3.329 ± 0.021	—	—
$BR(Z \to \tau^+\tau^-)$ (%)	3.373 ± 0.021	—	—
$\sigma^0_{l^+l^-}$ (nb)	—	2.0030 ± 0.0066	2.001
$\sigma^0_{e^+e^-}$ (nb)	2.018 ± 0.013	—	—
$\sigma^0_{\mu^+\mu^-}$ (nb)	1.986 ± 0.012	—	—
$\sigma^0_{\tau^+\tau^-}$ (nb)	2.013 ± 0.012	—	—
α_s (de R_l)	—	0.117 ± 0.011	
N_ν	—	2.986 ± 0.020	
$g_{Vl}(M_Z^2)$	—	$-0.0407^{+0.0023}_{-0.0021}$	-0.0358
$g_{Al}(M_Z^2)$	—	-0.50126 ± 0.00067	-0.50117
$g_{Ve}(M_Z^2)$	$-0.0408^{+0.0059}_{-0.0052}$	—	—
$g_{Ae}(M_Z^2)$	-0.5025 ± 0.0011	—	—
$g_{V\mu}(M_Z^2)$	$-0.0393^{+0.0068}_{-0.0081}$	—	—
$g_{A\mu}(M_Z^2)$	-0.4983 ± 0.0015	—	—
$g_{V\tau}(M_Z^2)$	$-0.0429^{+0.0089}_{-0.011}$	—	—
$g_{A\tau}(M_Z^2)$	-0.5001 ± 0.0017	—	—

Tableau VI.8: Paramètres dérivés de l'ajustement des données accumulées à Aleph de 1989 à 1994.

l'ensemble des données accumulées entre 1990 et 1994. Les enseignements que l'on peut tirer de ces résultats portent sur quatre principaux points:

- l'universalité leptonique est la première hypothèse testée

- le nombre de familles de neutrinos légers, égal dans le modèle standard au nombre de familles de leptons; sa détermination la plus précise utilise la mesure de la largeur invisible Γ_{inv}, de M_Z, du rapport R_l et de σ^0_{had}, paramètres déterminés précisemment
- la valeur de la constante de couplage forte $\alpha_s(M_Z^2)$, qui est obtenue essentiellement à partir de la mesure du rapport R_l
- les valeurs des couplages axiaux et vectoriels des leptons au boson Z, qui proviennent des asymétries et des largeurs leptoniques. Leur détermination permet de définir l'angle de mélange effectif (leptonique) $sin^2\theta_W^{eff}$

Enfin, l'interprétation de ces résultats dans le cadre standard permettra de poser des limites sur la masse du quark top, qui pourrait avoir été observé à CDF et D0.

VI.4.1 Universalité des familles leptoniques

Le test de l'universalité des familles de leptons peut s'effectuer à partir de la comparaison des largeurs partielles ajustées, ou encore à partir des rapports R_e, R_μ et R_τ. La figure VI.4.13 répertorie les valeurs trouvées pour les trois largeurs leptoniques (9 paramètres), et les compare avec le résultat de l'ajustement posant l'hypothèse d'universalité (5 paramètres): l'hypothèse est vérifiée à l'ordre $\simeq 0.5\%$.
La figure VI.4.14, qui projette les résultats dans le plan $\left(R_l, A^{0l}_{FB}\right)$ pour les différents canaux de désintégration, peut également faire l'objet de la même interprétation.

Par ailleurs, la valeur mesurée dans l'hypothèse d'universalité est en excellent accord

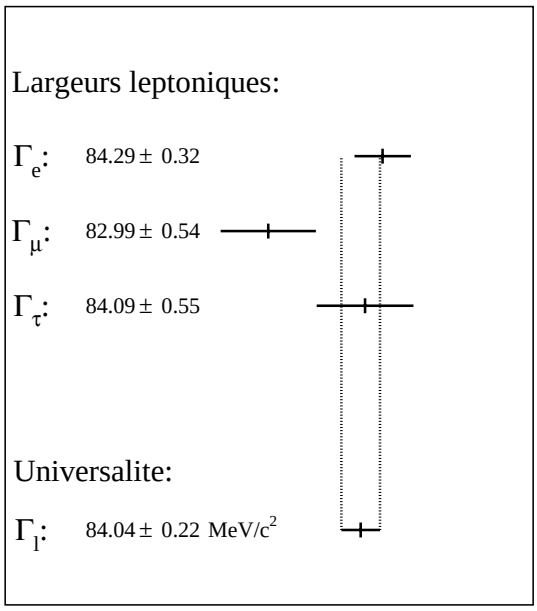


Figure VI.4.13: Largeurs de désintégration leptoniques résultants de l'ajustement à 9 paramètres comparés à celle issue de l'ajustement supposant l'hypothèse d'universalité.

avec les prédictions du modèle standard, représentées en fonction de m_t et de m_H. Ce paramètre, largement indépendant de α_s, est en revanche très sensible à m_t.

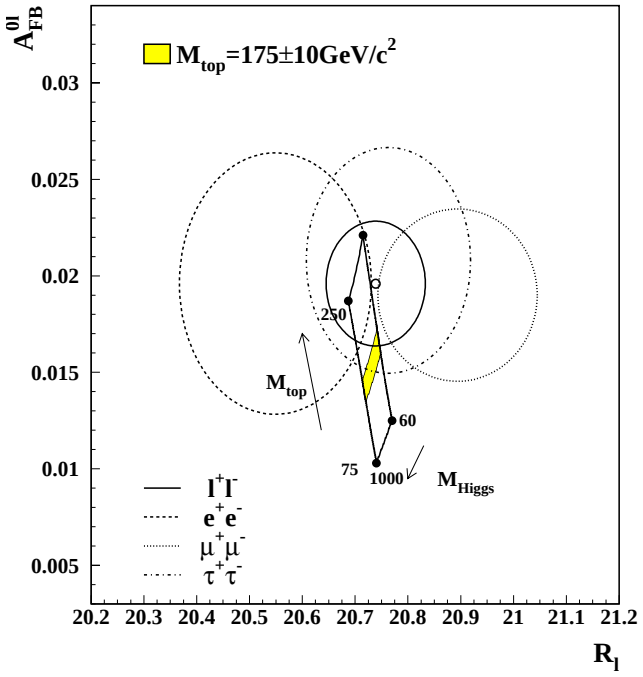


Figure VI.4.14: Résultats de l'ajustement des données de 1990 à 1994 projetés dans le plan $\left(R_l, A^{0l}_{FB}\right)$. Les contours correspondent à un sigma (68% C.L.). Les prédictions du modèle standard sont calculées pour $M_Z = 91.188\ GeV/c^2$ et $\alpha_s = 0.117$ (tiré de R_l) et superposées aux résultats.

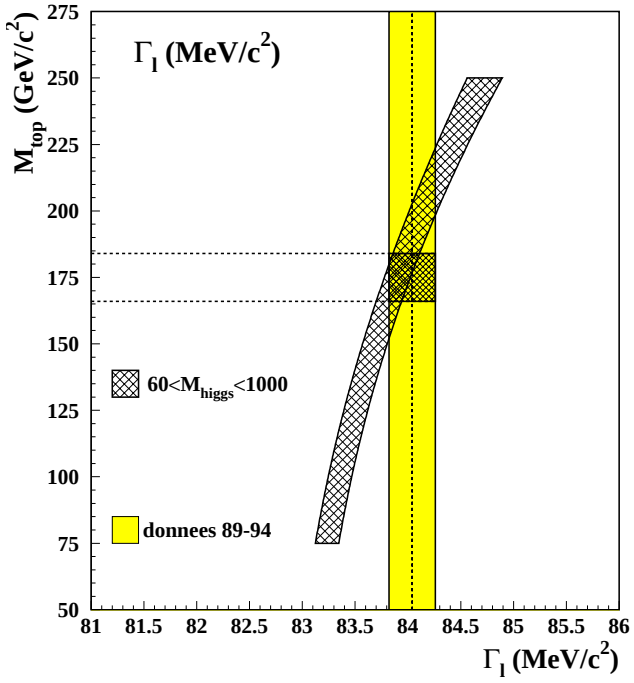


Figure VI.4.15: Comparaison de la valeur Γ_l résultant de l'ajustement des données 1989 à 1994 avec celle prédite dans le modèle standard minimal pour $M_z = 91.188\ GeV/c^2$ en fonction de m_t, m_H.

VI.4.2 Détermination du nombre de neutrinos légers N_ν

La détermination du nombre de neutrinos légers constitue un autre test important du modèle standard. En effet, à partir des valeurs des couplages axiaux et vectoriels du Z aux neutrinos, la largeur invisible est reliée à la largeur de désintégration $Z \to \nu\bar{\nu}$ par la relation:

$$\Gamma_{inv} = N_\nu \Gamma_\nu \tag{VI.4.36}$$

où N_ν est le nombre de neutrinos dont la masse est inférieure à $M_Z/2$.
La première méthode pour déterminer le nombre N_ν consiste à utiliser la courbe de résonance du Z, déterminée principalement par les désintégrations hadroniques. La courbe de résonance est alors comparée aux prédictions du modèle standard dans les différents cas envisagés pour N_ν. La réduction où l'augmentation d'une unité de N_ν engendre en effet une modification d'environ 12% de la section efficace au pic. La figure VI.4.16 représente la courbe de résonance à partir des sections efficaces hadroniques et compare les prédictions du modèle standard obtenues pour trois hypothèses de N_ν.

Le résultat sur le nombre N_ν donné dans la table VI.5 repose en fait sur une autre

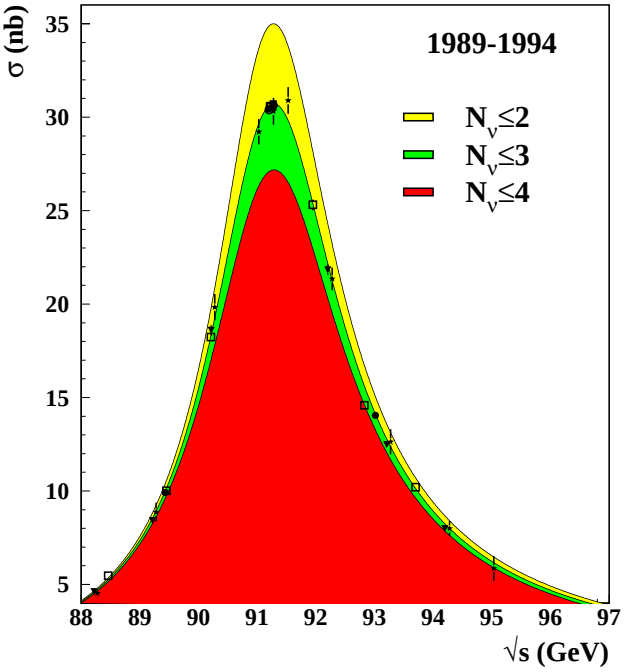


Figure VI.4.16: Détermination de N_ν à partir des sections efficaces $\sigma_{had}(s)$ mesurées à Aleph entre 1990 et 1994, comparées aux prédictions du modèle standard dans les cas $N_\nu = 2$, $N_\nu = 3$ et $N_\nu = 4$.

détermination [30]. A partir de la relation définissant la largeur invisible dans l'hypothèse d'universalité:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{had} - 3\Gamma_l \tag{VI.4.37}$$

on peut introduire les paramètres R_l, M_Z et σ^0_{had} mesurés précisemment et faiblement corrélés, et ré-écrire cette relation à l'aide de (VI.3.27) sous la forme:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_l \left(\sqrt{\frac{12\pi R_l}{M_Z^2 \sigma^0_{had}}} - R_l - 3 \right) \tag{VI.4.38}$$

Or, dans le cadre du modèle standard, le rapport Γ_{inv}/Γ_l est précisemment connu, car la présence des largeurs au numérateur et au dénominateur conduit à la réduction des incertitudes dues à l'influence des corrections universelles (faisant intervenir la masse m_t et m_H). La valeur prédite, qui vaut [31]:

$$\left(\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_l}\right)_{MS} = 1.992 \pm 0.003 \tag{VI.4.39}$$

permet alors la détermination précise du nombre de familles de neutrinos légers, à partir de la relation $N_\nu = \Gamma_{inv}/\Gamma_\nu$ et de:

$$N_\nu = \left(\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu}\right)_{MS} \left(\sqrt{\frac{12\pi R_l}{M_Z^2 \sigma_{had}^0}} - R_l - 3\right) \tag{VI.4.40}$$

La détermination du paramètre dérivé Γ_{inv} extrait de l'ajustement des données 89-94 dans l'hypothèse d'universalité est représentée sur la figure VI.4.17, où sa valeur est trouvée en bon accord avec celle du modèle standard:

$$\Gamma_{inv} = 499.9 \pm 3.7 \ MeV/c^2 \tag{VI.4.41}$$

Une des principales sources d'incertitude sur Γ_{inv} provient de l'erreur théorique sur la

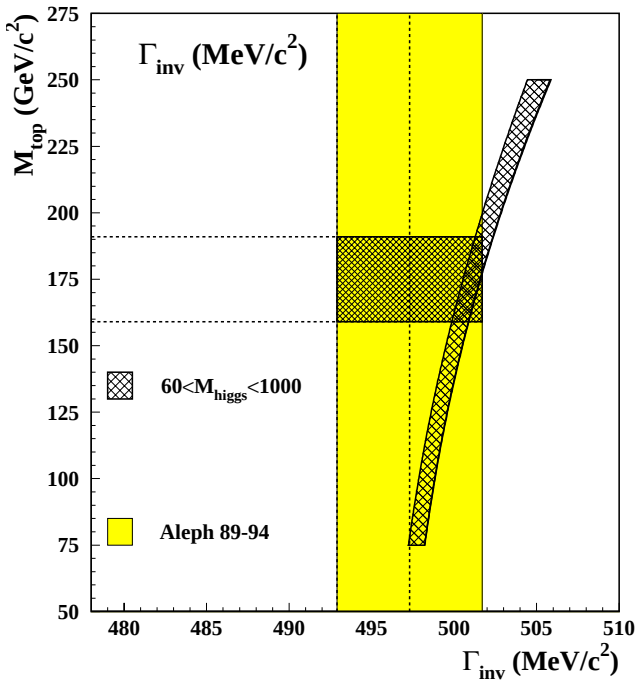


Figure VI.4.17: Largeur invisible Γ_{inv} extraite de l'ajustement à 5 paramètres des données accumulées entre 1990 et 1994. Les valeurs prédites par le modèle standard sont superposées en fonction de m_t, m_H.

mesure de la luminosité, qui contribue pour 1.7 MeV/c^2 avec $\Delta\Gamma_{inv} = 3.3 \oplus 1.7 \ MeV/c^2$. Le nombre N_ν déterminé est alors:

$$N_\nu = 2.986 \pm 0.020 \tag{VI.4.42}$$

Là encore, la détermination de N_ν devrait bénéficier d'une plus grande précision si l'incertitude théorique associée à la luminosité est réduite, puisque celle-ci compte pour environ 0.012 ($\Delta N_\nu = 0.016 \oplus 0.012$).

VI.4.3 Détermination de $\alpha_s(M_Z^2)$

Dans le modèle standard, les paramètres σ^0_{had} et R_l sont peu sensibles, comme on l'a vu, aux effets de m_t et m_H intervenant principalement dans les corrections universelles. Leurs valeurs permettent donc un test du modèle standard sans les incertitudes attachées à ces masses. La figure VI.4.18 représente ainsi dans le plan (R_l, σ^0_{had}) les contours obtenus pour les paramètres mesurés σ^0_{had} et R_l et compare les valeurs prédites dans le modèle standard pour différentes valeurs de α_s.
En fait, α_s est principalement dérivé de la mesure du rapport R_l, caractérisé par une grande sensibilité à α_s en même temps que par une faible sensibilité aux effets des corrections universelles qui se compensent dans le rapport des largeurs, aux réserves exprimées précedemment dans la partie concernant R_l. Dans le cadre du modèle minimal standard, on peut alors extraire la valeur de α_s à l'aide du développement à l'ordre 3[29]:

$$R_l = R_l^0 \left(1 + 1.060\frac{\alpha_s}{\pi} + (0.9 \pm 0.1)(\frac{\alpha_s}{\pi})^2 - 15(\frac{\alpha_s}{\pi})^3\right) \qquad \text{(VI.4.43)}$$

où $R_l^0 = 19.936 \pm 0.029$ [22] est tiré du modèle standard, et calculé dans le cas où les interactions fortes ne sont pas considérées dans l'état final. Il est à noter que cette détermination suppose Γ_b fixé dans le modèle standard minimal.

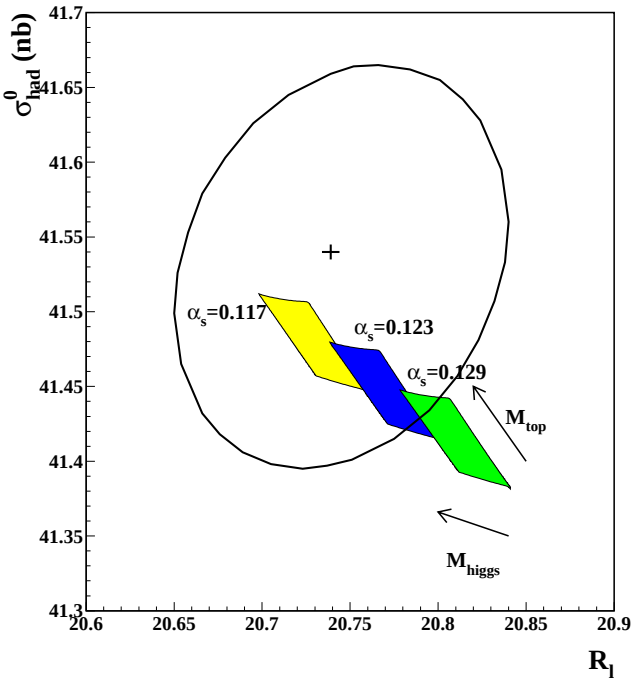


Figure VI.4.18: Résultats dans le plan (R_l, σ^0_{had}) des mesures effectuées à partir des données de 1990 à 1994. Les prédictions du modèle standard pour différentes valeurs de α_s sont présentées.

La mesure de R_l sur les données enregistrées de 1990 à 1994 fournit alors la valeur de la constante de couplage forte α_s:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.117 \pm 0.011 \qquad \text{(VI.4.44)}$$

D'autres mesures de $\alpha_s(M_Z^2)$ sont fondées sur l'idée que le rapport des événements à 3 "jets" sur les événements à deux "jets" est proportionnel à α_s. Elles sont alors extraites des paramètres de forme des événements hadroniques, qui en permettent la différenciation. Pour les données Aleph de 1989 à 1993, le résultat obtenu est en accord avec la valeur tirée de R_l:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.006 \tag{VI.4.45}$$

Enfin, ce résultat est en remaquable accord avec la valeur du PDG 1994, qui moyenne l'ensemble des déterminations de α_s:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.117 \pm 0.005 \tag{VI.4.46}$$

VI.4.4 Couplages effectifs et $sin^2\theta_W^{eff}$

Les couplages leptoniques axial et vectoriel peuvent être déterminés à partir des asymétries et des largeurs leptoniques. En effet, dans le cadre du modèle standard, les asymétries leptoniques au pôle du Z s'écrivent:

$$A_{FB}^{0l} = 3\frac{g_{Ve}g_{Ae}}{(g_{Ve}^2 + g_{Ae}^2)}\frac{g_{Vl}g_{Al}}{(g_{Vl}^2 + g_{Al}^2)} \tag{VI.4.47}$$

tandis que les largeurs leptoniques s'écrivent:

$$\Gamma_l = \frac{G_\mu M_Z^3}{24\pi\sqrt{2}}\left(g_{Vl}^2 + g_{Al}^2\right)\left(1 + \frac{3\alpha}{4\pi}\right) \tag{VI.4.48}$$

Les valeurs obtenues pour les couplages axiaux et vectoriels pour les 3 familles leptoniques

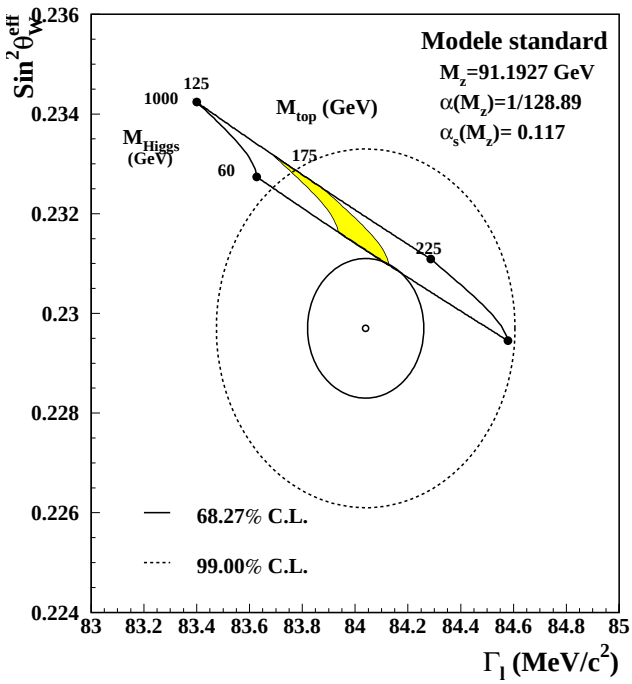


Figure VI.4.19: Résultats de $sin^2\theta_W^{eff}$ extrait des couplages leptoniques et de la largeur leptonique Γ_l dans le plan $\left(\Gamma_l,\ sin^2\theta_W^{eff}\right)$. Les paramètres du modèle standard sont $\alpha_s = 0.117$, $M_Z = 91,188\ GeV/c^2$. La masse du top est modifiée de 125 à 225 GeV/c^2 et m_H de 60 à 1000 GeV/c^2. Le résultat de la mesure de m_t à Fermilab est indiqué en grisé.

sont reportées dans la table VI.4. Dans l'hypothèse d'universalité, les résultats sur ces couplages sont:

$$g_{Vl} = -0.0407 \pm 0.0023, \; g_{Al} = -0.50126 \pm 0.00067 \tag{VI.4.49}$$

A partir de ces définitions, l'angle de mélange effectif pour les leptons est:

$$sin^2\theta_W^{eff} = \frac{1}{4}(1 + \frac{g_{Vl}}{g_{Al}}) \tag{VI.4.50}$$

Par cette définition, $sin^2\theta_W^{eff}$ contient les corrections électro-faibles universelles (corrections aux propagateurs) ainsi que les corrections dépendant de la saveur des produits finaux (corrections aux vertex). Les valeurs de cet angle sont donc à priori différentes pour les leptons et les quarks. Cependant, comme il a été montré dans le chapitre I, l'ampleur de ces corrections dépendant de la saveur du fermion final est très faible (le b excepté).
Dans le cas des leptons, $sin^2\theta_W^{eff}$ vaut alors:

$$sin^2\theta_W^{eff} = 0.2297 \pm 0.0011 \tag{VI.4.51}$$

La figure VI.4.19 reporte le résultat de cette détermination dans le plan $\left(\Gamma_l, \; sin^2\theta_W^{eff}\right)$, où les prédictions du modèle standard sont également montrées. Les résultats sont compatibles à 1.5 sigma, les valeurs de $sin^2\theta_W^{eff}$ extraites à partir des asymétries semblant favoriser de hautes valeurs de m_t, comme le montrait déja la figure VI.3.12.
D'autres mesures de $sin^2\theta_W^{eff}$ à partir des couplages effectifs sont extraites des mesures d'asymétries: il s'agit des asymétries tirées de la polarisation $< P_\tau >= -\mathcal{A}_\tau$, de $\mathcal{A}_e$, des asymétries des états finaux $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ (avec des facteurs correctifs dépendants de la saveur) ou de l'asymétrie de charge Q_{FB}. Les résultats obtenus à Aleph sont donnés dans la table VI.9 [23]. Une bonne compatibilité entre les différentes déterminations de $sin^2\theta_W^{eff}$ est obtenue, bien que la valeur tirée des asymétries leptoniques soit à plus de 2 déviations standards de la moyenne des résultats. Cette valeur doit aussi être comparée

Mesures	$sin^2\theta_W^{eff}$
A_{FB}^{0l}	0.2297 ± 0.0011
$\mathcal{A}_\tau$	0.2329 ± 0.0019
$\mathcal{A}_e$	0.2338 ± 0.0021
A_{FB}^{0b}	0.2335 ± 0.0010
A_{FB}^{0c}	0.2299 ± 0.0030
$< Q_{FB} >$	0.2323 ± 0.0014
Moyenne	0.2321 ± 0.0006

Tableau VI.9: Mesures de $sin^2\theta_W^{eff}$ obtenues à Aleph à partir des asymétries.

avec la détermination la plus précise de $sin^2\theta_W^{eff}$, extraite de la mesure de l'asymétrie droite-gauche A_{LR} réalisée à SLD. La valeur moyenne tirée des données 1992, 1993 et 1994 (préliminaires) conduit à [32]:

$$sin^2\theta_W^{eff} = 0.2305 \pm 0.0005$$

VI.4.5 Interpretation des résultats en terme de m_{top}

Les prédictions dans le cadre du modèle standard minimal nécessitent la connaissance de G_μ, M_Z, de la contante de couplage α_{QED} et des masses fermioniques, qui interviennent par le biais de leur couplage au bosons (Z, W, H) dans le calcul des corrections radiatives. Inversement, à partir des valeurs trouvées pour les obsevables précédentes, des contraintes peuvent être posées sur les masses m_H et m_t dont dépendent les prédictions du modèle standard sur ce même ensemble d'observables.
Parmis les observables sensibles à m_t, les largeurs partielles Γ_f et totale Γ_Z admettent une dépendance en m_t par le biais du paramètre ρ, qui provoque leur accroissement avec m_t. La seule exception est cependant le paramètre Γ_b qui diminue avec m_t en raison de corrections spéciales aux vertex, causant ainsi dans le modèle standard la diminution avec m_t des valeurs prédites pour R_l.
La sensibilité à la masse du quark top des différentes grandeurs mesurées dépend donc de l'ensemble d'observables utilisées. Les contraintes indirectes sur m_t sont aussi fonction de la précision avec laquelle ces dernières sont déterminées.
La procédure utilisée consiste alors pour un ensemble d'observables, à forcer l'accord entre les valeurs mesurées avec les valeurs prédites dans le cadre standard, contraignant par la même m_t. La valeur obtenue est alors définie comme la valeur pour laquelle l'accord obtenu est le meilleur *dans le cadre standard.*
Dans notre cas, les paramètres utilisés en entrée sont:

$$\left(M_Z,\ \Gamma_Z,\ \sigma^0_{had},\ R_l,\ A^{0l}_{FB}\right) \tag{VI.4.52}$$

Les corrélations doivent également être prise en compte (elles interviennent dans la matrice de covariance) et sont entrées sous la forme présentée dans la table VI.6.
Le programme [33] détermine alors dans le cadre standard, une fois fixés les paramètres fondamentaux (α, G_μ, M_Z, m_t, m_f) les prédictions des valeurs des observables de la résonance et des asymétries pour trois masses du Higgs (60, 300 et 1000 GeV/c^2). Un ajustement des valeurs mesurées et de leur prédiction est alors réalisé (minimisation de χ^2) jusqu'à ce que l'écart soit minimal.

VI.4.5.1 Ajustement de m_t à partir des résultats Aleph.

Les valeurs obtenues pour m_t en utilisant les cinq observables précédentes sont:

$$m_t = 201^{+16}_{-18}\ {}^{+16}_{-15}\ GeV/c^2 \tag{VI.4.53}$$

pour une valeur ajustée de α_s:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.113 \pm 0.006^{+0.003}_{-0.002} \tag{VI.4.54}$$

où la seconde incertitude apparait lorsque l'on fait varier la masse m_H de 60 à 1000 GeV/c^2. Le χ^2 du fit est bon puisque l'on obtient $\chi^2/d.o.f = 1.9/2$.

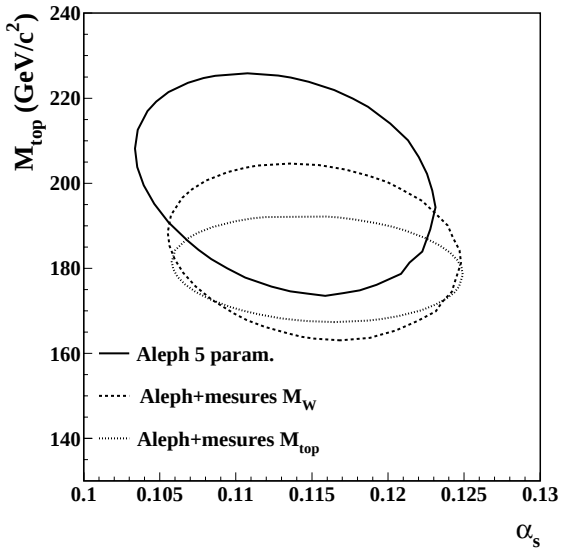


Figure VI.4.20: Contour à 68% de C.L. résultant de l'ajustement de m_t et de $\alpha_s(M_Z^2)$ à partir des données Aleph provenant des 5 paramètres de la lineshape.

Les résultats concernant les asymétries leptoniques tendent à favoriser une masse du top élevée, puisque si l'on exclut ce paramètre de l'ensemble d'observables de départ, le résultat suivant est obtenu:

$$m_t = 188^{+20}_{-23}\ ^{+15}_{-11}\ GeV/c^2 \tag{VI.4.55}$$

pour une valeur ajustée de $\alpha_s(M_Z^2) = 0.117 \pm 0.007^{+0.003}_{-0.003}$.

Paramètre fitté	Aleph (89-94)	Aleph + mesures M_W
m_t (GeV/c^2)	201^{+16+16}_{-18-15}	185^{+13+14}_{-15-16}
$\alpha_s(M_Z^2)$	0.113 ± 0.006	0.115 ± 0.006
M_W (GeV/c^2)	80.503 ± 0.130	80.393 ± 0.088
χ^2/ndf	1.9/2	3.78/2

Tableau VI.10: Ajustement de la masse du top et de $\alpha_s(M_Z^2)$ à partir des paramètres de la résonance du Z sans contrainte extérieure et avec contrainte des mesures de $\frac{M_W}{M_Z}$ (UA2) et de M_W (CDF+D0+UA2).

On peut contraindre l'ajustement à partir des résultats sur la mesure de la masse du W, soit directement auprès de collisionneurs $p\bar{p}$ soit à partir des expériences de diffusion neutrinos:

- par le rapport des masses des bosons $\frac{M_W}{M_Z}$ effectué à UA2 [34]:

$$\frac{M_W}{M_Z} = 0.8133 \pm 0.0041$$

- par la mesure directe de M_W à CDF, D0 et UA2. La valeur moyenne utilisée est alors [35]:

$$M_W = 80.23 \pm 0.18\ GeV/c^2$$

- par l'angle $\sin^2\theta_W \equiv 1 - M_W^2/M_Z^2$ (Sirlin) extrait des expériences de diffusion νN à CDHS [36], CHARM [37] et CCFR [38]:

$$1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = 0.2253 \pm 0.0047$$

Les résultats, reportés sur la table VI.10, montrent que ces contraintes tendent à ramener la valeur ajustée à des valeurs plus proches de m_t mesurée. Le χ^2 de l'ajustement indique cependant une déterioration de la qualité du fit. Ce n'est plus le cas si les mesures d'asymétries ne sont plus utilisées dans l'ensemble de départ.
La contrainte d'obtenir une masse de top en accord avec la valeur mesurée par les collaborations CDF et D0 conduit à une masse $m_t = 180 \pm 8 \pm 3\ GeV/c^2$.
La figure VI.4.20 représente le contour correspondant à 68% C.L. obtenu dans le plan (α_s, m_t) dans les deux cas. Les valeurs obtenues sont compatibles avec les mesures effectuées à CDF et D0.

VI.4.5.2 Contraintes sur la masse du Higgs

La dépendance des observables utilisées en la masse du Higgs apparait par le biais de ρ, et est au mieux logarithmique. Elle est de plus corrélée avec la dépendance quadratique en m_t excepté dans le cas des désintégrations $Z \to b\bar{b}$. Notre analyse conduit à des limites peu restrictives sur m_H. La figure VI.4.21 représente l'évolution du χ^2 en fonction de la masse m_H à partir des mesures indirectes effectuées à Aleph, puis en ajoutant les contraintes sur les mesures de masses du W, et enfin en ajoutant la contrainte de la mesure directe effectuée par CDF et D0:

$$m_t = 175 \pm 9\ GeV/c^2$$

Dans ce cas, la masse du Higgs apparait plus contrainte, puisqu'à 2.7σ, ce qui correspond environ à 95% C.L., on obtient:

$$m_H < 400\ GeV/c^2$$

Aucune contrainte forte ne peut donc être extraite à partir des observables utilisées dans notre analyse seule. La préférence pour de faibles valeurs de m_H apparait significative lorsque les résultats de la mesure directe de m_t sont utilisés.

VI.5 Conclusions

L'ajustement des paramètres M_Z, σ^0_{had}, Γ_Z, R_l et des asymétries leptoniques au pôle A^{0l}_{FB} a été effectué à partir des données Aleph accumulées de 1990 à 1994. Les conclusions sont:

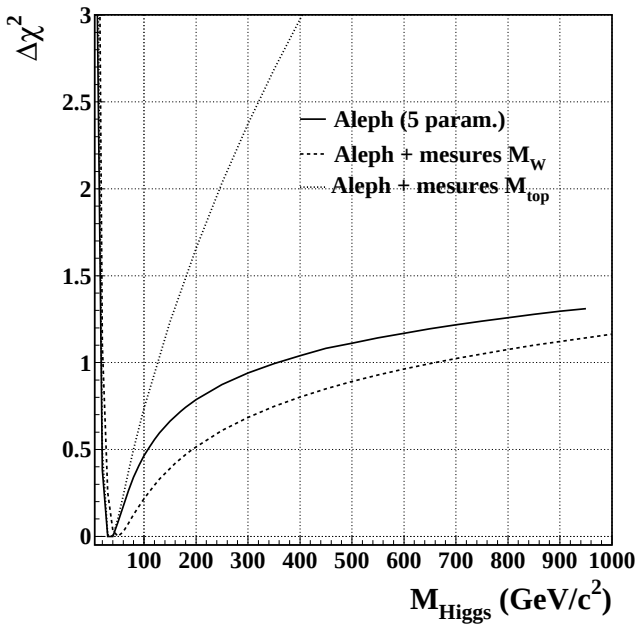


Figure VI.4.21: Sensibilité de l'ajustement des paramètres de la lineshape à la masse du Higgs. Le χ^2 des ajustements de m_t et α_s pour les différentes masses de Higgs est représenté pour les données Aleph seules, les données Aleph plus les mesures de M_W et enfin les mesures de Aleph plus les contraintes sur m_t mesurée à Fermilab.

- un remarquable accord est observé pour les quatre premiers paramètres avec les prédictions effectuées dans le cadre du modèle standard. L'universalité des familles leptoniques est vérifiée à mieux que 0.5% séparemment à partir des largeurs et des asymétries leptoniques. Le nombre de 3 familles de neutrinos légers est confirmé et conduit à un remarquable accord avec Γ_{inv} lorsque $N_\nu = 3$ est supposé. La valeur extraite de $\alpha_s(M_Z^2)$ à partir de R_l et Γ_Z *dans le cadre standard* est en bon accord avec les mesures provenant des paramètres de forme des hadrons. Elle est de:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.117 \pm 0.011$$

- une différence de près de 2 déviations standards avec le modèle standard est mesurée pour les valeurs des asymétries leptoniques, conduisant à une valeur de $sin^2\theta_W^{eff}$ à plus 2 déviations standards de l'angle mesuré à partir d'autres observables à Aleph. Ce fait reste à étudier.

- si l'on se place dans le cadre du modèle standard minimal, des contraintes peuvent être établies sur m_t par le biais des corrections radiatives comprises dans ρ. La masse du top obtenue à partir de ces observables est alors:

$$m_t = 201^{+16+16}_{-18-15}\ GeV/c^2$$

  supérieure à la valeur mesurée par CDF et D0, mais compatible avec les incertitudes.

- aucune contrainte significative indirecte sur m_H ne peut être extraite de l'ensemble d'observables utilisé. Le χ^2 des ajustements semble cependant favoriser un Higgs de basse masse, ce qui est confirmée si l'on utilise les mesures directes de CDF et D0 comme contrainte.

Bibliographie

[1] M. Martinez et al. 'Model independent fitting to Z line shape', Z. Phys. C49(1991) 645-655

[2] B.A. Kniehl and A. Sirlin, Phys. Rev. D47(1993)883.
S. Fanchiotti, B.A. Kniehl and A. Sirlin, Phys. Rev. D48(1993)307.
R. Barbieri et al., Phys. Lett. B288(1992)95.
K.G.Chetyrkin, J.H. Kuhn, Phys. Lett. B248(1990)359.
K.G.Chetyrkin, J.H. Kuhn, Phys. Lett. B282(1992)221.
J. Fleisher, O.V. Tarasov and F.Jegerlehner, Phys. Lett. B293(1992)437.
S. Jadach, M. Skrzypek, M. Martinez, Phys. Lett B280(1992)129.

[3] M. Martinez and F. Teubert, Z Phys. C65(1995) 267-275

[4] S. Jadach et al., Phys. Lett. B257(1991)173.
S. Jadach, private communication, S. Jadach et al., "Higher order Radiative corrections to Bhabha scattering at low angles: YFS Monte Carlo approach", (présentée au "Tennesse Internat. Symposium on Rad. corrections, Gatlinburg) CERN-TH 7452/94 (1994)

[5] Z. Was et S. Jadach, Phys. Rev. D41(1990)1425.

[6] M. Bohm, A. Denner and W. Hollik, Nucl. Phys. B304(1988)687.
F.A. Berends, R. Kleiss and W. Hollik, Nucl. Phys. B304(1988)712.

[7] S. Jadach, E. Richter-Was, Z. Was and B.F.L. Ward, Phys. Lett. B268(1991)253.
S. Jadach, E. Richter-Was, Z. Was and B.F.L. Ward, Comput. Phys. Commun. 70(1992)305.
S. Jadach and B.F.L. Ward, Phys. Rev. D40(1989)3582.

[8] T.A. Fearnley, J.D. Hansen Aleph note of January 15, 1993.

[9] Measurement of the Absolute luminosity with the ALEPH detector CERN PPE/91-129.

[10] The Sical luminosity analysis ALEPH note 93-149, PHYSIC 93-129

[11] The Sical luminosity analysis ALEPH note 95-???, PHYSIC 95-??? (16 feb. 1995)

[12] A. Bazarko et al., note ALEPH 96-020/ PHYSIC 96-019.

[13] L. Arnaudon et al., Phys. Lett. B284(1992)431.

[14] The LEP energy working group, Z. Phys. C66(1995) 567.

[15] B. Jacobsen (Avril 94), ALEPH 94-060 / PHYSIC 94-054.

[16] S. Jadach, M. Skrzypek et M. Martinez, Phys. Lett. B280(1992) 129-136.

[17] A. Lucotte et F. teubert, "Fits to Cross Sections and F-B Asymetries', ALEPH 95-035 / PHYSIC 95-033.

[18] A. Bazarko et al., note ALEPH 96-020/PHYSICS 96-019.

[19] D. Decamp et al., Aleph coll., Z. Phys. C48(1990)365.

[20] D. Decamp et al., Aleph coll., Z. Phys. C53(1992)1.

[21] D. Buskulic et al., Aleph coll., Z. Phys. C60(1993)71.

[22] D. Buskulic et al., Aleph coll., Z. Phys. C62(1994)461.

[23] G. Ganis, M. Girone, A. Gregorio, note ALEPH 95-078/PHYSICS 95-072.
S. Orteu, I. Riu, note ALEPH 95-076/PHYSICS 95-070.
R. Boswell, L. Thomson, note ALEPH 95-077/PHYSICS 95-071.

[24] A. Blondel et M. Pepe. Meeting Aleph.

[25] Aleph coll. pour conference de Bruxelles, 'Preliminary Results on Z cross-sections and Lepton FB asymmetries using 1994 data', EPS95Ref eps0398.

[26] P. Langaker, Séminaire CERN "Electro-weak interactions" du 17-21 Octobre 1994.

[27] A. Blondel et C. Verzegnassi, Phys. Lett B311(1993)346-356.

[28] Conference de La Thuile, 18-22 Mars 1996.

[29] T. Hebbecker, M. Martinez, G. Passarino, G. Quast, CERN-PPE/94-44, Phys. Lett. B331 (1994) 165.

[30] M. Davier, "electroweak physics with LEP", LAL 91-18(1992).

[31] D. Decamp et al, Aleph coll., Z. Phys. C53(1992)1.
D. Decamp et al, Aleph coll., Z. Phys. C48(1990)365.

[32] Ancienne valeur: SLD collaboration, K. Abe et al. Phys. Rev. Lett 73(1994)25.
Valeur utilisée = valeur préliminaire à partir des données 93-95 (Moriond 1996).

[33] Librairie BHM, Manel Martinez, Aleph coll.

[34] J. Alitti et al., UA2 Collaboration, Phys. Lett. B241(1990)150.

[35] M. Demarteau et al., CDF/PHYS/CDF/PUBLIC/2552 et note D0 2115 (1994).

[36] H. Abramowicz et al., CDHS collaboration, Phys. rev. Lett B57(1986)298
A. Blondel et al., CDHS collaboration, Z. Phys. C45(1990)361.

[37] CHARM collaboration, J.V. Allaby et al., Phys. Lett. B177(1986)446.
CHARM collaboration, J.V. Allaby et al., Z. Phys. C36(1987)611.

[38] C.G. Arroyo et al., CCFR collaboration, Phys. Rev. Lett B72(1990)3452.