

ORSAY
n° d'ordre:

LAL 96-27
Mai 1996

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

*présentée
pour obtenir*

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Irena NIKOLIC

**La mesure de la polarisation du lepton tau
dans l'expérience ALEPH
en utilisant la direction du tau**

Soutenue le 14 Mai 1996 devant la Commission d'examen

MM. J. LEFRANÇOIS Président
F. BOUDJEMA
M. DAVIER
F. LE DIBERDER
A. ROUGÉ
F. VANNUCCI

Remerciements

Je remercie tout d'abord chaleureusement Michel Davier qui m'a accueilli au laboratoire et qui a dirigé cette thèse. Je le remercie pour ses nombreux conseils, pour ses explications, pour sa patience et pour ses encouragements. Je l'assure de toute ma gratitude de m'avoir permis de travailler avec lui pendant trois ans.

Je remercie François Le Diberder et François Vannucci d'avoir pris le temps d'être les rapporteurs de cette thèse ainsi que pour l'attention et les conseils qu'ils m'ont données. Je remercie également Fawzi Boudjema et André Rougé d'avoir accepté de faire partie de ce jury. Merci à Jacques Lefrançois d'avoir accepté de le présider.

Merci à Philippe Heusse pour sa manière de coordonner le groupe ALEPH au laboratoire et pour sa gentillesse.

Merci à Anne-Marie Lutz pour sa lecture attentive de cette thèse, ses remarques, ses explications et ses encouragements. Merci à François Le Diberder pour ses conseils. Merci à Laurent Dufлот pour son aide et son amitié.

Je remercie tous les membres du groupe τ d'ALEPH-LAL guidé par Michel Davier, notamment Anne-Marie Lutz, François Le Diberder, Ricard Alemany, Hjong-Jong Park, Inkju Park, DoWon Kim, Andreas Höcker et Shaomin Chen avec lesquels se fut un plaisir de travailler. Merci à Andreas pour les nombreuses discussions sur les non moins nombreux effets systématiques et pour sa permanente bonne humeur.

Je remercie tous les physiciens du groupe ALEPH-LAL, pour leur sympathie et pour la bonne ambiance de travail qui règne au deuxième étage du bâtiment 208. Merci à R. Alemany, J. Boucrot, O. Callot, A. Cordier, M. Davier, L. Dufлот, J.-F. Grivaz, Ph. Heusse, A. Höcker, A. Jacholkowska, M. Jacquet, P. Janot, D.W. Kim, F. Le Diberder, J. Lefrançois, A.-M. Lutz, G. Musolino, H.J. Park, I.C. Park, M.-H. Schune, L. Serin, S. Simion, E. Tournefier, J.-J. Veillet, I. Videau et D. Zerwas.

Merci à Nicole Mathieu pour ses corrections de ce manuscrit.

Enfin, merci à Edouard pour son infinie patience pendant ces trois années.

Table des matières

I	Le cadre théorique et experimental	11
1	Le modèle standard et les mesures de précision	13
1.1	Le modèle standard des interactions électrofaibles	13
1.2	Introduction sur les tests de précision	15
1.3	Les paramètres de la résonance Z^0	16
1.3.1	La masse et la largeur du Z^0	16
1.3.2	La section efficace hadronique	17
1.3.3	Les largeurs partielles en leptons	17
1.3.4	La largeur partielle invisible et le nombre de familles des neutrinos .	18
1.3.5	La largeur partielle en quarks b et R_b	18
1.3.6	La largeur partielle en quarks c et R_c	19
1.4	Les asymétries	19
1.4.1	Les définitions de $\sin^2 \theta_W$	19
1.4.2	La section efficace de production des fermions	21
1.4.3	La polarisation	22
1.4.4	Les asymétries avant-arrière	23
1.4.5	Les asymétries avec des faisceaux polarisés	26
1.5	L'accès à la nouvelle physique:les paramétrisations	28
1.6	Conclusion	29
2	Les propriétés principales du lepton tau	31
2.1	La mesure de la masse du τ	31
2.2	La durée de vie du τ	31
2.3	Le courant chargé	33
2.3.1	Les rapports d'embranchement du τ	33
2.3.2	L'universalité $e - \mu - \tau$	33
2.3.3	Les paramètres de Michel	35
2.4	Le courant neutre	36
2.5	Le neutrino ν_τ	36
2.5.1	La masse du neutrino τ	36
2.5.2	Les oscillations du neutrino τ	37
2.6	Le τ comme laboratoire QCD	37
3	La mesure de la polarisation du tau	39
3.1	Les premières mesures de la polarisation du tau	39
3.2	L'optimisation de la mesure de la polarisation	42
3.2.1	La distribution des produits de désintégration	42

3.2.2	La variable optimale	43
3.3	L'expression des observables optimales	45
3.3.1	La désintégration en trois hadrons	45
3.3.2	La désintégration en deux hadrons	51
II	Le dispositif expérimental et les outils d'analyse	53
4	Le dispositif expérimental	55
4.1	Le collisionneur LEP	55
4.2	Le détecteur ALEPH	55
4.3	Les détecteurs de traces chargées	56
4.3.1	Le détecteur de vertex:le VDET	56
4.3.2	La chambre à dérive interne:l'ITC	57
4.3.3	La chambre à projection temporelle:la TPC	58
4.3.4	Le calorimètre électromagnétique:le ECAL	59
4.3.5	Le calorimètre hadronique (le HCAL) et les chambres à muons	61
4.4	L'identification des particules	63
5	Les algorithmes pour l'analyse des taus	65
5.1	La sélection des événements $\tau^+\tau^-$:le programme TSLT	65
5.1.1	Algorithme " flot d'énergie"	66
5.1.2	Les coupures d'acceptance et de multiplicité	66
5.1.3	Les coupures spécifiques	67
5.1.4	Des coupures additionnelles contre le bruit de fond leptonique	68
5.1.5	Le résultat de la sélection	69
5.2	L'identification des particules chargées:le programme TAUPIDX	70
5.3	Le traitement des π^0 :le programme PEGASUS	72
5.3.1	Les photons	73
5.3.2	Les π^0	75
5.3.3	Les photons résiduels	78
5.4	La classification des désintégrations des taus:TOPCLAS	83
5.5	Les programmes de simulation	83
6	La sélection d'événements pour l'analyse de la polarisation	87
6.1	Le canal π	87
6.2	Les canaux ρ et a_1	91
III	La méthode pour la mesure de la polarisation avec la direction du tau	95
7	La mesure de la direction du tau	97
7.1	La cinématique des désintégrations hadroniques des paires de taus	97
7.2	Les effets qui dégradent la mesure de la direction du tau	99
7.2.1	L'effet du rayonnement dans l'état initial ou final	99
7.2.2	Les mauvaises hypothèses cinématiques	101
7.2.3	Les effets de détecteur	102

7.3	Le traitement des événements où deux directions taus sont reconstruites . . .	110
7.3.1	Les différentes approches envisagées	110
7.3.2	La méthode retenue:le vecteur d'approche minimale entre les deux hadrons	118
7.4	L'échantillon hadronique final	125
8	Étude Monte Carlo des sensibilités des différentes mesures de la polari- sation	129
8.1	Introduction	129
8.2	Le traitement de la direction pour la polarisation	129
8.2.1	L'extraction de la polarisation	130
8.2.2	Le traitement des événements où deux directions sont mesurées . . .	130
8.3	La compréhension des sensibilités obtenues	131
8.4	Les événements avec une seule direction	135
8.5	Récapitulation	137
8.6	La corrélation entre les mesures de la polarisation avec et sans l'utilisation de la direction	137
IV	Les résultats de la mesure de la polarisation	139
9	L'étude des erreurs systématiques dans la polarisation du tau	141
9.1	Introduction	141
9.2	Les systématiques dues à la sélection des événements	141
9.3	Les systématiques d'identification des particules chargées	150
9.4	Les systématiques des photons et des π^0	152
9.4.1	Les distributions de référence	152
9.4.2	La simulation des faux photons	155
9.4.3	La coupure sur la distance entre le photon et la trace chargée	162
9.4.4	Le seuil en énergie des photons	170
9.4.5	La reconstruction des π^0	175
9.5	Les erreurs systématiques dues à la calibration	177
9.5.1	La calibration du ECAL	177
9.5.2	La calibration de la TPC	180
9.6	La reconstruction des traces proches dans le canal $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$	182
9.7	La dynamique de désintégration dans le canal a_1	182
9.8	Les systématiques des rapports d'embranchement des taus	183
9.9	Le bruit de fond non-tau	184
9.10	La statistique du Monte Carlo.	184
9.11	Résultats des études systématiques	184
10	Les résultats de la mesure de la polarisation	189
10.1	Les canaux hadroniques	189
10.2	Les canaux leptoniques	205
10.3	L'extraction de \mathcal{A}_e et \mathcal{A}_τ	205
10.3.1	L'ajustement en $\cos\theta$	205
10.3.2	Les corrections électrofaibles	206
10.3.3	L'erreur statistique et les corrélations entre les hémisphères	207

10.3.4 Les résultats d'ALEPH	210
10.4 Les résultats des autres expériences LEP	211
10.5 Conclusion et perspectives	212
11 Conclusion	215
A Les tenseurs leptoniques et hadroniques	217

Introduction

L'un des buts principaux de la construction du LEP et de l'expérience ALEPH a été d'étudier les interactions électrofaibles et leur description dans le cadre du modèle standard. La première phase du fonctionnement du LEP, celle dédiée à l'étude précise des couplages du boson intermédiaire Z^0 aux fermions, vient de s'achever en 1995. Ce travail se situe dans le cadre de ces mesures de précision, et traite plus particulièrement de l'étude des couplages du Z^0 au lepton tau et de la mesure de l'angle de mélange électrofaible.

Le sujet de cette thèse est la mesure de la polarisation du τ , observable particulièrement intéressante. En effet, non seulement elle est très sensible à l'angle de mélange électrofaible, mais de plus, elle permet de tester l'universalité entre les couplages des électrons et ceux des taus. Il est ainsi possible de confronter l'expérience avec le modèle standard qui incorpore l'hypothèse d'universalité entre les familles.

Avec la grande quantité de données accumulées par ALEPH au cours des cinq dernières années, il fallait s'assurer que toute l'information contenue dans un événement τ est utilisée de la manière optimale. Dans les mesures précédentes de la polarisation, la direction du τ n'était pas utilisée. L'originalité de ce travail réside dans la prise en compte de cette information qui permet d'accroître la précision de la mesure de la polarisation et d'atteindre les limites sur cette précision.

Cette thèse est divisée en quatre parties. La première partie est consacrée aux aspects théoriques. Dans le Chapitre 1, nous rappelons brièvement quelles sont les observables dans le cadre du modèle standard qui contribuent aux mesures de précision. Les principales propriétés du lepton τ sont données dans le Chapitre 2. Le principe de la mesure de la polarisation est rappelé dans le Chapitre 3.

La deuxième partie est consacrée au dispositif expérimental et aux outils d'analyse. Après avoir brièvement décrit le détecteur ALEPH dans le Chapitre 4, et les programmes utilisés dans l'analyse des taus dans le Chapitre 5, nous décrivons la sélection d'événements utilisée dans l'analyse de la polarisation dans le Chapitre 6.

La troisième partie décrit la méthode développée pour utiliser la direction du τ avec la sensibilité optimale dans la mesure de la polarisation du τ . Le Chapitre 7 décrit comment la direction du τ est mesurée. Le Chapitre 8 donne les résultats d'une étude qui a servi à déterminer l'augmentation de la précision attendue grâce à l'utilisation de la direction dans la mesure de la polarisation.

La dernière partie est consacrée à l'exploitation de la méthode et aux résultats obtenus. L'étude des effets systématiques, dont la maîtrise est particulièrement importante lors d'une mesure de précision, est exposée dans le Chapitre 9. Finalement, les résultats de la mesure de la polarisation sur l'ensemble des données enregistrées entre 1990 et 1994 sont exposés dans le Chapitre 10. En conclusion, nous comparons la valeur mesurée de l'angle de mélange électrofaible aux prédictions théoriques, et aux autres mesures expérimentales.

Partie I

Le cadre théorique et experimental

Chapitre 1

Le modèle standard et les mesures de précision

1.1 Le modèle standard des interactions électrofaibles

Le modèle standard est composé d'une part du modèle de Glashow, Salam et Weinberg [1] décrivant l'ensemble des interactions électrofaibles pour les leptons, étendu aux hadrons par le mécanisme de GIM [2] et d'autre part de la chromodynamique quantique (QCD).

Le modèle standard des interactions électrofaibles est basé sur la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ proposée par Glashow en 1961, bien avant la découverte des courants neutres en 1973 [3] au CERN. Weinberg et Salam y incorporent les bosons massifs (W^\pm, Z^0) par le mécanisme de brisure de symétrie de Higgs en 1967. La théorie des interactions électrofaibles est couronnée de succès en 1983 lors de la découverte des bosons de jauge intermédiaires au CERN [4]. L'ère fructueuse des tests de précision de l'interaction électrofaible commence en 1989 au LEP. La première phase du fonctionnement du LEP, ayant pour but l'étude du boson de jauge Z^0 et de ses couplages aux fermions vient de s'achever en 1995. Cette thèse se situe dans ce cadre.

Dans le modèle standard, les fermions sont organisés en familles, représentées dans le Tableau 1.1. Seul le neutrino ν_τ manque à ce tableau depuis la découverte du quark top en 1994 [5]. Les fermions de chiralité gauche sont seuls sensibles à l'interaction faible. Ils sont organisés en doublets d'isospin faible, les particules de chiralité droite étant des singulets.

Les générateurs de $SU(2)$, au nombre de trois, forment un triplet vectoriel W_i^μ se couplant avec la constante de couplage g au courant d'isospin faible

$$J_\mu^i(f) = \frac{1}{2} \bar{\chi}_L \gamma_\mu \sigma_i \chi_L$$

où les σ_i sont les matrices de Pauli. Le générateur du groupe $U(1)$ est le champ vecteur noté B^μ , se couplant au courant d'hypercharge faible

$$j_\mu^Y(f) = \bar{\psi} \gamma_\mu Y \psi$$

avec la constante de couplage $g'/2$. Les champs W_μ^\pm sont reliés aux champs physiques chargés:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm W_\mu^2)$$

$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ e_R^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \\ \mu_R^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \\ \tau_R^- \end{pmatrix}_L$
$\begin{pmatrix} u \\ d' \\ u_R \\ d_R \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \\ c_R \\ s_R \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \\ t_R \\ b_R \end{pmatrix}_L$

Tableau 1.1: Les trois familles des fermions dans le modèle standard.

alors que les champs W_μ^3 et B_μ sont reliés aux champs neutres physiques par une rotation d'angle θ_W , dit angle de Weinberg:

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu \\ A_\mu &= -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \end{aligned}$$

Cet angle peut être défini par:

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z} = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (1.1)$$

La charge d'un fermion est reliée à la troisième composante d'isospin et à l'hypercharge par:

$$Q_f = I_3^f + \frac{Y_f}{2}$$

La symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée spontanément en $U(1)_{em}$ par le mécanisme de Higgs, ce qui permet de donner une masse aux bosons de jauge. Ces masses s'expriment en fonction de la valeur moyenne v dans le vide du champ de Higgs par:

$$M_W = \frac{1}{2} g v \quad (1.2)$$

$$M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g'^2 + g^2} v \quad (1.3)$$

La constante de Fermi G_F est reliée à v par:

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

Le lagrangien des interactions électrofaibles fait intervenir l'interaction électromagnétique (e.m), l'interaction faible neutre (NC) et chargée (CC)

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{e.m.} + \mathcal{L}_{NC} + \mathcal{L}_{CC}$$

où:

$$\mathcal{L}_{e.m.} = \sum_{f=\nu_e, e, \dots, t, b} e Q_f \bar{f} \gamma_\mu f A^\mu \quad (1.4)$$

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_{f=\nu_e, e, \dots, t, b} \left[-\frac{g}{2 \cos \theta_W} \right] \bar{f} \gamma_\mu [v_f - a_f \gamma_5] f Z_0^\mu \quad (1.5)$$

$$\mathcal{L}_{CC} = \sum_{l=\epsilon, \mu, \tau} \left[-\frac{g}{\sqrt{2}} \right] \left[\bar{\nu}_l \gamma_\mu \left[\frac{1 - \gamma_5}{2} \right] l W_+^\mu + \bar{l} \gamma_\mu \left[\frac{1 - \gamma_5}{2} \right] \nu_l W_-^\mu \right] \quad (1.6)$$

$$+ \sum_{q=u, c, t} \sum_{q'=d, s, b} \left[-\frac{g}{\sqrt{2}} \right] \left[\bar{q} \gamma_\mu \left[\frac{1 - \gamma_5}{2} \right] V_{qq'} q' W_+^\mu + \bar{q}' \left[\frac{1 - \gamma_5}{2} \right] V_{qq'}^* q W_-^\mu \right] \quad (1.7)$$

Le couplage des fermions au Z^0 est un couplage en $v - a\gamma_5$ où:

$$\begin{cases} v_f &= I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W \\ a_f &= I_3^f \end{cases}$$

dans le modèle standard.

$V_{qq'}$ est l'élément de la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [6]. La matrice de CKM, qui est une généralisation aux trois familles de quarks de la matrice de rotation de Cabibbo [7], s'écrit:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Les quarks d'une génération peuvent ainsi se coupler avec les quarks d'une autre génération dans le secteur chargé. Notons que l'existence des neutrinos massifs entraînerait une matrice de mélange entre les familles des leptons.

1.2 Introduction sur les tests de précision

Le LEP a été construit afin de tester la théorie des interactions électrofaibles. Dans le cadre de cette théorie chaque observable s'exprime en fonction des paramètres du modèle:

$$O_i = F(\alpha, G_\mu, M_Z, m_f, M_H, \alpha_s)$$

où α (la constante de structure fine) , G_μ (la constante de Fermi donnée par la durée de vie du muon) et M_Z (la masse du Z) sont connus avec une grande précision. Les masses des fermions le sont également, à l'exception de la masse du quark top sur laquelle l'incertitude expérimentale est de $\pm 15 \text{ GeV}$ [5]. La constante de couplage de l'interaction forte, $\alpha_s(M_Z)$ n'est connue qu'à 5% près. Par contre, la masse de boson de Higgs est inconnue. Les tests de précision effectués au LEP ont deux buts principaux: d'une part contraindre les masses du boson de Higgs et du quark top, et d'autre part tester la cohérence du modèle standard. La valeur de la masse du top prédite par ces tests de précision peut être confrontée à l'expérience depuis la découverte du quark top. La stratégie adoptée par les quatre expériences a été la suivante: un grand nombre d'observables sont mesurées avec la meilleure précision possible, puis sont confrontées aux prédictions du modèle standard. Ces grandeurs vont dépendre quadratiquement de la masse du quark top et logarithmiquement de la masse du boson de Higgs par les corrections radiatives (voir la fin du

chapitre). En ajustant l'ensemble des observables, on peut extraire la masse du top et dans une moindre mesure celle du Higgs. La qualité de l'ajustement va donner un test de la théorie.

Les observables sont de deux types: celles liées à la résonance Z^0 , et celles liées aux asymétries de production des paires de fermions. Nous les décrivons successivement, en distinguant les mesures faites avec des faisceaux non-polarisés (LEP) et celles faites en présence de polarisation des faisceaux (SLC).

1.3 Les paramètres de la résonance Z^0

A l'ordre le plus bas, la section efficace de production de la paire $f\bar{f}$ s'écrit:

$$\begin{aligned} \sigma_{f\bar{f}}(s) = & \sigma_{f\bar{f}}^0 \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2} \\ & + \text{terme d'interférence} \\ & + \text{échange de photons} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Le section efficace au pic du Z^0 s'écrit en fonction de la largeur partielle en fermions et en électrons:

$$\sigma_{f\bar{f}}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2}$$

Les paramètres suivants sont alors extraits: la masse (M_Z) et la largeur du Z^0 (Γ_Z), et les quantités $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_l$ pour $l = e, \mu, \tau$.

1.3.1 La masse et la largeur du Z^0

Dans le but de réduire les incertitudes sur la masse et la largeur du Z^0 , l'énergie dans le centre de masse a variée autour de la masse du Z^0 en 1990, 1991, 1993, puis en 1995. Les résultats présentés n'incluent pas les données de 1995. Le "scan" a été fait à partir de trois énergies différentes dans le centre de masse: le premier point est proche de la masse du Z^0 , et les deux autres points sont à $\pm 1.8 \text{ GeV}$ du pic.

La mesure de la masse du Z^0 est la mesure la plus précise faite au LEP [12]:

$$M_Z = 91.1884 \pm 0.0015_{\text{sys}} \pm 0.0016_{\text{stat}} \text{ (GeV}/c^2)$$

L'erreur systématique dominante est celle due à la calibration de l'énergie absolue délivrée par le LEP. La mesure de l'énergie des faisceaux est faite en utilisant la dé-polarisation résonnante par un champ magnétique oscillant. La polarisation transverse des faisceaux en orbite fermée croît en fonction du temps car les électrons de spin parallèle ou anti-parallèle au champ magnétique appliqué rayonnent avec des probabilités différentes. La fréquence de précession du spin des électrons est proportionnelle à leur énergie. Une perturbation périodique du faisceau est créée par un champ magnétique sinusoïdal de fréquence variable. Si cette perturbation est de la même fréquence que celle de la précession de spin, la polarisation du faisceau est perdue et l'énergie des faisceaux est déduite de la mesure de la fréquence. Malheureusement, la prise de données est interrompue pendant la période de la mesure (quelques heures). Des facteurs extérieurs affectent la stabilité de l'énergie des faisceaux: les forces gravitationnelles exercées par la lune, le niveau d'eau dans le

lac Léman et même le TGV sont, entre autres, des sources de perturbations qu'il faut corriger.

Pour la mesure de Γ_Z , c'est encore l'incertitude sur l'énergie du LEP qui domine, mais c'est l'incertitude relative qui joue cette fois. Cependant une autre source notable d'erreurs systématiques vient du niveau du bruit de fond des événements $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$. La valeur de la largeur du Z^0 est [12]:

$$\Gamma_Z = 2.2463 \pm 0.0020_{\text{sys}} \pm 0.0025_{\text{stat}} \text{ (GeV}/c^2)$$

1.3.2 La section efficace hadronique

La mesure de la section efficace se fait en sélectionnant des événements hadroniques sur des critères de multiplicité chargée et neutre dans le détecteur, et l'énergie visible totale, et en utilisant le nombre d'événements au nombre d'événements Bhabha produits à petit angle et détectés par les calorimètres dédiés pour la normalisation absolue. La section efficace $d\sigma/d\Omega$ de production des événements Bhabha est en $1/\theta^4$.

Les erreurs "expérimentales" importantes dans la détermination de σ_h^0 viennent de la connaissance de l'efficacité et du bruit de fond dans la sélection des événements hadroniques, et de l'incertitude sur la mesure de la luminosité. Cette dernière a été réduite dans ALEPH grâce à l'installation en 1992 du SICAL (calorimètre utilisant des détecteurs de silicium et des absorbeurs en tungstène). L'incertitude théorique sur la section efficace de production des événements Bhabha à petit angle est maintenant l'incertitude systématique dominante dans la mesure de la luminosité.

1.3.3 Les largeurs partielles en leptons

Les trois quantités $R_l = \Gamma_h/\Gamma_l$ pour $l = e, \mu, \tau$ sont indépendantes de l'incertitude sur la luminosité. Elles dépendent des largeurs partielles en leptons qui s'expriment au premier ordre par:

$$\Gamma_l = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (a_l^2 + v_l^2) \quad (1.9)$$

La valeur de R_l est généralement donnée pour un lepton de masse nulle. Il faut donc corriger la valeur obtenue pour R_τ afin de pouvoir comparer les trois valeurs. Les erreurs systématiques dominantes viennent de la connaissance des efficacités et du bruit de fond. Dans le cas particulier de R_e , il faut également soustraire la contribution de la voie t . C'est l'erreur dominante dans ce cas. Les R_l ne sont pas très sensibles à la masse du quark top. Cependant, leur dépendance en α_s (à travers Γ_h qui reçoit des corrections de QCD de l'ordre de 4%) permet d'extraire la valeur de cette constante de couplage:

$$R_l = R_l^0 (1 + \delta_{QCD}(\alpha_s))$$

On obtient en supposant l'universalité des leptons [12]:

$$R_l = 20.788 \pm 0.018_{\text{stat}} \pm 0.026_{\text{sys}}$$

1.3.4 La largeur partielle invisible et le nombre de familles des neutrinos

Connaissant les largeurs partielles en fermions visibles, on peut déterminer la largeur partielle invisible du Z^0 :

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_h - \Gamma_e - \Gamma_\mu - \Gamma_\tau$$

et en déduire le nombre de familles de neutrinos en supposant que toute la largeur partielle invisible provient des neutrinos:

$$\frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_l} = N_\nu \frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_l}$$

on trouve [12]:

$$N_\nu = 2.991 \pm 0.016$$

1.3.5 La largeur partielle en quarks b et R_b

L'observable R_b est particulière car elle reçoit des corrections de vertex importantes du quark top à cause de la grande valeur de l'élément de la matrice CKM $V_{tb} \sim 1$. La sélection des événements contenant des quarks b est faite statistiquement de 3 manières différentes [14],[15]:

- Les leptons de haute impulsion transverse par rapport à la direction du jet sont recherchés comme signal de quark b . La méthode est peu efficace, mais la pureté est grande. Cette méthode est défavorisée par les rapports d'embranchement faibles du quark b en l ($\sim 10\%$).
- La deuxième méthode consiste à identifier les quarks b à partir de la topologie de l'événement. La méthode est efficace, mais la pureté est faible car la topologie des événements avec les quarks légers ressemble à celle des événements avec des quarks lourds aux énergies du LEP.
- La durée de vie des quarks b permet de les identifier grâce aux détecteurs de vertex. La longueur de désintégration typique est de quelques mm au LEP. Cette méthode donne le meilleur compromis entre les efficacités ($\sim 30\%$) et la pureté ($\sim 90\%$).

La calibration des efficacités et des puretés est faite sur les données, en divisant l'événement en deux hémisphères, et en identifiant indépendamment les quarks b dans chacun des hémisphères. Connaissant le nombre d'événements où un seul hémisphère a été étiqueté, et ceux où les deux le sont, on peut déterminer R_b et l'efficacité de l'étiquetage pour les quarks b . Ce double étiquetage a l'avantage de permettre une extraction de R_b moins dépendante des rapports d'embranchement et des modèles de production et de désintégration des b .

Les valeurs de R_b des quatre expériences LEP sont en accord entre elles, mais différent de la prédiction du modèle standard à 3 écarts standard. La valeur moyenne du LEP est [13]:

$$R_b = 0.2219 \pm 0.0021$$

alors que la valeur du modèle standard telle qu'elle peut être prédite par l'ensemble des autres mesures de précision est de $R_b = 0.2155$.

L'erreur systématique dominante dans la mesure de R_b a deux sources: le niveau du bruit de fond des quarks c (qui est relié à R_c) et les corrélations entre les efficacités de l'étiquetage dans les deux hémisphères.

1.3.6 La largeur partielle en quarks c et R_c

Ni l'identification de leptons à haut p_T , ni l'utilisation de la durée de vie de ces quarks ne permettent d'isoler un échantillon pur d'événements $c\bar{c}$. Cet échantillon est enrichi en recherchant les événements avec des mésons $D^{*\pm}$ qui emportent une grande partie de l'énergie du faisceau [16]. On obtient:

$$R_c = 0.158 \pm 0.010$$

La valeur du modèle standard est $R_c = 0.1723$. Il y a donc là aussi un désaccord entre les deux valeurs de R_c au niveau de 1.4σ .

1.4 Les asymétries

Le modèle standard des interactions électrofaibles $SU(2)_L \times U(1)$ est asymétrique gauche-droite. La violation de la parité dans les courants neutres se traduit par un couplage différent du Z^0 aux particules gauches et droites. La parité est violée lors de la production du Z^0 par annihilation $e^+ e^-$ et lors de la désintégration du Z^0 en paire de fermions. Dans l'approximation où les masses des fermions sont négligeables devant la masse du Z^0 , la conservation de la chiralité est équivalente à la conservation de l'hélicité des fermions. Deux cas sont à distinguer: celui de LEP où les faisceaux ne sont pas polarisés, et celui de SLC, où ils le sont. Nous allons d'abord décrire les mesures faites au LEP, puis celles faites au SLC.

Deux types d'asymétries sont considérées:

- les asymétries d'hélicité
- les asymétries avant-arrière.

Dans la Figure 1.1, le fermion de référence de l'état final est le lepton τ^- . Ces asymétries sont très sensibles à l'angle de mélange électrofaible. La sensibilité d'une variable à $\sin^2 \theta_W$ est mesurée par sa dérivée par rapport à $\sin^2 \theta_W$. Les sensibilités des grandeurs définies à partir des couplages pour les leptons et les quarks sont données dans le Tableau 1.2. Le terme \mathcal{A}_f dans ce tableau est défini comme $2a_f v_f / (v_f^2 + a_f^2)$. Les sensibilités des observables décrites dans ce chapitre sont données dans le Tableau 1.3.

1.4.1 Les définitions de $\sin^2 \theta_W$

Plusieurs définitions de $\sin^2 \theta_W$ à l'ordre le plus bas peuvent être proposées:

- La définition de Sirlin [17] à partir des masses des bosons W et Z :

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (1.10)$$

Cette définition est la plus naturelle lorsqu'il s'agit de mesurer le rapport du courant neutre au courant chargé dans les expériences de diffusion de neutrinos sur des nucléons.

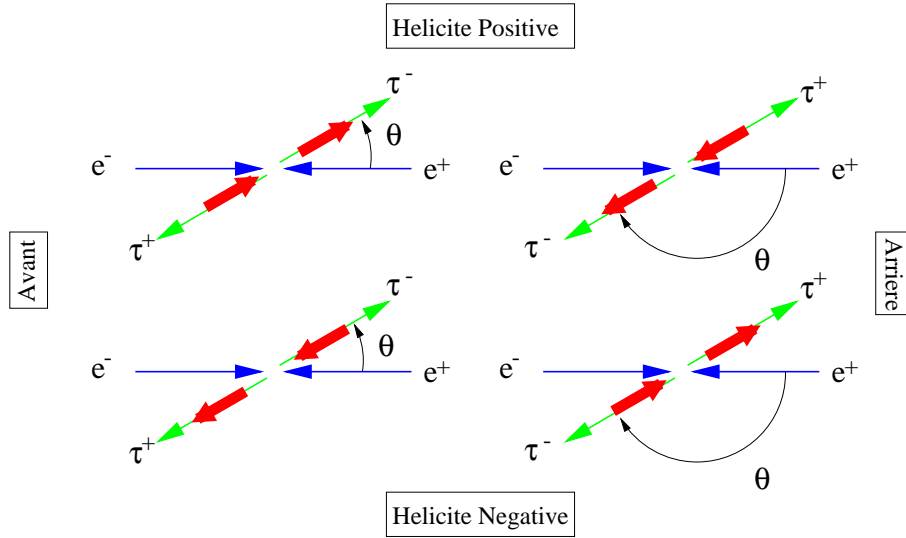


Figure 1.1: Les configurations d'hélicité dans la production de fermions avec des faisceaux non-polarisés.

- La définition à partir de la constante de structure fine α , de G_F et de M_W :

$$\sin^2 \theta_W = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_W^2 G_F} \quad (1.11)$$

- La définition à partir du quotient v_f/a_f des couplages au Z^0 du fermion f :

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{v_f}{a_f} \right) \quad (1.12)$$

Cette définition est la plus naturelle lorsqu'il s'agit des asymétries, car elles peuvent toutes être exprimées simplement en fonction de cette variable.

Ces quantités, égales à l'ordre le plus bas, se renormalisent de manières différentes. On a ainsi, par exemple, la définition de 1.11 qui devient:

$$\sin^2 \theta_W = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_Z^2 G_F (1 - \Delta r)}$$

où le terme Δr reçoit des corrections du "running" de α_{QED} d'une part et des corrections quadratiques de la masse du quark top et logarithmiques de la masse du Higgs d'autre part [19].

Les corrections photoniques sont les corrections dominantes au processus $e^+e^- \rightarrow Z^0, \gamma \rightarrow f\bar{f}$. Elles modifient la symétrie de la résonance Z^0 , et diminuent la section efficace au pôle du Z^0 . Les corrections non-photoniques peuvent être absorbées par une re-définition des constantes de couplages (ceci est appelé l'approximation de Born améliorée). Ainsi, en remplaçant les couplages v_f et a_f par:

$$\begin{aligned} \bar{a}_f &= \sqrt{\bar{\rho}} I_3^f \\ \bar{v}_f &= \sqrt{\bar{\rho}} \left[I_3^f - 2Q_f \sin^2 \bar{\theta}_W \right] \end{aligned} \quad (1.13)$$

la forme des relations établies à l'ordre le plus bas reste valable. Le terme $\sqrt{\bar{\rho}}$ contient les corrections citées ci-dessus. Le terme dominant s'écrit:

$$\bar{\rho} = 1 + \frac{3\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} m_i^2$$

On a également les relations suivantes:

$$\sin^2 \bar{\theta}_W = 1 - \frac{M_W^2}{\bar{\rho} M_Z^2} \quad (1.14)$$

et

$$M_W^2 = \frac{\pi \bar{\alpha}}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \bar{\theta}_W} \quad (1.15)$$

D'autres corrections, très petites, ne se factorisent pas et modifient les relations précédentes. Dans cette thèse, nous allons mesurer les constantes de couplages effectives \bar{v}_f et \bar{a}_f , ce qui définit $\sin^2 \theta_W^{eff}$ d'après la relation (1.13).

Fermion	I_3^f	Q_f	a_f	v_f	\mathcal{A}_f	$\frac{\partial \mathcal{A}_f}{\partial \sin^2 \theta_W^{eff}}$
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$	0.16	7.9
u, c, t	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	0.69	3.5
d, s, b	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	0.94	0.6

Tableau 1.2: Les nombres quantiques, les constantes de couplage des fermions au Z^0 , et leur sensibilité à $\sin^2 \theta_W^{eff}$.

1.4.2 La section efficace de production des fermions

La section efficace de production d'une paire de fermions s'écrit à l'ordre le plus bas de la manière suivante en fonction de l'angle d'émission θ , de la polarisation longitudinale P du fermion f^- et de l'énergie disponible \sqrt{s} :

$$\frac{d\sigma_{Born}}{d \cos \theta}(s, \cos \theta; P) = (1 + \cos^2 \theta) F_0(s) + 2 \cos \theta F_1(s) + P \left((1 + \cos^2 \theta) F_2(s) + 2 \cos \theta F_3(s) \right) \quad (1.16)$$

où les quatre facteurs sont donnés par [24]:

$$F_0(s) = \frac{\pi \alpha^2}{2s} \left[Q_f^2 - 2 \text{Re} \chi(s) Q_f v_e v_\tau + |\chi(s)|^2 (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) \right] \quad (1.17)$$

$$F_1(s) = \frac{\pi\alpha^2}{2s} \left[-2\text{Re}\chi(s)Q_f a_e a_f + 4|\chi(s)|^2 v_e a_e v_f a_f \right] \quad (1.18)$$

$$F_2(s) = \frac{\pi\alpha^2}{2s} \left[-2\text{Re}\chi(s)Q_f v_e a_f + 2|\chi(s)|^2 (v_e^2 + a_e^2) v_f a_f \right] \quad (1.19)$$

$$F_3(s) = \frac{\pi\alpha^2}{2s} \left[-2\text{Re}\chi(s)Q_f a_e v_f + 2|\chi(s)|^2 v_e a_e (v_f^2 + a_f^2) \right] \quad (1.20)$$

et où le propagateur du Z^0 est:

$$\chi(s) = \frac{1}{4\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \times \frac{s}{s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z} \quad (1.21)$$

A partir de cette section efficace et des quantités \mathcal{A}_f :

$$\mathcal{A}_f = \frac{2a_f v_f}{v_f^2 + a_f^2} \quad (1.22)$$

on définit la polarisation, l'asymétrie avant-arrière et l'asymétrie avant-arrière de polarisation par les relations suivantes:

$$\begin{aligned} \sigma_{Born}(s) &= \frac{8}{3}F_0(s) = \sigma(P = +1) + \sigma(P = -1) \\ P_\tau = A_{pol}(s) &= \frac{1}{\sigma_{Born}} [\sigma(P = +1) - \sigma(P = -1)] = -\frac{F_2(s)}{F_0(s)} \\ &\approx -\mathcal{A}_f \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$\begin{aligned} A_{FB}(s) &= \frac{1}{\sigma_{Born}} [\sigma(\cos\theta > 0) - \sigma(\cos\theta < 0)] = \frac{3}{4}\frac{F_1(s)}{F_0(s)} \\ &\approx \frac{3}{4}\mathcal{A}_e \mathcal{A}_f \end{aligned} \quad (1.24)$$

$$\begin{aligned} A_{pol}^{FB} &= \frac{1}{\sigma_{Born}} \{ \sigma(\cos\theta > 0, P = +1) - \sigma(\cos\theta > 0, P = -1) \\ &\quad - \sigma(\cos\theta < 0, P = +1) + \sigma(\cos\theta < 0, P = -1) \} \\ &= -\frac{3}{4}\frac{F_3(s)}{F_0(s)} \\ &\approx -\frac{3}{4}\mathcal{A}_e \end{aligned} \quad (1.25)$$

1.4.3 La polarisation

Pour mesurer l'asymétrie de polarisation, A_{pol} , on doit connaître l'état de polarisation des fermions dans l'état final. A_{pol} n'est donc mesurable en pratique que pour les leptons τ grâce à leur désintégration dans le détecteur (les taus volent quelques mm dans le détecteur avant de se désintégrer). La polarisation des τ est mesurable à travers les produits de désintégration des taus. Nous reviendrons en détail sur le principe de cette mesure dans le Chapitre 3.

La relation (1.23) montre que P_τ , la valeur de la polarisation moyennée sur l'angle de production θ , est l'observable la plus sensible à \mathcal{A}_τ et donc à $\sin^2\theta_W^{eff}$. On a:

$$P_\tau = -\mathcal{A}_\tau \sim -2\frac{v_\tau}{a_\tau} \quad (1.26)$$

La mesure de P_τ permet de déterminer sans ambiguïté le rapport v_τ/a_τ .

De plus, sur le pôle du Z^0 , la mesure de la polarisation du τ en fonction de l'angle de production θ a la forme suivante:

$$P_\tau(\cos\theta) = -\frac{\mathcal{A}_\tau(1 + \cos^2\theta) + \mathcal{A}_e(2\cos\theta)}{(1 + \cos^2\theta) + \mathcal{A}_\tau\mathcal{A}_e(2\cos\theta)} \quad (1.27)$$

La mesure de la polarisation en fonction de $\cos\theta$ permet donc de mesurer \mathcal{A}_τ et \mathcal{A}_e . La valeur de \mathcal{A}_e peut directement être comparée à la mesure faite à SLC en présence de faisceaux polarisés. Nous revenons sur cette mesure dans la Section 1.4.5.

À travers la comparaison de \mathcal{A}_e et de \mathcal{A}_τ , l'universalité des leptons est directement testée. ALEPH et L3 sont dans une situation privilégiée par rapport aux autres expériences LEP car le domaine angulaire accessible ($|\cos\theta| < 0.9$) est plus grand que dans les autres expériences ($|\cos\theta| < 0.7$ dans DELPHI et OPAL). Les effets systématiques intervenant dans la mesure de la polarisation seront traités en détail dans le Chapitre 9.

1.4.4 Les asymétries avant-arrière

Cette asymétrie est à l'ordre le plus bas celle donnée dans l'expression (1.24). Pour la déterminer il faut connaître la charge du fermion. Ceci est facile pour les leptons, et moins immédiat pour les quarks où les informations sur la saveur du quark primaire doivent être extraites du contenu des jets. Les asymétries sont soit mesurées pour une saveur de quark, soit globalement, pour toutes les saveurs.

La mesure combinée de ces asymétries et de la largeur partielle en leptons permet de déterminer les termes v^2 et a^2 pour le fermion f , donc $\sin^2\theta_W^{eff}$ (l'équation 1.12). La détermination du signe relatif entre v et a est faite à partir de la mesure de la polarisation du τ .

Pour les leptons, la mesure de cette asymétrie est relativement facile. Cependant, les asymétries des leptons étant faibles, elles sont sensibles au bruit de fond. Il s'agit:

- du bruit de fond provenant de la voie t dans la mesure de A_{FB}^e qui doit être soustrait avec soin
- du bruit de fond des événements Bhabha dans la mesure de A_{FB}^τ .

Par contre, dans cette mesure, les systématiques liées au détecteur sont faibles car les seuls effets qui interviennent sont des effets asymétriques avant-arrière et asymétriques de charge.

Les asymétries avant-arrière des quarks lourds

Les asymétries des quarks sont plus grandes que les asymétries de leptons à cause de la valeur du couplage v_f des quarks. Les termes \mathcal{A}_f pour les quarks sont moins sensibles à des variations de $\sin^2\theta_W^{eff}$ que les termes \mathcal{A}_f des leptons (voir le Tableau 1.2). Une mesure précise des asymétries avant-arrière des quarks est donc une source d'information sur le couplage de l'électron au Z^0 par l'intermédiaire de \mathcal{A}_e . Ces asymétries sont plus sensibles que celles des leptons à $\sin^2\theta_W^{eff}$, et bénéficient des grands rapports d'embranchement du Z^0 en quarks (voir le Tableau 1.3).

Pour les quarks b , la détermination du signe de la charge du quark primaire peut se faire à partir de la corrélation de charge entre le lepton produit lors de la désintégration du quark et la charge du quark. Ce lepton a une grande impulsion transverse par rapport au jet. Les sources de bruit de fond importantes viennent de la cascade $b \rightarrow c \rightarrow l$ qui produit un lepton de signe contraire à celui qui proviendrait directement du quark b . Les oscillations des mésons B^0 et \bar{B}^0 diluent également cette asymétrie car la charge du lepton donnera de nouveau la mauvaise information sur la nature du quark primaire. La probabilité χ qu'un hadron contenant un quark b ait oscillé à l'instant t en un hadron contenant un quark \bar{b} est mesurée sur le même échantillon d'événements. La valeur mesurée de A_{FB}^b doit être corrigée pour cet effet, et pour les contaminations en leptons de mauvais signe provenant des cascades de b en c ou des désintégrations de quarks c primaires. L'incertitude dominante dans cette mesure de l'asymétrie provient de la méconnaissance des désintégrations $b \rightarrow c \rightarrow l$ et $b \rightarrow l$.

La charge des jets

Un autre moyen de mesurer cette asymétrie est d'identifier les événements contenant les quarks b à partir des longueurs de vol caractéristiques de ces événements. On a ainsi un échantillon enrichi en quarks b et une grande statistique, mais l'information sur la nature b ou \bar{b} du quark est perdue dans cette procédure. Heureusement, l'information sur la charge du quark primaire est transférée aux hadrons rapides [20]. Elle sera donc mesurée à partir d'une moyenne pondérée par des impulsions des charges des hadrons dans le jet. L'événement est divisé en deux hémisphères par l'axe de thrust. Dans l'hémisphère avant on définit la quantité suivante:

$$Q_F = \frac{\sum_F p_i^\kappa q_i}{\sum_F p_i^\kappa} \quad (1.28)$$

où la charge de la particule i est q_i , p_i est son impulsion projetée sur l'axe de thrust et κ un paramètre à optimiser. On définit de même Q_B . La meilleure sensibilité est obtenue pour $\kappa = 1$. La somme est faite sur toutes les particules chargées de l'hémisphère avant (F) ou arrière (B). L'asymétrie A_{FB}^f pour le quark f est alors proportionnelle à:

$$\langle Q_{FB}^f \rangle = \langle Q_F - Q_B \rangle = \delta_f A_{FB}^f$$

Le paramètre δ_f est la séparation en charge pour le quark de saveur f . Il est mesuré sur les données pour les quarks b , et sur le Monte Carlo pour les quarks légers. La mesure de A_{FB}^b pour le quark b se fait à partir de $\langle Q_F - Q_B \rangle$, de δ_b , mais également à partir des termes δ_f pour les quarks c et les quarks légers [21].

Les erreurs systématiques liées au détecteur sur la mesure de $\langle Q_{FB}^f \rangle$ proviennent des effets qui sont asymétriques de charge et asymétriques avant-arrière. Ils sont dus à un biais potentiel dans la reconstruction des traces chargées, ou à un déséquilibre dans la quantité de matière entre l'avant et l'arrière du détecteur. Ces effets sont faibles. L'erreur systématique dominante dans cette mesure est due à l'incertitude sur le paramètre de séparation de charge δ_b . La valeur moyenne au LEP de l'asymétrie avant-arrière des quarks b est [13]:

$$A_{FB}^b = 0.1014 \pm 0.0045$$

Les asymétries avant-arrière des quarks c , A_{FB}^c , ont aussi été mesurées [23]. La sélection des événements se fait à partir des événements avec des $D^{*\pm}$ qui emportent une

Observable	Expression	Sensibilité à $\sin^2 \theta_W^{eff}$
P_τ	$\sim \mathcal{A}_\tau$	7.9
A_{FB}^l	$\sim \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_l$	1.7
A_{FB}^b	$\sim \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_b$	5.6
A_{FB}^c	$\sim \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_c$	4.3
$\langle Q_{FB} \rangle$	$= \sum_{f=u,d,s,c,b} \delta_f \mathcal{A}_e A_{FB}^f \frac{\Gamma_f}{\Gamma_h}$	0.4
A_{FB}^{pol}	$\sim -\frac{3}{4} \mathcal{A}_e$	5.9
A_{LR}	$\sim \mathcal{A}_e$	7.9

Tableau 1.3: Les sensibilités des observables mesurées au LEP et à SLC à $\sin^2 \theta_W^{eff}$.

grande partie de l'énergie du faisceau. Les erreurs systématiques sont plus importantes que dans le cas des quarks b, car il est plus difficile d'isoler un échantillon relativement pur d'événements $c\bar{c}$. La systématique dominante est due à l'asymétrie du bruit de fond. La valeur moyenne au LEP est [13]:

$$A_{FB}^c = 0.079 \pm 0.011$$

La mesure de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ à partir de la charge de tous les jets

Cette méthode est similaire à celle décrite pour la mesure de A_{FB}^b , mais cette fois on ne distingue pas la saveur des quarks et on calcule l'asymétrie de charge dans tous les événements hadroniques. On a alors:

$$\langle Q_{FB}^f \rangle = c \sum_{f=u,d,s,c,b} \delta_f \mathcal{A}_e A_{FB}^f \frac{\Gamma_f}{\Gamma_h} \quad (1.29)$$

où c est une constante de normalisation. La systématique dominante vient de la calibration de la séparation de charge des différentes saveurs de quarks.

Dans le Tableau 1.3 sont données les sensibilités des observables décrites dans ce chapitre à $\sin^2 \theta_W^{eff}$.

Les valeurs des observables mesurées ont été corrigées pour prendre en compte l'effet des corrections QED, des échanges de photons et des interférences entre le Z^0 et le photon, et finalement, lorsqu'il s'agit des quarks, des corrections de QCD. Les corrections électrofaibles sont faites à l'aide du programme ZFITTER [18]. On peut ainsi extraire la valeur de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ de chacune de ces observables à l'ordre le plus bas et les comparer

entre elles. Les résultats du LEP pour les asymétries sont résumés dans la Tableau 1.4. Les échantillons de données qui ont servi pour mesurer ces observables ne sont pas d'égale importance entre les différentes mesures. Par exemple, la valeur de la polarisation du τ n'utilise que les données d'ALEPH jusqu'en 1992, et jusqu'en 1994 pour les trois autres expériences, alors que l'ensemble des données accumulées par l'ensemble des expériences jusqu'en 1994 entre dans la mesure de A_{FB}^l . Le résultat de A_{FB}^b est la combinaison de plusieurs méthodes pour étiqueter les b. Certaines analyses incluent des données de 1993 et 1994.

L'observable	$\sin^2 \theta_W^{eff}$
A_{FB}^l	0.23096 ± 0.00068
A_τ	0.23218 ± 0.00095
A_e	0.2325 ± 0.0011
A_{FB}^b	0.23209 ± 0.00055
A_{FB}^c	0.2318 ± 0.0013
$\langle Q_{FB}^f \rangle$	0.2325 ± 0.0013
moyenne	$0.23206 \pm 0.00028^{+0.00008}_{-0.00017}$

Tableau 1.4: Les valeurs de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ extraites à partir des observables indiquées au LEP par les quatre expériences. La statistique est différente entre les différentes observables [12].

1.4.5 Les asymétries avec des faisceaux polarisés

Les faisceaux polarisés à SLC permettent de mesurer certaines des asymétries qui viennent d'être décrites de manière précise et avec des incertitudes systématiques très différentes de celles du LEP.

Dans cette section, nous décrivons brièvement comment sont obtenues ces faisceaux, puis les deux types d'asymétries actuellement mesurées à SLC. L'une d'entre elles (A_{LR}) a une importance particulière pour la mesure de la polarisation car elle mesure la quantité \mathcal{A}_e que l'on peut également extraire de la mesure de la polarisation du τ .

La polarisation des faisceaux

Le faisceau polarisé d'électrons est produit par photoémission sur des cathodes de GaAs illuminées par un faisceau laser polarisé circulairement. L'état de polarisation de ce laser, et par conséquent l'hélicité des électrons produits, peut être choisi arbitrairement. La polarisation longitudinale est mesurée par diffusion Compton près du point d'interaction où le faisceau d'électrons entre en collision avec un faisceau de laser Nd:YAG. Les électrons diffusés sont dispersés par un aimant et la polarisation du faisceau est mesurée. Les sections efficaces sont différentes pour les configurations où l'hélicité de l'électron est parallèle à celle du laser et la configuration où ces hélicités sont anti-parallèles. Ceci

permet de mesurer la polarisation du faisceau d'électrons. Le niveau de polarisation atteint en 1993 a été de 63% et il a augmenté à 78% en 1994 par une optimisation des cathodes [25].

L'asymétrie gauche-droite A_{LR}

C'est l'observable la plus sensible à $\sin^2 \theta_W^{eff}$ car elle s'applique à toutes les désintégrations du Z^0 . Si la section efficace de production d'un Z^0 à partir d'un faisceau d'électrons polarisés droit (R) est notée σ_R et celle obtenue à partir d'un faisceau polarisé gauche (L) (σ_L), alors cette asymétrie est définie par:

$$\begin{aligned} A_{LR} &= \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} \\ &= \mathcal{P}_e A_e \end{aligned} \tag{1.30}$$

où \mathcal{P}_e est la polarisation du faisceau d'électrons. La mesure précise de cette polarisation est donc cruciale pour cette mesure. Par contre, la mesure est indépendante de la valeur de la luminosité absolue, des effets d'acceptance et de l'efficacité.

La mesure de A_{LR} se fait en comptant le nombre de désintégrations du Z^0 en $q\bar{q}$ et en $\tau^+\tau^-$ pour les deux états de polarisation du faisceau d'électrons. La sélection des événements demande de l'énergie déposée dans le calorimètre à argon liquide. L'incertitude systématique dominante dans la mesure de A_{LR} est due à la mesure de la polarisation par diffusion Compton et par l'incertitude sur la différence entre la polarisation moyenne au point où elle est mesurée et au point de collision e^+e^- . La mesure de cette asymétrie:

$$A_{LR} = 0.1551 \pm 0.0040$$

se traduit par une mesure de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ de [25]:

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0.23049 \pm 0.00050$$

La valeur de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ mesurée par SLD est en désaccord avec celle du LEP. La mesure de la polarisation est particulièrement intéressante car la valeur de A_{LR} mesurée à SLD peut directement être comparée avec la valeur de \mathcal{A}_e extraite de la mesure de la polarisation τ .

Les asymétries des quarks lourds

On peut également mesurer grâce à la polarisation des faisceaux l'asymétrie gauche-droite *et* avant-arrière de production des quarks lourds. Comme au LEP, l'échantillon en quarks lourds est enrichi en quarks b par l'utilisation du double tag de la durée de vie de ces quarks. Pour distinguer la nature b ou \bar{b} du quark, c'est la charge du jet qui est utilisée. Pour les quarks c , ce sont les $D^{*\pm}$ rapides qui servent à enrichir l'échantillon en événements $c\bar{c}$.

Pour un quark f , l'asymétrie s'écrit:

$$\begin{aligned} A_{LRFB}^f &= \frac{\sigma_L^f(\cos \theta) - \sigma_L^f(-\cos \theta) - \sigma_R^f(\cos \theta) + \sigma_R^f(-\cos \theta)}{\sigma_L^f(\cos \theta) - \sigma_L^f(-\cos \theta) + \sigma_R^f(\cos \theta) + \sigma_R^f(-\cos \theta)} \\ &= P_e \mathcal{A}_f \left(\frac{2 \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} \right) \end{aligned}$$

Cette asymétrie est grande (voir le Tableau 1.2), mais sa sensibilité à $\sin^2 \theta_W^{eff}$ est très faible. Les incertitudes systématiques dominantes sont dues à la corrélation entre les charges des hémisphères. Les valeurs mesurées sont:

$$A_{LRFB}^b = 0.858 \pm 0.054$$

$$A_{LRFB}^c = 0.577 \pm 0.097$$

Elles sont en accord avec les prédictions du modèle standard.

1.5 L'accès à la nouvelle physique: les paramétrisations

Dans le modèle standard, les corrections radiatives dépendant de la masse du quark top, mais également de la masse du Higgs modifient les couplages des fermions au Z^0 . Dans le but de ne pas être limité par les incertitudes sur la masse du quark top, et donc d'être plus sensible à la nouvelle physique, des paramètres ϵ ont été introduits par certains auteurs [8],[9]. L'analyse ne se restreint pas au modèle standard, mais le traite comme un exemple particulier. Les quatre paramètres $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ et ϵ_b sont définis de telle manière qu'ils valent zéro dans la limite où seules les corrections pures de QED et de QCD sont appliquées. Leur déviation par rapport à zéro est un test des corrections purement faibles.

Le sinus carré de l'angle de Weinberg, noté s_0^2 dans la suite du Chapitre, est défini par:

$$s_0^2 c_0^2 = \frac{\pi\alpha(M_Z)}{\sqrt{2}G_F M_Z^2}$$

où $c_0^2 = 1 - s_0^2$. Les observables physiques d'entrée utilisées pour calculer les ϵ sont: M_W/M_Z , la largeur partielle en leptons Γ_l , l'asymétrie avant-arrière pour les leptons A_{FB}^l et la largeur en quark b, Γ_b . On a pour l'asymétrie avant-arrière, par exemple:

$$A_{FB}^l = \frac{3}{4} \frac{\bar{v}^2 \bar{a}^2}{(\bar{v}^2 + \bar{a}^2)^2}$$

Les corrections radiatives modifient les couplages au Z^0 de la manière suivante:

$$\bar{a} = -\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta\rho}{2} \right) \quad (1.31)$$

$$\frac{\bar{v}}{\bar{a}} = 1 - 4(1 + \Delta\kappa)s_0^2 = 1 - 4\sin^2 \bar{\theta}_W \quad (1.32)$$

L'expression de la polarisation du τ est obtenue de manière analogue en redéfinissant les couplages v et a . Les paramètres $\Delta\rho$ et $\Delta\kappa$ deviennent proportionnels à m_t^2 pour des grandes masses du quark top. Le paramètre Δr_W , relié à la mesure précise de la masse du W est également introduit:

$$\left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \right) \frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_Z^2(1 - \Delta r_W)}$$

Les ϵ_i sont alors définis:

$$\epsilon_1 = \Delta\rho \quad (1.33)$$

$$\epsilon_2 = c_0^2 \Delta\rho + \frac{s_0^2 \Delta r_W}{c_0^2 - s_0^2} - 2s_0^2 \Delta\kappa \quad (1.34)$$

$$\epsilon_3 = c_0^2 \Delta\rho + (c_0^2 - s_0^2) \Delta\kappa \quad (1.35)$$

ϵ_b est défini à partir de Γ_b .

La dépendance quadratique en m_t s'annule pour ϵ_3 . En ne gardant que les termes dominants en m_t et m_H , les paramètres s'expriment de la manière suivante [8],[10]:

$$\epsilon_1 = \frac{3G_F m_t^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} - \frac{3G_F M_W^2}{4\pi^2 \sqrt{2}} \tan^2 \theta_W \ln \frac{M_H}{M_Z} + \dots \quad (1.36)$$

$$\epsilon_2 = -\frac{G_F M_W^2}{2\pi^2 \sqrt{2}} \ln \frac{m_t}{M_Z} + \dots \quad (1.37)$$

$$\epsilon_3 = \frac{G_F M_W^2}{12\pi^2 \sqrt{2}} \ln \frac{M_H}{M_Z} - \frac{G_F M_W^2}{6\pi^2 \sqrt{2}} \ln \frac{m_t}{M_Z} + \dots \quad (1.38)$$

Dans le modèle standard, les paramètres ϵ incluent toute la dépendance en m_t et M_H pour les observables mesurées au pôle du Z^0 .

Les observables peuvent alors s'exprimer de manière linéaire en fonction des ϵ des observables dites de Born (corrigées pour des effets de QED et QCD seulement). Par exemple, la largeur partielle en leptons et le rapport des couplages au Z^0 s'écrivent:

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma}_l &= \Gamma_l(1 + 1.20\epsilon_1 - 0.26\epsilon_3) \\ \bar{v}/\bar{a} &= (v/a)(1 + 17.6\epsilon_1 - 22.9\epsilon_3) \end{aligned}$$

A partir des résultats du LEP et de SLD disponibles en 1994, les valeurs suivantes sont obtenues:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= (3.6 \pm 1.7)10^{-3} \\ \epsilon_2 &= (-5.3 \pm 4.7)10^{-3} \\ \epsilon_3 &= (4.0 \pm 1.7)10^{-3} \\ \epsilon_b &= (0.2 \pm 4.0)10^{-3} \end{aligned}$$

ϵ_1 et ϵ_3 sont à 2 écarts standard de 0. Les corrections purement "faibles" se manifestent ainsi en plus des corrections de QED et QCD. Ces paramètres sont reproduits dans le modèle standard en choisissant convenablement la masse du top et dans une moindre mesure celle du Higgs. D'autres théories, dans lesquelles la brisure spontanée de symétrie n'est pas décrite par le mécanisme de Higgs, peuvent être construites. Le résultat obtenu à partir des prédictions de la Technicouleur par exemple, où le boson de Higgs n'est pas une particule élémentaire, est en désaccord avec les mesures expérimentales. Ceci est un argument en faveur du mécanisme de Higgs. La réduction de l'incertitude expérimentale sur la masse du top est un paramètre important pour contraindre la masse du Higgs en attendant le signal expérimental...

1.6 Conclusion

Les observables mesurées au LEP sont, à l'exception des quantités R_b et R_c , en très bon accord avec les prédictions du modèle standard. Il faut remarquer que ces deux valeurs sont encore limitées par les incertitudes systématiques. La précision des mesures permet de contraindre la masse du quark top: la valeur obtenue à partir des seuls résultats du LEP est de:

$$m_t = 170 \pm 10_{-19}^{+17} (\text{GeV}/c^2)$$

en très bon accord avec celle du TEVATRON [26]: $m_t = 175.6 \pm 5.7 \pm 7.1$ (GeV/ c^2). Par contre, la dépendance sur la masse du Higgs étant logarithmique, les mesures sont peu contraignantes pour l'instant. Rappelons que la limite inférieure obtenue par la recherche directe du Higgs au LEP est de 65 GeV/ c^2 .

Chapitre 2

Les propriétés principales du lepton tau

Le lepton τ a été découvert en 1975 par M.Perl [27] en utilisant le détecteur MARK I installé sur l’anneau de collisions électron-positron SPEAR de SLAC. C’était le premier signal d’une troisième famille de fermions. Dans ce chapitre, nous donnons brièvement les principales propriétés du τ , la polarisation étant traitée plus en détail dans le Chapitre 3.

2.1 La mesure de la masse du τ

La mesure la plus précise de la masse du τ a été faite par la collaboration BES à Pékin. La masse du τ est mesurée en variant l’énergie dans le centre de masse au voisinage du seuil de production de la réaction $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. La masse est mesurée à partir de 64 événements $\tau^+\tau^-$ répartis parmi les états finals: $e\mu, e\pi, eK, \mu\mu, \mu\pi, \mu K, \pi\pi$ et πK . Le résultat est [28]:

$$m_\tau = (1776.96_{-0.21}^{+0.18} \text{ }_{-0.17}^{+0.25}) \text{ MeV}/c^2$$

2.2 La durée de vie du τ

La mesure de la durée de vie du τ est possible de manière précise au LEP grâce aux détecteurs de vertex. Les premières mesures ont utilisé les canaux de désintégration à trois branches où la distance du vertex des trois traces chargées au point d’interaction des faisceaux donne la durée de vie. Cette méthode, dite de longueur de vol (DL), utilise un seul hémisphère dans l’événement $\tau^+\tau^-$. Elle est simple, mais désavantagée par le faible rapport d’embranchement du τ en trois branches.

La méthode dite du paramètre d’impact (IP) a été introduite pour profiter des grands rapports d’embranchement des taus en une branche (c’est-à-dire une particule chargée et éventuellement des particules neutres). Le paramètre d’impact est défini comme la distance de plus petite approche (dans le plan perpendiculaire au faisceau) de la trace chargée au point de référence supposé être le point de production de la paire des taus. Cette distance est affectée d’un signe qui est donné par le signe de la projection du moment angulaire de la trace sur l’axe z (celui du faisceau). La direction du tau est donnée approximativement par l’axe du thrust de l’événement (l’axe qui maximise la projection des impulsions longitudinales dans un événement). Cette approximation de la

direction du τ et l'incertitude sur le point de production de la paire des taus sont des sources d'incertitude importantes. Cependant, la statistique élevée rend cette méthode compétitive par rapport aux autres approches [29].

Des variantes de cette méthode ont été introduites afin de s'affranchir de l'incertitude sur au moins un de ces deux éléments (direction du τ et le point de production des taus). La paire des taus est produite dos à dos si l'on suppose qu'il n'y a pas de rayonnement dans l'état initial. Cela est exploité de deux manières différentes:

- En prenant la différence des paramètres d'impact, la dépendance vis-à-vis de la direction du τ disparaît. La méthode, appelée, l'IPD (Impact Parameter Difference), utilise des événements dans lesquels les deux taus se désintègrent en une branche.
- En prenant la somme des paramètres d'impact, l'incertitude sur le point de production s'annule entre les deux hémisphères. Cette méthode est appelée IPS.

Une variante de cette méthode utilise la dépendance en impulsion du paramètre d'impact de la trace pour améliorer la sensibilité de la méthode. Cette méthode est notée MIPS (Moment Dependent Impact Parameter Sum).

Les résultats d'ALEPH obtenus en utilisant les différentes méthodes, ainsi que leur moyenne, sont donnés dans le Tableau 2.1 pour les données de 1992 [30].

Une nouvelle méthode (3DIP) a été introduite dans ALEPH [31]. Elle utilise les informations en provenance du détecteur de vertex sur les coordonnées en $r - \phi$ et z . Dans les événements où les deux taus se désintègrent en un hadron et un neutrino, la direction du τ peut être déterminée à une ambiguïté près (voir le Chapitre 7). Dans cette approche, un axe perpendiculaire au plan contenant les deux directions possibles des taus (dont une seule est la direction commune à la paire des taus) est défini et la méthode est ainsi indépendante de l'incertitude sur la direction du τ . L'incertitude sur le point de production de la paire des taus disparaît comme dans la méthode IPS. Cette méthode combine donc les avantages de la méthode IPS et IPD. Les événements utilisés, parmi ceux dans lesquels les deux taus se désintègrent en un système hadronique, sont les configurations où les deux taus se désintègrent en une branche (1-1) et celles où l'un des taus se désintègre en une branche et l'autre en trois branches (1-3). La méthode reste limitée par la statistique. Les résultats obtenus avec les données de 1992 sont donnés dans la dernière ligne du Tableau 2.1.

Méthode	τ_τ (fs)
DL	$291.9 \pm 5.8 \pm 2.4$
IPS	$287.4 \pm 3.8 \pm 3.4$
IPD	$288.4 \pm 5.6 \pm 1.4$
MIPS	$296.0 \pm 3.6 \pm 2.6$
Moyenne	$293.5 \pm 3.1 \pm 2.4$
3DIP	$290.8 \pm 5.3 \pm 2.7$

Tableau 2.1: Les valeurs de la durée de vie du τ obtenues par ALEPH avec des données de 1992.

La valeur moyenne de la durée de vie du τ des quatre expériences LEP présentée aux rencontres de Moriond en mars 1996 est [32]:

$$\tau_\tau = 290.7 \pm 1.3 \quad (fs)$$

2.3 Le courant chargé

2.3.1 Les rapports d'embranchement du τ

La mesure de la polarisation du τ nécessite une très bonne connaissance des propriétés du τ et de la dynamique de ses désintégrations. La mesure des rapports d'embranchement leptoniques des τ dans ALEPH se fait à partir de l'identification de particules basée sur une méthode de maximum de vraisemblance. Cette identification de particules est également utilisée dans l'analyse de la polarisation et est décrite en détail dans le Chapitre 5.

Une méthode globale a été adoptée au sein d'ALEPH pour mesurer les rapports d'embranchement hadroniques. La méthode de reconstruction et le traitement des photons et des π^0 utilisés dans cette analyse ont été repris dans la mesure de la polarisation et sont détaillés dans le Chapitre 5. Ce traitement est particulièrement important car 70% des désintégrations hadroniques des taus comportent des π^0 . Tous les canaux de désintégration sont considérés simultanément et sont classés suivant le nombre de particules chargées, leur nature et le nombre de particules neutres. Les kaons chargés peuvent être identifiés de manière statistique à partir du dE/dx (voir le Chapitre 4). Les résultats obtenus à partir des données enregistrées entre 1990 et 1992 sont présentés dans le Tableau 2.2 [33] [34]. Ces résultats sont très précis et donnent une image cohérente des rapports d'embranchement du τ . Ils permettent notamment un test d'universalité $\mu - \tau$ à travers la comparaison des rapports d'embranchement $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$ et $\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-$ au niveau de 1%.

2.3.2 L'universalité $e - \mu - \tau$

L'universalité entre les trois familles de leptons peut être testée à partir des désintégrations du τ . En supposant que le courant chargé du τ est de la forme purement $V - A$, la largeur de désintégration du τ en lepton l s'écrit [37]:

$$\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau l \bar{\nu}_l(\gamma)) = \frac{G_\tau G_l m_\tau^5}{192\pi^3} f(x_l) \delta_W \delta_\gamma$$

où:

$$\begin{aligned} G_L &= \frac{g_l^2}{4\sqrt{2}M_W^2} \\ \delta_W &= 1 + \frac{3m_\tau^2}{5M_W^2} \\ \delta_\gamma &= 1 + \frac{\alpha(m_\tau)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2 \right) \\ f(x) &= 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln x \\ x_l &= \left(\frac{m_l}{m_\tau} \right)^2 \end{aligned}$$

Mode	Br (ALEPH) (%)
$B(\tau \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e)$	17.79 ± 0.13
$B(\tau \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu)$	17.31 ± 0.12
$B(\tau \rightarrow \pi^- \nu_\tau)$	11.06 ± 0.18
$B(\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$	25.30 ± 0.20
$B(\tau \rightarrow \pi^- 2\pi^0 \nu_\tau)$	9.21 ± 0.17
$B(\tau \rightarrow h^- 3\pi^0 \nu_\tau)$	1.17 ± 0.14
$B(\tau \rightarrow h^- 4\pi^0 \nu_\tau)$	0.11 ± 0.10
$B(\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$	8.90 ± 0.20
$B(\tau \rightarrow 2h^- h^+ \pi^0 \nu_\tau)$	2.66 ± 0.07 ⁽¹⁾
$B(\tau \rightarrow 2h^- h^+ 2\pi^0 \nu_\tau)$	0.09 ± 0.02 ⁽¹⁾
$B(\tau \rightarrow 2h^- h^+ 3\pi^0 \nu_\tau)$	0.11 ± 0.06
$B(\tau \rightarrow 3h^- 2h^+ \nu_\tau)$	0.080 ± 0.017
$B(\tau \rightarrow 3h^- 2h^+ \pi^0 \nu_\tau)$	0.018 ± 0.014
$B(\tau \rightarrow K^- \nu_\tau)$	0.72 ± 0.06
$B(\tau \rightarrow K^{*-} \nu_\tau)$	1.39 ± 0.13
$B(\tau \rightarrow K^- 2\pi^0 \nu_\tau)$	0.08 ± 0.03
$B(\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau)$	0.26 ± 0.09
$B(\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 K^0 \nu_\tau)$	0.32 ± 0.12
$B(\tau \rightarrow K^- \pi^0 K^0 \nu_\tau)$	0.10 ± 0.06
$B(\tau \rightarrow \pi^- \omega \nu_\tau)$	1.84 ± 0.15
$B(\tau \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$	0.39 ± 0.12 ⁽²⁾
$B(\tau \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau)$	0.17 ± 0.07 ⁽²⁾
$B(\tau \rightarrow \pi^- K^0 \bar{K}^0 \nu_\tau)$	0.30 ± 0.15 ⁽³⁾
$B(\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \omega \nu_\tau)$	0.41 ± 0.10 ⁽⁴⁾
$B(\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \eta \nu_\tau)$	0.17 ± 0.03 ⁽⁴⁾

¹ la contribution de ω est soustraite

² Valeurs prises dans le PDG [35]

³ Hypothèse

⁴ Résultats de CLEO [36]

Tableau 2.2: Les rapports d'embranchement du τ mesurés par ALEPH avec les données de 1990 à 1992 [33], [34].

Les corrections radiatives ($\delta_\gamma = 1 - 43.2 \cdot 10^{-4}$) et les corrections au propagateur du W ($\delta_W = 1 + 2.9 \cdot 10^{-4}$) sont petites. La comparaison des rapports d'embranchement du τ^- en $\mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ et du τ^- en $e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ permet de tester l'universalité des couplages des électrons et des muons au W:

$$\frac{B_e}{B_\mu} = f(x_\mu) \left(\frac{g_\mu}{g_e} \right)^2$$

A partir des rapports d'embranchement leptoniques mesurés par ALEPH, on a [34]:

$$g_\mu/g_e = 1.0002 \pm 0.0051$$

ce qui est en très bon accord avec la prédiction du modèle standard concernant l'universalité électron-muon.

Un test de l'universalité des couplages du τ et du μ au W est obtenu en comparant les désintégrations $\mu^- \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_e e^-$ et $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_e e^-$. L'universalité entre e et μ étant supposée, on peut combiner les rapports d'embranchement B_e et B_μ en B_l , qui est le rapport d'embranchement pour un lepton de masse nulle. Le modèle standard prédit alors:

$$\left(\frac{g_\tau}{g_\mu} \right)^2 = \frac{\tau_\mu}{\tau_\tau} \left(\frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5 B_l \Delta_W \Delta_\gamma$$

où:

$$\begin{aligned} \Delta_W &= 1 + \frac{3}{5} \frac{m_\mu^2 - m_\tau^2}{M_W^2} \\ \Delta_\gamma &= 1 + \frac{\alpha(m_\mu) - \alpha(m_\tau)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2 \right) \end{aligned}$$

Ce test d'universalité nécessite une mesure précise de la masse et de la durée de vie du τ . Combinés avec les résultats de durée de vie du τ et de la masse du τ , les rapports d'embranchement leptoniques du τ permettent de tester l'universalité des couplages du τ et des leptons légers au W [34]:

$$g_\tau/g_{\mu,e} = 0.9945 \pm 0.0058$$

2.3.3 Les paramètres de Michel

La mesure de la polarisation et les relations qui seront exposées dans le Chapitre 3 reposent sur le fait que le courant chargé est un courant purement V-A. Cette hypothèse peut être vérifiée pour les désintégrations purement leptoniques du τ à partir des paramètres de Michel [38].

La désintégration d'un τ polarisé en $\nu_\tau \bar{\nu}_l l$ s'écrit dans le centre de masse du τ en fonction des paramètres de Michel ρ, η, ξ et δ de la manière suivante:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\Omega dx} &\propto x^2 \left\{ 3(1-x) + 2\rho \left(\frac{4}{3}x - 1 - \frac{m_l^2}{3\omega^2 x} \right) + 6\eta \frac{m_l}{m_\tau} \frac{1-x}{x} \right. \\ &\quad \left. - P_\tau \xi \cos \theta_l \left[(1-x) + 2\delta \left(\frac{4}{3}x - 1 \right) \right] \right\} \end{aligned}$$

où θ est l'angle entre l'impulsion du lepton et la polarisation du τ , et $x = E_l/E_\tau$. Les résultats d'ALEPH obtenus avec les données de 1990 à 1992 sont résumés dans le

Tableau 2.3 [39]. Le paramètre ξ_h correspond à l'hélicité du neutrino. Il est déterminé à partir des désintégrations hadroniques du τ et de la variable ω , utilisée également dans la mesure de la polarisation (voir le Chapitre 3). Ces résultats sont en très bon accord avec l'hypothèse du couplage V-A au W dans le cadre du modèle standard.

Paramètre	valeur mesurée	modèle standard
ρ	0.751 ± 0.045	0.75
η	-0.04 ± 0.19	0
ξ	1.18 ± 0.16	1
$\xi\delta$	0.88 ± 0.13	0.75
ξ_h	-1.006 ± 0.037	-1

Tableau 2.3: Les valeurs des paramètres de Michel mesurés par ALEPH avec les données de 1990 à 1992 et ceux prédits par le modèle standard pour un couplage purement V-A.

2.4 Le courant neutre

Nous avons décrit dans le Chapitre 1 quelles sont les observables intéressantes lors de l'annihilation $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Le principe de la mesure de la polarisation est décrit dans le Chapitre 3. Les tests précis de l'universalité $e - \mu - \tau$ sont obtenus à partir des largeurs partielles de désintégration Γ_l qui mesurent la somme $v_l^2 + a_l^2$, alors que les asymétries mesurent le rapport v_l/a_l . Les valeurs des couplages vecteur et axial des leptons au Z^0 mesurées à partir des quatre expériences LEP sont données dans le Tableau 2.4 pour les trois leptons. Ces valeurs sont en bon accord avec les prédictions du modèle standard.

$a_e = -0.50115 \pm 0.00052$	$v_e = -0.0368 \pm 0.0017$
$a_\mu = -0.50113 \pm 0.00076$	$v_\mu = -0.0354 \pm 0.0036$
$a_\tau = -0.50151 \pm 0.00089$	$v_\tau = -0.0369 \pm 0.0018$
$a_l = -0.50119 \pm 0.00041$	$v_l = -0.0369 \pm 0.0010$

Tableau 2.4: Les couplages effectifs vecteur et axial déterminés à partir des données du LEP en 1995, avec et sans l'hypothèse d'universalité [12].

2.5 Le neutrino ν_τ

2.5.1 La masse du neutrino τ

En utilisant les désintégrations du τ en cinq branches où il y a peu d'énergie disponible pour le neutrino ν_τ , une analyse dans la collaboration ALEPH a permis de mettre une limite supérieure à 95% de confiance sur la masse du neutrino ν_τ [32], [40]:

$$m_{\nu_\tau} < 23.1 \text{ MeV}/c^2$$

à partir des données enregistrées de 1991 à 1994. Cette limite est extraite de la distribution bi-dimensionnelle de la masse invariante hadronique et de l'énergie hadronique. La méthode utilise un ajustement par maximum de vraisemblance.

2.5.2 Les oscillations du neutrino τ

La recherche de neutrinos massifs a une grande importance en physique des particules, mais également en cosmologie. Si les neutrinos sont massifs, les oscillations analogues à celles des quarks devront être observées. La voie la plus prometteuse pour mettre en évidence une masse non-nulle des neutrinos auprès des accélérateurs est la recherche des oscillations de neutrinos. Plusieurs expériences prennent des données.

A partir d'un faisceau de ν_μ , le signal d'une oscillation serait l'observation de ν_τ à travers un signal du τ , le τ étant identifié à partir de ses produits de désintégration dans NOMAD et avant sa désintégration dans CHORUS pour les deux détecteurs au CERN. La probabilité pour qu'un neutrino de saveur f oscille en un neutrino de saveur f' à une distance L du point de production s'écrit de la manière suivante [41]:

$$P_{f \rightarrow f'} = \sin^2(2\theta_{ff'}) \sin^2 \frac{\pi L}{L_0}$$

où la longueur d'oscillation L_0 s'écrit en fonction de la différence entre les masses des deux saveurs de neutrinos:

$$L_0 = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta m^2}$$

Les masses des neutrinos étant petites, les différences entre ces masses le seront également, et les détecteurs devront être placés loin du point de production (quelques centaines de m pour les expériences au CERN). Des expériences couvrant d'autres régions du plan $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ accessibles à partir de détecteurs situés à plusieurs centaines de km du point de production sont également en discussion.

2.6 Le τ comme laboratoire QCD

Grâce à sa masse élevée, le τ est le seul lepton qui peut se désintégrer en hadrons. Une mesure précise des rapports d'embranchement leptoniques du τ permet de déterminer le rapport R_τ :

$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \text{hadrons } \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow e\nu_\tau \bar{\nu}_e)}$$

Ce rapport doit être égal à 3 dans le modèle des quarks-partons ($\alpha_s = 0$). L'excès de la valeur expérimentale par rapport à 3 est une mesure sensible des corrections prédites par QCD; la constante de couplage $\alpha_s(m_\tau)$ peut être déterminée ainsi. Son évolution à la masse du Z^0 conduit à une valeur très précise de $\alpha_s(M_Z)$ [42]:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.121 \pm 0.002$$

Chapitre 3

La mesure de la polarisation du tau

3.1 Les premières mesures de la polarisation du tau

La polarisation du τ n'a été mesurée que par deux expériences avant le démarrage du LEP, CELLO à l'énergie dans le centre de masse de 34 GeV et MAC, à $\sqrt{s} = 29$ GeV. En dehors des quatre expériences LEP, cette polarisation a été mesurée récemment par les collaborations AMY et VENUS à $\sqrt{s} = 59$ GeV. Comme on le voit sur la Figure 3.1, en dessous du pôle du Z^0 , la polarisation a une très faible valeur dans le modèle standard car le processus de production des paires de taus à partir de l'annihilation de e^+ et e^- est dominé par l'échange d'un photon. Le LEP est donc l'endroit idéal pour mesurer la polarisation des taus.

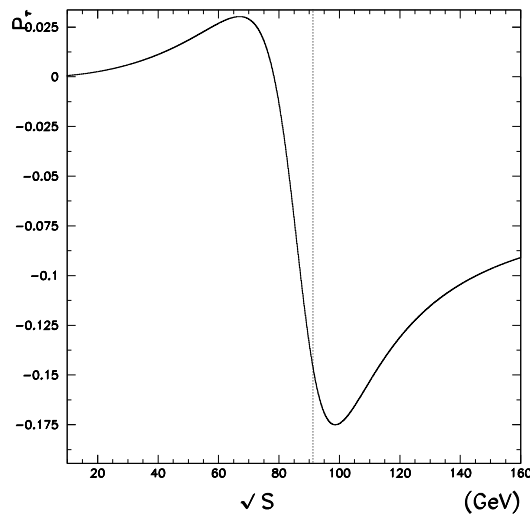
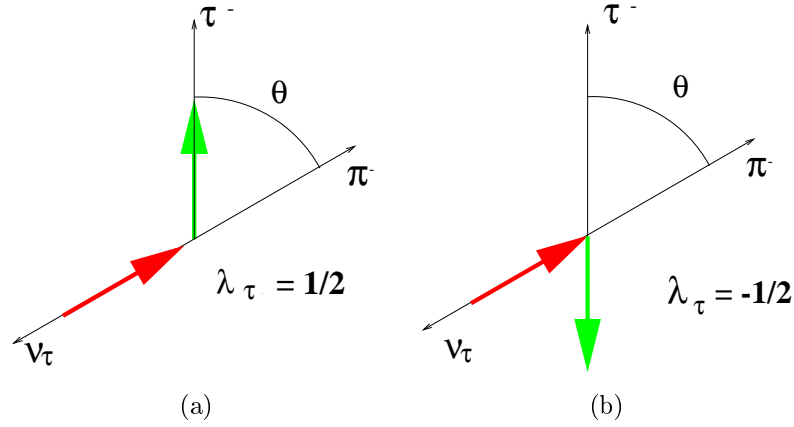


Figure 3.1: La polarisation en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Le principe de la mesure de la polarisation du τ était connu [43], comme beaucoup d'autres propriétés du τ , bien avant sa découverte. Pour illustrer la méthode, prenons comme exemple le canal de désintégration $\tau \rightarrow \pi \nu_{\tau}$. C'est le canal de désintégration le plus simple car il n'y a que deux particules dans l'état final d'une part et d'autre part le π



a un spin 0 et le neutrino n'a qu'un seul état d'hélicité. Les amplitudes de désintégration des deux états d'hélicités du tau sont données par:

$$\mathcal{A} \propto d_{\lambda, \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \propto \cos \theta / 2 \quad \text{pour } \lambda = +\frac{1}{2}$$

$$\mathcal{A} \propto d_{\lambda, \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \propto \sin \theta / 2 \quad \text{pour } \lambda = -\frac{1}{2}$$

où θ est l'angle dans le centre de masse du τ entre la direction du τ et celle du π . La distribution des événements est alors:

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = \frac{1}{2}(1 + P_{\tau} \cos \theta)$$

où

$$P_{\tau} \equiv P_{\tau^-} = -P_{\tau^+}$$

Un τ^- droit ($\lambda = +\frac{1}{2}$) va donc préférentiellement se désintégrer en un π énergétique qui sera le long de la direction de vol du τ . La distribution des événements s'écrit sous la forme:

$$W(X) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dx} = \frac{1}{2}[1 + P_{\tau}(2x - 1)]$$

où $x = E_{\pi}/E_{\tau}$ et où E_{π} est l'énergie du π dans le référentiel du laboratoire.

Les distributions de la variable x sont construites dans les données, ainsi que dans le Monte Carlo pour les deux états d'hélicité du τ . La polarisation est obtenue en ajustant par une somme pondérée des deux distributions d'hélicités du Monte Carlo la distribution des données. Dans la Figure 3.2 sont représentées ces distributions dans le cas idéal(a) et dans le cas réel observé par ALEPH(b). Les distributions, idéalement linéaires, sont modifiées par des effets d'acceptance et de résolution.

Dans les cas de désintégrations du τ dans un mode purement leptonique, c'est la variable x qui est encore utilisée car c'est la seule observable. Dans ce cas, la sensibilité à la polarisation de la distribution de la variable x est fortement réduite à cause de la présence de deux neutrinos dans l'état final, avec une distribution [38]:

$$W(x) = \frac{1}{3}[(5 - 9x^2 + 4x^3) + P_{\tau}(1 - 9x^2 + 8x^3)]$$

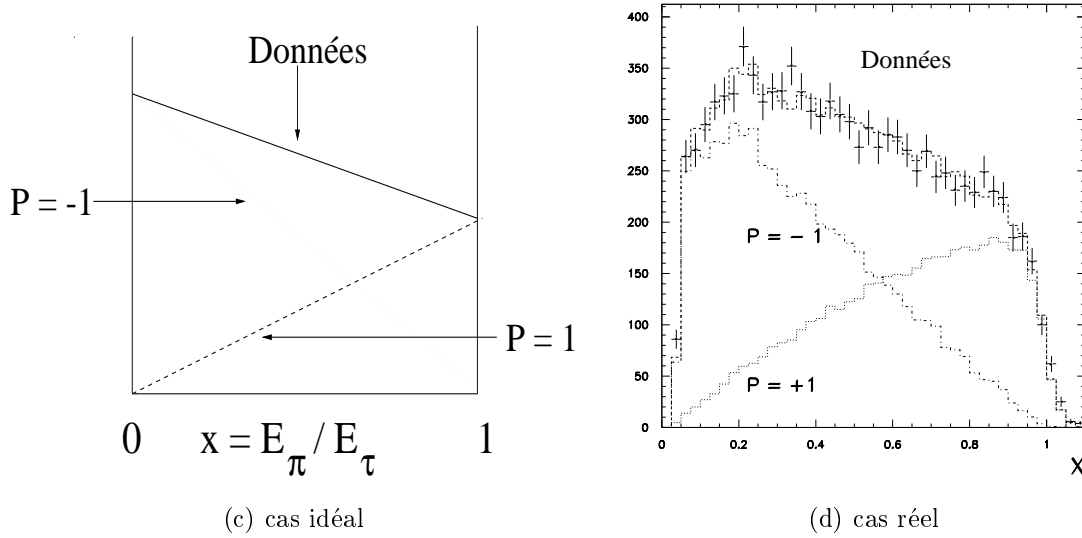


Figure 3.2: La distribution de la variable x dans le canal π

Dans les désintégrations hadroniques, les principaux modes utilisés pour la mesure de la polarisation sont les modes de désintégration en π , ρ et a_1 . Non seulement ces modes bénéficient de grands rapports d'embranchement du τ , mais de plus ils sont plus simples à décrire que les autres modes de désintégration hadroniques. La mesure de la polarisation est plus difficile dans les canaux ρ et a_1 que dans le canal π car d'une part ces résonances ont un spin 1 et que d'autre part, le ρ se désintègre en deux pions et le a_1 en $\rho\pi$. Pour une hélicité donnée du τ^- , il y a deux hélicités $\lambda = 0, 1$ possibles pour le hadron. Elles interviennent avec des amplitudes correspondantes \mathcal{A}_0 et \mathcal{A}_1 . Ces deux amplitudes sont reliées par:

$$\frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = \sqrt{2} \frac{m_{had}}{m_\tau}$$

La distribution des événements s'écrit toujours linéairement en P_τ :

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = \frac{1}{2}(1 + \alpha P_\tau \cos \theta)$$

mais elle comporte un facteur de dilution α :

$$\alpha = \frac{|\mathcal{A}_0|^2 - |\mathcal{A}_1|^2}{|\mathcal{A}_0|^2 + |\mathcal{A}_1|^2}$$

Pour le canal ρ , α vaut 0.46 et pour le canal a_1 α vaut approximativement 0.10. La perte de sensibilité est donc très grande dans le canal a_1 .

La sensibilité peut être augmentée en mesurant l'hélicité du système hadronique à travers ses produits de désintégration [44] et les corrélations entre les observables. Deux angles sont introduits pour le canal ρ : l'angle θ défini dans le centre de masse du τ , comme l'angle entre la direction de vol du τ et celle du ρ , et l'angle β , qui est l'angle défini dans le centre de masse du ρ comme l'angle entre le ρ et le π chargé. La polarisation

est alors mesurée par ajustement des distributions multi-dimensionnelles. Ceci complique la mesure de la polarisation dans les canaux hadroniques autres que le π .

Dans le canal ρ , l'information sur la polarisation est pratiquement contenue dans la distribution de la variable y définie par [45]:

$$y = \frac{|E_\pi - E_{\pi^0}|}{E_\tau}$$

c'est-à-dire l'asymétrie d'énergie entre les π chargés et neutres.

Dans le canal a_1 , la sensibilité à la polarisation est fortement réduite si seuls ces deux angles sont utilisés. L'angle β est, dans ce cas, défini dans le centre de masse du a_1 comme l'angle entre la direction du a_1 et la direction perpendiculaire au plan de désintégration du a_1 . La description complète de la désintégration du a_1 nécessite l'introduction de 7 variables: outre les deux angles précédents interviennent la masse invariante du système des trois pions, les deux variables de Dalitz décrivant la désintégration en trois pions, un angle décrivant la position de l'un des hadrons dans le plan de désintégration du a_1 et finalement un angle relié à la direction du τ . Si la direction du τ n'est pas observable, cet angle n'est pas mesurable. En pratique, il est difficile de faire un ajustement d'une distribution de dimension 6 et le faible nombre d'événements dans un intervalle de l'espace de phase rend cet ajustement peu praticable.

Une autre manière de mesurer la polarisation est d'utiliser l'acolinéarité entre les produits de désintégration des taus [46]. Si θ_{12} est l'angle entre les deux traces, alors l'acolinéarité est $\epsilon = \pi - \theta_{12}$. On peut montrer que la distribution des événements s'écrit de la manière suivante en fonction de l'acolinéarité ϵ :

$$W(\epsilon) = F(\epsilon) + P_\tau G(\epsilon)$$

En pratique, seuls les événements dans lesquels un des deux taus se désintègre en une trace chargée sont utilisés dans cette dernière étude, les autres événements ayant une sensibilité plus faible à la polarisation.

3.2 L'optimisation de la mesure de la polarisation

3.2.1 La distribution des produits de désintégration

Considérons la désintégration du tau:

$$\tau \rightarrow \nu_\tau + X$$

en se plaçant dans le cadre du modèle standard. La masse du neutrino est supposée nulle et le courant est purement de type (V-A). Il n'y a pas d'indication expérimentale d'un écart par rapport à cette structure en (V-A) [39].

L'élément de matrice associé est de la forme:

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(N) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(P) J_\mu$$

où J_μ désigne le courant associé à l'état final et P et N les quadri-vecteurs du τ et du ν_τ . La largeur partielle de désintégration s'écrit en fonction de l'espace de phase PS , quel que soit l'état final [47]:

$$d\Gamma = \frac{|\bar{\mathcal{M}}|^2}{2m_\tau} (1 - h_\mu s^\mu) dPS$$

$|\bar{\mathcal{M}}|^2$ est l'élément de matrice moyenné sur les états finals de spin et s est le quadri-vecteur spin du τ qui se réduit au vecteur polarisation dans le référentiel de centre de masse du τ . Le vecteur h est le vecteur polarimètre. On peut montrer que c'est un vecteur unitaire quel que soit l'état final [48], [49] et que potentiellement, tous les canaux ont la même sensibilité à la polarisation.

Dans le cas particulier du canal de désintégration π , ce vecteur est simplement $\vec{h} = \hat{n}_\pi$. Dans les autres modes de désintégration hadronique, h est construit à partir du courant hadronique. Dans le cas où tous les produits de désintégration sont observés et si le courant hadronique est connu, la distribution des événements s'écrit simplement quel que soit le canal de désintégration:

$$W = \frac{1}{2}(1 + P_\tau \cos \theta_h) \quad (3.1)$$

où θ_h est l'angle dans le centre de masse du τ entre le vecteur polarimètre et la direction du τ . Cette distribution a la même forme que celle obtenue dans le cas du canal π . En posant $\omega = \cos \theta_h$, on a pour les événements $\pi\nu_\tau$: $\omega = 2x - 1$. Dans l'hypothèse idéale où tous les produits de désintégration sont mesurés, y compris le (ou les) neutrino(s), tous les canaux de désintégration ont la même sensibilité à la mesure de la polarisation. En négligeant les corrections radiatives, l'énergie du τ est celle du faisceau et la direction du neutrino peut être déduite de celle du τ .

Avant notre analyse, la direction du τ n'était pas mesurée dans l'analyse de la polarisation. La reconstruction incomplète du vecteur polarimètre se traduisant par une perte de sensibilité dans la mesure de la polarisation. Le fait que la distribution des événements soit linéaire en P_τ et que le vecteur h soit unitaire, a permis de définir une variable optimale ω [48] qui contient à elle seule toute l'information disponible dans l'événement. Dans ce cas, et si la direction du τ est connue et incluse dans ω , la mesure de la polarisation devient équivalente par sa sensibilité dans tous les canaux hadroniques. La manière dont cette variable ω est obtenue est exposée dans la partie suivante.

3.2.2 La variable optimale

Pour chaque canal de désintégration du τ , si $\vec{\xi}$ désigne l'ensemble des n observables, la distribution des désintégrations peut s'écrire de la manière suivante:

$$W(\vec{\xi}) = f(\vec{\xi}) + P_\tau g(\vec{\xi}) \quad (3.2)$$

Les fonctions f et g satisfont aux conditions de normalisation et de positivité suivantes:

$$\int f d\vec{\xi} = 1, \quad \int g d\vec{\xi} = 0, \quad f \geq 0 \quad \text{et} \quad |g| \leq f \quad (3.3)$$

La condition $\int g d\vec{\xi} = 0$ exprime le fait que la largeur totale de désintégration ne dépend pas de la polarisation du τ . W étant proportionnel à un élément de matrice au carré, il doit être positif d'où les conditions: $f \geq 0$ et $|g| \leq f$.

Soit un échantillon de N mesures des observables $\vec{\xi}$. La fonction de vraisemblance s'écrit:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N (W(\vec{\xi}_i))$$

La polarisation P_τ qui maximise cette fonction de vraisemblance est la solution de l'équation suivante:

$$\frac{\partial \log \mathcal{L}}{\partial P_\tau} = \sum_i \frac{g_i}{f_i + g_i P_\tau} = \sum_i \frac{\omega_i}{1 + P_\tau \omega_i} = 0 \quad (3.4)$$

La variable ω ayant la sensibilité maximale à la polarisation est définie, pour chaque canal de désintégration observé, par [48]:

$$\omega = \frac{g(\vec{\xi})}{f(\vec{\xi})} \quad (3.5)$$

La distribution des événements peut alors être réécrite:

$$W(\omega) = \hat{f}(\omega)(1 + P_\tau \omega) \quad (3.6)$$

La variable ω contient toute l'information nécessaire à la mesure de la polarisation. La mesure de la polarisation devient beaucoup plus simple dans le canal ρ , et surtout a_1 , car les ajustements multi-dimensionnels sont remplacés par celui d'une seule variable ω .

L'erreur sur la mesure de la polarisation s'écrit en fonction de ω :

$$\frac{1}{\sigma_{P_\tau}^2} = -\frac{\partial^2 \log \mathcal{L}}{\partial^2 P_\tau} = N \left\langle \left(\frac{\omega}{1 + P_\tau \omega} \right)^2 \right\rangle$$

La variable ω peut être utilisée dans tous les canaux de désintégration pour lesquels les courants associés à l'état final sont suffisamment bien connus. La sensibilité d'un canal à la mesure de la polarisation est définie comme étant:

$$S = \frac{1}{\sigma_{P_\tau} \sqrt{N}} \quad (3.7)$$

où N est le nombre d'événements analysés et σ_{P_τ} l'incertitude statistique dans la mesure de la polarisation.

S est alors donnée par:

$$S = \sqrt{\left\langle \frac{\omega^2}{(1 + P_\tau \omega)^2} \right\rangle} \quad (3.8)$$

Les sensibilités pour les différents canaux de désintégration et en utilisant les différentes variables sensibles à P_τ sont données dans le Tableau 3.1. Les deux premières colonnes donnent les sensibilités lorsque les distributions de θ ou les distributions bi-dimensionnelles sont utilisées. Les sensibilités obtenues en utilisant la variable ω sont données dans les deux dernières colonnes de ce tableau.

Dans le cas du canal π , l'introduction de la direction du τ n'améliore pas la sensibilité de la mesure car toute l'information est déjà contenue dans la variable x . Pour les canaux leptoniques, la présence de deux neutrinos dans l'état final se traduit par un faible gain de sensibilité si la direction du τ est connue. Dans le cas où la direction du τ est mesurée, les sensibilités des canaux hadroniques ρ et a_1 deviennent maximales et égales à la sensibilité du canal π .

Notre analyse portera donc sur la mesure de la polarisation dans les canaux où la direction apporte un gain de sensibilité, donc sur les canaux de désintégration $\rho\nu_\tau$ et $a_1\nu_\tau$, mais également sur le canal π qui est un canal très sensible.

Dans la section suivante, nous donnons les expressions des variables optimales dans les canaux ρ et a_1 , avec et sans la direction du τ . La polarisation sera toujours mesurée avec et sans la direction du τ afin de pouvoir comparer les gains de sensibilité aux prédictions théoriques.

Canal de désintégration	angle θ	angles θ et β	ω sans $\vec{\tau}$	ω avec $\vec{\tau}$
$\pi\nu$	0.58	-	0.58	0.58
$\rho\nu$	0.26	0.49	0.49	0.58
$a_1\nu$	0.10	0.23	0.45	0.58
$l\nu\bar{\nu}$	0.22	-	0.22	0.27

Tableau 3.1: Les sensibilités à la mesure de la polarisation pour les canaux de désintégration indiqués et pour les différentes observables.

3.3 L'expression des observables optimales

Nous allons donner ici les expressions des variables optimales calculées à partir des largeurs partielles de désintégration du τ établies dans la référence [50]. Le modèle utilisé dans cet article est le même que celui retenu dans le générateur d'événements KORALZ [51] utilisé dans notre analyse. Nous décrirons d'abord une désintégration avec trois hadrons dans l'état final, dont le mode de désintégration $\tau \rightarrow \nu_\tau a_1$ est un cas particulier, puis nous décrirons l'état final de désintégration avec deux hadrons dans l'état final. Les relations sont établies dans les deux cas: celui où la direction du τ n'est pas mesurée et le cas où elle l'est.

3.3.1 La désintégration en trois hadrons

Considérons la désintégration

$$\tau^-(p, s) \rightarrow \nu_\tau(p', s') h_1(m_1, q_1) h_2(m_2, q_2) h_3(m_3, q_3)$$

où h_i est un hadron de masse m_i et d'impulsion q_i . L'élément de matrice s'écrit:

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta_c M_\mu J^\mu$$

où les courants M_μ et J^μ sont définis par:

$$M_\mu = \bar{u}(p', s') \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma_5) u(p, s) \quad (3.9)$$

$$J^\mu = \langle h_1(q_1) h_2(q_2) h_3(q_3) | J_A^\mu(0) + J_V^\mu(0) | 0 \rangle \quad (3.10)$$

Dans le modèle standard, $g_V = g_A = 1$.

En introduisant les tenseurs leptonique $L_{\mu\nu} = M_\mu (M_\nu)^\dagger$ et hadronique $H_{\mu\nu} = J_\mu (J_\nu)^\dagger$, la largeur partielle s'écrit

$$d\Gamma(\tau \rightarrow 3h\nu) = \frac{1}{2m_\tau} \frac{G^2}{2} \cos^2 \theta_c \{L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}\} dPS^{(4)} \quad (3.11)$$

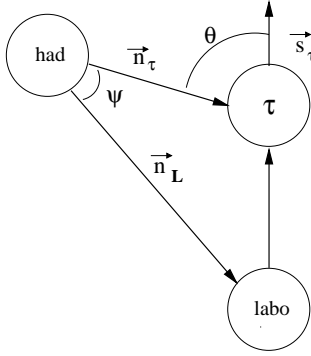
Les variables cinématiques utilisées

Dans le référentiel du centre de masse des hadrons, les trois hadrons sont ordonnés de manière suivante:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{q}_3 \text{ est le hadron de charge opposée aux deux autres} \\ |\vec{q}_2| > |\vec{q}_1| \end{array} \right.$$

Soit S le repère où les axes Ox et Oz sont portés par les vecteurs unitaires:

$$\begin{cases} Ox &= \hat{q}_3 \\ Oz &= \frac{\vec{q}_1 \wedge \vec{q}_2}{|\vec{q}_1 \wedge \vec{q}_2|} \end{cases}$$



Soit \vec{n}_\perp le vecteur unitaire porté par l'axe Oz . Soit \vec{n}_L le vecteur unitaire porté par la direction du laboratoire vue du référentiel du centre de masse des hadrons. \vec{n}_τ désigne la direction du τ dans ce référentiel. Soit S' le repère défini par les axes suivants:

$$\begin{cases} Oy' &= \frac{\vec{n}_L \wedge \vec{n}_\tau}{|\vec{n}_L \wedge \vec{n}_\tau|} \\ Oz' &= \vec{n}_L \end{cases}$$

Dans le référentiel du laboratoire, le vecteur polarisation \vec{s}_τ est aligné avec la direction du τ . Sa norme vaut: $s_\mu s^\mu = -1$.

- Si la direction du τ n'est pas mesurée, les angles suivants sont introduits:
 - θ : l'angle de désintégration du τ , défini dans le centre de masse du τ comme l'angle entre la direction du τ dans le référentiel du laboratoire et la direction du hadron h^\pm se désintégrant en $h_1 h_2 h_3$.
 - β : l'angle de désintégration du a_1 , défini comme l'angle entre les vecteurs \vec{n}_L et \vec{n}_\perp .
 - γ : l'angle entre les plans définis par $(\vec{n}_\perp, \vec{n}_L)$ et $(\vec{n}_\perp, \vec{q}_3)$

L'angle θ est déterminé à partir de la cinématique de la désintégration en deux corps $\tau^- \rightarrow \nu_\tau h^-$:

$$\cos \theta = \frac{2xm_\tau^2 - m_\tau^2 - m_h^2}{(m_\tau^2 - m_h^2)(\sqrt{1 - 4m_\tau^2/s})}$$

où $x = 2\frac{E_h}{\sqrt{s}}$ et $s = 4E_b^2$

Un autre angle, noté ψ , est introduit: c'est l'angle entre la direction du laboratoire et la direction du τ dans le centre de masse des hadrons tel que:

$$\cos \psi = \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{x^2 - 4Q^2/s}}$$

- Dans le cas où la direction du τ est mesurée, on choisit de faire coïncider \vec{n}_τ avec l'axe Oz' , ce qui implique que l'angle ψ devient nul. Dans ce cas, la définition de l'angle θ ne change pas, mais par contre il faut redéfinir les angles β et γ qui deviennent alors les angles notés $\tilde{\beta}$ et $\tilde{\gamma}$. Si la direction du τ est mesurable, ces angles sont obtenus en remplaçant dans les définitions ci-dessus le vecteur:

$$\vec{n}_L \quad \text{par} \quad \vec{n}_\tau$$

Un autre angle est mesurable avec la direction du τ :

– α : c'est l'angle entre les plans définis par $(\vec{s}_\tau, \vec{n}_\tau)$ et $(\vec{n}_\perp, \vec{n}_\tau)$.

Les deux repères S et S' sont reliés par une rotation d'Euler d'angles (α, β, γ) . L'espace de phase est décrit à partir de ces angles. L'élément d'espace de phase entrant dans l'équation 3.11 s'écrit alors:

$$\begin{aligned} dPS^{(4)} &= (2\pi)^4 \delta^4(l - l' - q_1 - q_2 - q_3) \frac{1}{(2\pi)^{12}} \frac{d^3\vec{l}'}{2E_\nu} \frac{d^3\vec{q}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{q}_2}{2E_2} \frac{d^3\vec{q}_3}{2E_3} \\ &= \frac{1}{64} \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{m_\tau^2 - Q^2}{m_\tau^2} \frac{dQ^2}{Q^2} ds_1 ds_2 \frac{d\alpha}{2\pi} \frac{d\gamma}{2\pi} \frac{d\cos\beta}{2} \frac{d\cos\theta}{2} \end{aligned}$$

où on a introduit les variables de Dalitz décrivant le système des trois hadrons:

$$s_i = (q_j + q_k)^2 \quad (i \neq j \neq k)$$

et où Q^2 est la masse invariante du système hadronique.

L'expression du tenseur leptonique

Le tenseur leptonique et le tenseur hadronique sont hermitiens. La contraction de ces deux tenseurs peut donc s'écrire comme une somme de 16 termes indépendants:

$$L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} = L^{00} H^{00} - L^{i0} H^{i0} - L^{0j} H^{0j} + L^{ij} H^{ij} \quad (3.12)$$

16 combinaisons symétriques et anti-symétriques (L_X, W_X) sont introduites et elles permettent d'écrire:

$$L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} = \sum_X L_X W_X = 2(m_\tau^2 - Q^2) \sum_X \bar{L}_X W_X \quad (3.13)$$

Les quantités L_I , $I = \{A, B, I, SA, \dots, SG\}$ sont données en fonction des L^{ij} dans l'Annexe A. Les produits de L_X et W_X sont réels, $L_{\mu\nu}$ et $H^{\mu\nu}$ étant hermitiens. La largeur de désintégration partielle (3.11) s'écrit donc:

$$\begin{aligned} d\Gamma(\tau \rightarrow 3h\nu) &= \frac{G^2}{2m_\tau} \cos^2\theta_c \sum_X \{\bar{L}_X W_X\} \times \\ &\frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{64} \frac{(m_\tau^2 - Q^2)^2}{m_\tau^2} \frac{dQ^2}{Q^2} ds_1 ds_2 \frac{d\cos\theta}{2} \frac{d\alpha}{2\pi} \frac{d\cos\beta}{2} \frac{d\gamma}{2\pi} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Dans le cas où la direction du τ est mesurable, le tenseur leptonique a la forme suivante:

$$\begin{aligned} \bar{L}_A &= \frac{1}{2} K_1 (1 + \cos^2\tilde{\beta}) + K_2 + \frac{1}{2} K_4 \sin 2\tilde{\beta} \cos\alpha \\ \bar{L}_B &= K_1 \sin^2\tilde{\beta} + K_2 - K_4 \sin 2\tilde{\beta} \cos\alpha \\ \bar{L}_C &= -\frac{1}{2} K_1 \sin^2\tilde{\beta} \cos 2\tilde{\gamma} - K_4 \sin\tilde{\beta} (\sin\alpha \sin 2\tilde{\gamma} - \cos 2\tilde{\gamma} \cos\alpha \cos\tilde{\beta}) \\ \bar{L}_D &= \frac{1}{2} K_1 \sin^2\tilde{\beta} \sin 2\tilde{\gamma} - K_4 \sin\tilde{\beta} (\sin\alpha \cos 2\tilde{\gamma} + \sin 2\tilde{\gamma} \cos\alpha \cos\tilde{\beta}) \\ \bar{L}_E &= K_3 \cos\tilde{\beta} + K_5 \sin\tilde{\beta} \cos\alpha \\ \bar{L}_F &= \frac{1}{2} K_1 \sin 2\tilde{\beta} \cos\tilde{\gamma} - K_4 (\cos 2\tilde{\beta} \cos\alpha \cos\tilde{\gamma} - \cos\tilde{\beta} \sin\alpha \sin\tilde{\gamma}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{L}_G &= -K_3 \sin \tilde{\beta} \sin \tilde{\gamma} + K_4 (\cos \tilde{\beta} \cos \alpha \sin \tilde{\gamma} + \sin \alpha \cos \tilde{\gamma}) \\
\bar{L}_H &= -\frac{1}{2} K_1 \sin 2\tilde{\beta} \sin \tilde{\gamma} + K_4 (\cos 2\tilde{\beta} \cos \alpha \sin \tilde{\gamma} + \cos \tilde{\beta} \sin \alpha \cos \tilde{\gamma}) \\
\bar{L}_I &= -K_3 \sin \tilde{\beta} \cos \tilde{\gamma} + K_4 (\cos \tilde{\beta} \cos \alpha \cos \tilde{\gamma} - \sin \alpha \sin \tilde{\gamma}) \\
\bar{L}_{SA} &= K_2 \\
\bar{L}_{SB} &= K_2 \sin \tilde{\beta} \cos \tilde{\gamma} - K_4 (\cos \tilde{\beta} \cos \alpha \cos \tilde{\gamma} - \sin \alpha \sin \tilde{\gamma}) \\
\bar{L}_{SC} &= K_4 (\cos \tilde{\beta} \sin \alpha \cos \tilde{\gamma} + \cos \alpha \sin \tilde{\gamma}) \\
\bar{L}_{SD} &= -K_2 \sin \tilde{\beta} \sin \tilde{\gamma} + K_4 (\cos \tilde{\beta} \cos \alpha \sin \tilde{\gamma} + \sin \alpha \cos \tilde{\gamma}) \\
\bar{L}_{SE} &= -K_4 (\cos \tilde{\beta} \sin \alpha \sin \tilde{\gamma} - \cos \alpha \cos \tilde{\gamma}) \\
\bar{L}_{SF} &= -K_2 \cos \tilde{\beta} - K_4 \sin \tilde{\beta} \cos \alpha \\
\bar{L}_{SG} &= K_4 \sin \tilde{\beta} \sin \alpha
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Lorsque la direction du τ n'est pas mesurée, il faut intégrer ces tenseurs sur l'angle α qui n'est pas mesurable. Les expressions du tenseur leptonique sont alors:

$$\begin{aligned}
\bar{L}_A &= \frac{2}{3} K_1 + K_2 + \frac{1}{3} \bar{K}_1 (3 \cos^2 \beta - 1)/2 \\
\bar{L}_B &= \frac{2}{3} K_1 + K_2 - \frac{2}{3} \bar{K}_1 (3 \cos^2 \beta - 1)/2 \\
\bar{L}_C &= -\frac{1}{2} \bar{K}_1 \sin^2 \beta \cos 2\gamma \\
\bar{L}_D &= \frac{1}{2} \bar{K}_1 \sin^2 \beta \sin 2\gamma \\
\bar{L}_E &= \bar{K}_3 \cos \beta \\
\bar{L}_F &= \frac{1}{2} \bar{K}_1 \sin 2\beta \cos \gamma \\
\bar{L}_G &= -\bar{K}_3 \sin \beta \sin \gamma \\
\bar{L}_H &= -\frac{1}{2} \bar{K}_1 \sin 2\beta \sin \gamma \\
\bar{L}_I &= -\bar{K}_3 \sin \beta \cos \gamma \\
\bar{L}_{SA} &= K_2 \\
\bar{L}_{SB} &= \bar{K}_2 \sin \beta \cos \gamma \\
\bar{L}_{SC} &= 0 \\
\bar{L}_{SD} &= -\bar{K}_2 \sin \beta \sin \gamma \\
\bar{L}_{SE} &= 0 \\
\bar{L}_{SF} &= -\bar{K}_2 \cos \beta \\
\bar{L}_{SG} &= 0
\end{aligned} \tag{3.16}$$

La dépendance dans la polarisation est contenue dans les fonctions K_i suivantes:

$$\begin{aligned}
K_1 &= 1 - \cos \theta \gamma_{VA} P_\tau - (m_\tau^2/Q^2)(1 + \gamma_{VA} P_\tau \cos \theta) \\
K_2 &= (m_\tau^2/Q^2)(1 + \gamma_{VA} P_\tau \cos \theta) \\
K_3 &= \gamma_{VA} - P_\tau \cos \theta \\
\bar{K}_1 &= K_1 (3 \cos^2 \psi - 1)/2 - \frac{3}{2} K_4 \sin 2\psi
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{K}_2 &= K_2 \cos \psi + K_4 \sin \psi \\
\bar{K}_3 &= K_3 \cos \psi - K_5 \sin \psi \\
K_4 &= \sqrt{(m_\tau^2/Q^2)} \gamma_{VA} P_\tau \sin \theta \\
K_5 &= \sqrt{(m_\tau^2/Q^2)} P_\tau \sin \theta
\end{aligned} \tag{3.17}$$

où le terme γ_{VA} vaut:

$$\gamma_{VA} = \frac{2g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2}$$

Lorsque la direction du τ est mesurée, il faut remplacer ψ par 0 dans ces expressions, et utiliser les angles $\tilde{\beta}$ et $\tilde{\gamma}$ au lieu de β et γ .

Les expressions ci-dessus sont établies dans le cas de la désintégration d'un τ^- . Pour passer à la désintégration d'un τ^+ , on applique l'opération de conjugaison de charge et de parité CP. Sous cette opération, les termes suivants changent de signe:

- P_τ devient $-P_\tau$
- γ_{VA} devient $-\gamma_{VA}$

On voit d'après les expressions des facteurs K_i que seuls les termes où P_τ ou γ_{VA} apparaissent seuls vont être affectés par cette opération. Ces termes sont K_3 et K_5 , et \bar{K}_3 qui devient $-\bar{K}_3$.

Les facteurs de forme dans la désintégration en trois hadrons

Le tenseur hadronique est évalué dans le référentiel du centre de masse des hadrons. Sa forme dépend du nombre et de la nature des hadrons (π, K) dans l'état final. La forme la plus générale du courant hadronique pour la désintégration en trois hadrons s'écrit:

$$\begin{aligned}
J^\mu &= \langle h_1(q_1)h_2(q_2)h_3(q_3) | J_A^\mu(0) + J_V^\mu(0) | 0 \rangle \\
&= V_1^\mu F_1 + V_2^\mu F_2 + iV_3^\mu F_3 + V_4^\mu F_4
\end{aligned} \tag{3.18}$$

où:

$$\begin{aligned}
V_1^\mu &= q_1^\mu - q_3^\mu - Q^\mu \frac{Q \cdot (q_1 - q_3)}{Q^2} \\
V_2^\mu &= q_2^\mu - q_3^\mu - Q^\mu \frac{Q \cdot (q_2 - q_3)}{Q^2} \\
V_3^\mu &= \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} q_{1\alpha} q_{2\beta} q_{3\gamma} \\
V_4^\mu &= q_1^\mu + q_2^\mu + q_3^\mu = Q^\mu
\end{aligned} \tag{3.19}$$

Les termes proportionnels à F_1 et F_2 correspondent à la partie axiale du courant pour un spin total de 1, alors que le terme F_3 provient de la partie vecteur de ce courant. F_4 correspond à un état final de spin 0. Dans le repère (S), les quadri-vecteurs ont les expressions suivantes:

$$\begin{aligned}
q_1 &= (E_1, q_1^x, q_1^y, 0) \\
q_2 &= (E_2, q_2^x, q_2^y, 0) \\
q_3 &= (E_3, q_3^x, 0, 0) \\
Q &= (\sqrt{Q^2}, 0, 0, 0)
\end{aligned} \tag{3.20}$$

Si l'on introduit les masses des hadrons:

$$\begin{aligned}
E_i &= \frac{Q^2 - s_i + m_i^2}{2\sqrt{Q^2}} \\
q_3^x &= \sqrt{E_3 - m_3^2} \\
q_1^x &= (2E_1E_3 - s_2 + m_1^2 + m_3^2)/(2q_3^x) \\
q_2^x &= (2E_2E_3 - s_1 + m_2^2 + m_3^2)/(2q_3^x) \\
q_1^y &= \sqrt{E_1^2 - (q_1^x)^2 - m_1^2} \\
q_2^y &= -\sqrt{E_2^2 - (q_2^x)^2 - m_2^2} = -q_1^y
\end{aligned}$$

Il est utile d'introduire les variables suivantes:

$$\begin{aligned}
x_1 &= V_1^x = q_1^x - q_3^x \\
x_2 &= V_2^x = q_2^x - q_3^x \\
x_3 &= V_1^y = q_1^y = -q_2^y \\
x_4 &= V_3^z = \sqrt{Q^2} x_3 q_3^x
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Application à la désintégration $\tau^- \rightarrow \nu_\tau a_1^-$
 $\hookrightarrow \rho\pi$
 $\hookrightarrow \pi^-\pi^-\pi^+$ **ou** $\pi^0\pi^0\pi^-$

Dans le cas d'une désintégration du τ en a_1 , seuls les termes de spin 1 et correspondant au courant axial (F_1, F_2) interviennent. De plus, les composantes temporelles et suivant z de V_1 et V_2 s'annulent dans le repère S . Donc seules les fonctions de structure construites à partir des tenseurs avec les composantes en x et y sont non nulles. Ces fonctions de structure s'écrivent alors en fonction des facteurs de forme F_i :

$$\begin{aligned}
W_A &= (x_1^2 + x_3^2)|F_1|^2 + (x_2^2 + x_3^2)|F_2|^2 + 2(x_1x_2 - x_3^2)\Re(F_1F_2^*) \\
W_C &= (x_1^2 - x_3^2)|F_1|^2 + (x_2^2 - x_3^2)|F_2|^2 + 2(x_1x_2 + x_3^2)\Re(F_1F_2^*) \\
W_D &= 2x_1x_3|F_1|^2 - 2x_2x_3|F_2|^2 + 2x_3(x_2 - x_1)\Re(F_1F_2^*) \\
W_E &= -2x_3(x_1 + x_2)\Im(F_1F_2^*)
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Les expressions des autres fonctions de structure intervenant dans d'autres modes de désintégration sont données dans l'Annexe A. Les facteurs de forme F_i s'écrivent en fonction des Breit-Wigner des résonances a_1 et ρ :

$$\begin{aligned}
F_1(s_1, s_2, Q^2) &= -\frac{2\sqrt{2}i}{3f_\pi} BW_{a_1}(Q^2) B_\rho(s_2) \\
F_2(s_1, s_2, Q^2) &= F_1(s_2, s_1, Q^2)
\end{aligned}$$

avec

$$BW_R(s) = \frac{m_R^2}{m_R^2 - s - i \cdot m_R \Gamma_R(s)}$$

La Breit-Wigner du ρ contient une faible composante du ρ' .

Pour un état final avec des kaons, le courant n'est plus seulement un courant vecteur. Le terme F_3 n'est plus nul et toutes les composantes de J^μ sont non nulles. Les 16 fonctions de structure W_X interviennent alors toutes.

A partir des expressions des L_I et des W_I , on peut écrire la largeur partielle de désintégration comme la somme d'un terme indépendant de P_τ et d'un terme linéaire en P_τ . La variable ω_{a_1} dans le canal de désintégration $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+$ (ou $\nu_\tau \pi^0 \pi^0 \pi^-$) s'écrit donc:

$$\omega_{a_1} = \frac{\bar{L}_A^P W_A + \bar{L}_C^P W_C + \bar{L}_D^P W_D + \bar{L}_E^P W_E}{\bar{L}_A^0 W_A + \bar{L}_C^0 W_C + \bar{L}_D^0 W_D + \bar{L}_E^0 W_E} \quad (3.23)$$

où \bar{L}_I^j désigne la partie linéaire en P_τ de \bar{L}_I si $j = P$, et la partie indépendante de P_τ de \bar{L}_I si $j = 0$. Les expressions des termes \bar{L}_I sont celles de (3.15) si la direction du τ est observable, et celles de (3.16) si elle ne l'est pas.

Dans le cas de la désintégration d'un τ^+ , à cause de la violation de la parité dans la désintégration du τ en a_1 , les relations précédentes restent valables après une opération CP.

3.3.2 La désintégration en deux hadrons

Considérons à présent la désintégration avec deux hadrons dans l'état final:

$$\tau^-(p, s) \rightarrow \nu_\tau(p', s') h_1(m_1, q_1) h_2(m_2, q_2)$$

L'élément de matrice correspondant s'écrit:

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta_c M_\mu J^\mu$$

où les courants M_μ et J^μ sont définis par:

$$M_\mu = \bar{u}(p', s') \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma_5) u(p, s) \quad (3.24)$$

$$J^\mu = \langle h_1(q_1) h_2(q_2) | J^\mu(0) | 0 \rangle \quad (3.25)$$

On se place de nouveau dans le référentiel de centre de masse des hadrons. Introduisons le vecteur \vec{n}_{π^\pm} comme le vecteur unitaire porté par l'impulsion du hadron h_i chargé. L'angle β défini précédemment est dans ce cas l'angle entre \vec{n}_L et \vec{n}_{π^\pm} . L'angle α est l'angle entre les plans $(\vec{s}_\tau, \vec{n}_\tau)$ et $(\vec{n}_{\pi^\pm}, \vec{n}_\tau)$.

La largeur de désintégration est alors de la forme:

$$d\Gamma(\tau \rightarrow 2h\nu) = \frac{G^2}{2m_\tau} \cos^2 \theta_c \sum_X \{ \bar{L}_X W_X \} \times \quad (3.26)$$

$$\frac{1}{(4\pi)^3} \frac{(m_\tau^2 - Q^2)^2}{m_\tau^2} |\vec{q}_1| \frac{dQ^2}{Q^2} \frac{d\cos\theta}{2} \frac{d\alpha}{2\pi} \frac{d\cos\beta}{2} \quad (3.27)$$

où $X \in \{A, B, E, SA, SF, SG\}$. Ceci est valable pour les états finals à deux mésons, donc de type $\pi\pi, K\pi$ et $\omega\pi$.

Application à la désintégration $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-$
 $\hookrightarrow \pi^- \pi^0$

Dans ce cas:

$$J_\mu = \sqrt{2}(q_1^\mu - q_2^\mu)$$

où

$$q_1^\mu = (E_1, 0, 0, q_1^z) \quad E_1 = \frac{\sqrt{Q^2}}{2} \quad q_1^z = \frac{\sqrt{Q^2 - 4m_\pi^2}}{2}$$

Seules les composantes de type H^{33} contribuent au tenseur hadronique. La seule fonction de structure qui contribue à la largeur partielle de désintégration est donc W_B :

$$W_B = 8|F|^2(q_1^z)^2$$

où F est le facteur de forme du ρ .

Si la direction du τ n'est pas mesurée, la largeur partielle de désintégration est:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dQ^2 d \cos \beta d \cos \theta} &\sim W_B [2/3 K_1 + K_2 - 2/3 \bar{K}_1 (3 \cos^2 \beta - 1)/2] \\ &\sim \left\{ 2/3 [1 - P_\tau \cos \theta - \frac{m_\tau^2}{Q^2} (1 + P_\tau \cos \theta)] + \frac{m_\tau^2}{Q^2} (1 + P_\tau \cos \theta) \right. \\ &\quad - 2/3 \frac{3 \cos^2 \beta - 1}{2} [(1 - P_\tau \cos \theta - \frac{m_\tau^2}{Q^2} (1 + P_\tau \cos \theta)) \frac{3 \cos^2 \psi - 1}{2} \\ &\quad \left. - 3/2 \sqrt{\frac{m_\tau^2}{Q^2}} P_\tau \sin 2\psi \sin \theta \right\} \end{aligned}$$

et la variable ω pour le canal ρ s'écrit dans ce cas:

$$\omega_\rho = \frac{(-2 + \frac{m_\tau^2}{Q^2} + 2(1 + \frac{m_\tau^2}{Q^2}) \frac{3 \cos \psi - 1}{2} \frac{3 \cos^2 \beta - 1}{2}) \cos \theta + 3 \sqrt{\frac{m_\tau^2}{Q^2}} \frac{3 \cos^2 \beta - 1}{2} \sin 2\psi \sin \theta}{2 + \frac{m_\tau^2}{Q^2} - 2(1 - \frac{m_\tau^2}{Q^2}) \frac{3 \cos \psi - 1}{2} \frac{3 \cos^2 \beta - 1}{2}} \quad (3.28)$$

Si la direction du τ est mesurée, la largeur de désintégration s'écrit:

$$\frac{d\Gamma}{dQ^2 d \cos \tilde{\beta} d \cos \theta d \alpha} \sim W_B [K_1 \sin^2 \tilde{\beta} + K_2 - K_4 \sin 2\tilde{\beta} \cos \alpha] \quad (3.29)$$

et la variable optimale a alors l'expression suivante:

$$\omega_\rho = \frac{\cos \theta (\frac{m_\tau^2}{Q^2} \cos^2 \tilde{\beta} - \sin^2 \tilde{\beta}) - \sqrt{\frac{m_\tau^2}{Q^2}} \cos \alpha \sin 2\tilde{\beta} \sin \theta}{\sin^2 \tilde{\beta} + \frac{m_\tau^2}{Q^2} \cos^2 \tilde{\beta}} \quad (3.30)$$

En conclusion, nous avons donc à notre disposition les observables optimales qui vont servir à mesurer la polarisation dans les canaux π, ρ et a_1 , avec et sans l'utilisation de la direction du τ . L'utilisation simultanée de la direction et de ces observables optimales rendent la mesure de la polarisation également sensible dans les trois canaux hadroniques cités.

Partie II

Le dispositif expérimental et les outils d'analyse

Chapitre 4

Le dispositif expérimental

Dans ce chapitre nous donnons une brève description du LEP et du détecteur ALEPH en mettant l'accent sur les sous-détecteurs importants pour la physique du τ .

4.1 Le collisionneur LEP

Dans sa première phase, le LEP (Large Electron Positron collider) a été conçu dans le but d'étudier les couplages du Z^0 aux fermions. La deuxième phase, qui va démarrer à l'été 1996 est dédiée à l'étude des bosons W^\pm . Le LEP est un anneau de collision électron-positron de circonférence de 27 km, la grande circonférence étant choisie dans le but de limiter les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron.

Jusqu'en 1995, l'énergie des faisceaux délivrés par le LEP était de 45.6 GeV. Pour atteindre cette énergie, les électrons et les positrons sont accélérés jusqu'à 20 GeV par le Linac, le PS (Proton Synchrotron) et par le SPS (Super Proton Synchrotron). Ils sont ensuite injectés dans le LEP qui les accélère jusqu'à l'énergie finale. La luminosité est donnée par:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^+}N_{e^-}n_{paquets}f}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

où $n_{paquets}$ est le nombre de paquets, N_{e^\pm} le nombre d'électrons (positrons) par paquets, f la fréquence de révolution et $\sigma_{x,y}$ la taille transverse des faisceaux. Il est donc important d'avoir des faisceaux petits, un nombre suffisant de paquets et de particules par paquets. Les faisceaux sont focalisés grâce à des quadrupôles. Jusqu'en 1991, il y avait 4 paquets par faisceau. Ce nombre a été augmenté à 8 entre 1992 à 1995. L'augmentation du nombre de particules dans un paquet est limitée par les interactions faisceau-faisceau. La luminosité délivrée par le LEP est de l'ordre de $10^{31}cm^{-2}s^{-1}$. La section efficace hadronique au pic du Z^0 est de 30 nb, celle de production des taus étant de 1.47 nb.

4.2 Le détecteur ALEPH

La conception du détecteur ALEPH a été principalement guidée par les objectifs suivants:

- obtenir une grande herméticité dans le but de détecter le plus grand nombre de particules issues des désintégrations du Z^0 . L'angle solide couvert par ALEPH est de 97% de 4π .

- mesurer très précisément les impulsions des particules chargées et reconstruire leur trajectoire dans l'espace. Ceci est réalisé grâce à la chambre à projection temporelle (la TPC).
- déterminer précisément l'énergie déposée par les particules dans les calorimètres et de les identifier. Ceci a guidé la conception du ECAL, un calorimètre électromagnétique très finement granulaire.
- mesurer précisément les longueurs de vol des particules à courtes durées de vie, telles que les taus ou les quarks b. Ceci est effectué grâce au détecteur de vertex (VDET).

Le détecteur est composé d'une partie centrale, le "baril", fermée de chaque côté par un bouchon. En partant du point d'interaction les sous-détecteurs forment des couches successives. Le détecteur de vertex (VDET) est le plus central, puis viennent la chambre à traces interne (ITC) et la chambre à projection temporelle (TPC). Ce premier ensemble permet de mesurer avec une grande précision l'impulsion des traces chargées. Ensuite, on trouve le calorimètre électromagnétique (ECAL) et une bobine supra-conductrice qui plonge tout l'ensemble dans un champ magnétique de 1.5 Tesla. La partie la plus externe est composée du calorimètre hadronique (HCAL) et finalement, des chambres à muons. Cette partie externe, constituée de fer, assure également le retour des lignes de champ magnétique.

Les deux extrémités d'ALEPH sont dotées de deux calorimètres couvrant les petits angles et servant à détecter les événements Bhabha. L'un d'eux, le SICAL, est un calorimètre formé d'absorbeurs de tungstène alternés avec les détecteurs en silicium. Il est situé à 2.5 m du point d'interaction, et couvre le domaine angulaire en θ entre 24 et 58 mrad. Le SICAL est un calorimètre très compact, avec un domaine fiduciel très précisément défini, et couvrant les bas angles en θ . Le désavantage du SICAL est la relative lenteur de son électronique de lecture, rendant impossible son utilisation lors du fonctionnement du LEP avec des trains de paquets. L'autre calorimètre, le LCAL, situé à 2.62 m du point d'interaction, couvre le domaine angulaire entre 40 et 190 mrad. Ces détecteurs permettent une mesure précise de la luminosité.

4.3 Les détecteurs de traces chargées

La reconstruction des trajectoires des particules chargées se fait à partir de trois sous-détecteurs. Nous les décrivons dans l'ordre dans lequel une particule les rencontre.

4.3.1 Le détecteur de vertex: le VDET

Le VDET est le détecteur le plus proche du tube à vide. Il a été en partie installé en 1991, puis complété en 1992. Avant la prise de données à haute énergie (à 130 et 136 GeV) en novembre 1995, il a été entièrement remplacé par un modèle plus grand que le précédent. Le VDET qui a été utilisé entre 1991 et 1995 est un détecteur composé de deux cylindres co-axiaux ayant des rayons respectifs de 6.5 et 11.5 cm et une longueur de 20 cm. Ces cylindres sont formés de plaques de silicium de dimensions $(5.12 \times 5.12 \times 0.05)cm^3$. Chaque plaque est divisée en bandes de lecture espacées de 100 μm dans les directions perpendiculaires ($r - \phi$) et parallèles ($r - z$) au faisceau. Le VDET permet ainsi de

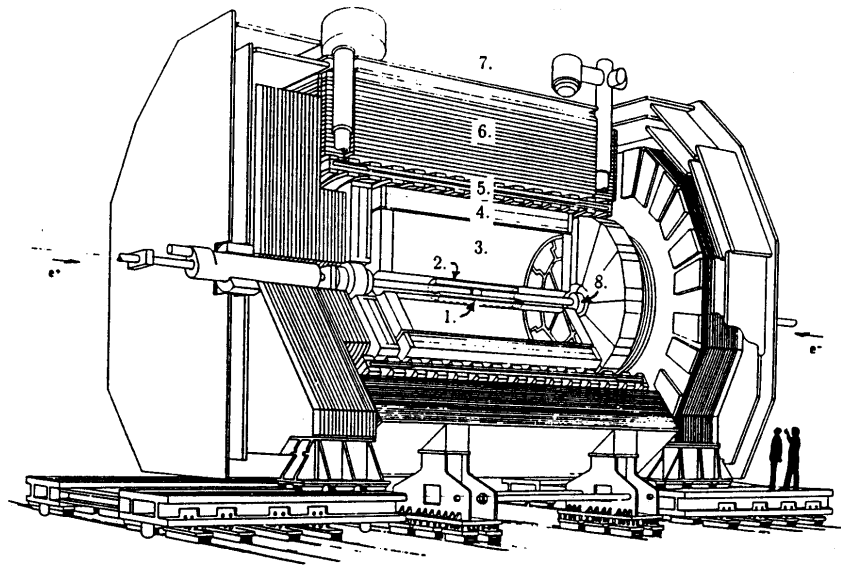


Figure 4.1: Le détecteur ALEPH: (1) détecteur de vertex (VDET); (2) chambre à traces interne (ITC); (3) chambre à projection temporelle (TPC); (4) calorimètre électromagnétique (ECAL); (5) l'aimant supra-conducteur; (6) calorimètre hadronique (HCAL); (7) chambres à muons; (8) détecteurs de luminosité (SICAL, LCAL).

mesurer deux points en trois dimensions pour chaque trajectoire avec une résolution de $12 \mu\text{m}$ en $(r - \phi)$ et de 12 à $22 \mu\text{m}$ en z [57].

Les points du VDET sont reconstruits en moyennant les positions, pondérées par la charge déposée, des bandes adjacentes à l'extrapolation de la trace depuis la TPC et la ITC. Les points sont associés aux traces en minimisant l'écart quadratique moyen de la trace réajustée grâce au VDET. Ces deux points sont utilisés pour augmenter la précision sur la position de la trajectoire de la particule chargée (voir le Tableau 4.1).

4.3.2 La chambre à dérive interne: l'ITC

L'ITC permet d'identifier rapidement (2 à $3 \mu\text{s}$) quelques points sur une trace chargée et participe ainsi au système de déclenchement d'ALEPH. C'est une chambre à cellules de dérive cylindrique remplie d'un mélange d'argon et d'éthane. Elle permet d'augmenter la précision sur la mesure de la position des trajectoires dans le domaine compris entre 16 et 26 cm de l'axe des faisceaux.

L'ITC est composée de 960 cellules disposées en 8 couches concentriques. Chaque cellule est dotée d'un fil porté à un potentiel positif et entouré de 6 fils reliés à la terre. Une particule chargée traversant l'ITC ionise le gaz. Les électrons créés dérivent vers les fils sensibles les plus proches. La connaissance du temps de dérive et de la vitesse de dérive des électrons dans le gaz donnent la position en $r - \phi$ avec une résolution de $100 \mu\text{m}$ [57]. La position en z du point de la trace peut-être déterminée en comparant les temps d'arrivée des signaux aux deux extrémités d'un fil sensible, mais la résolution en z n'est que de quelques centimètres. L'ITC mesure donc jusqu'à huit points pour chaque

trajectoire.

4.3.3 La chambre à projection temporelle: la TPC

La TPC, principal sous-détecteur pour la détection des particules chargées, est une chambre à projection temporelle dont le diamètre externe est de 3.6 m pour une longueur de 4.4 m. Elle permet la mesure des impulsions des traces chargées et de l'énergie perdue par ionisation par certaines particules ce qui permet de les identifier.

La TPC est remplie d'un mélange d'argon(91%) et de méthane (9%). Elle est séparée en deux parties par une membrane produisant un champ électrique uniforme et parallèle à l'axe des faisceaux. Le passage d'une particule chargée ionise le gaz de la TPC. Sous l'effet du champ électrique, les électrons d'ionisation dérivent vers les extrémités de la TPC. La TPC est fermée à ses deux extrémités par des plaques composées de 18 chambres à fils appelées secteurs (voir la Figure 4.2). Le champ augmente rapidement au niveau des fils sensibles ce qui provoque une avalanche. Cette avalanche induit un signal sur la cathode par couplage capacitif. Derrière les chambres se trouve un plan de damiers, formé de cathodes arrangées en 21 cercles concentriques, chaque cercle donnant un point sur la trajectoire. Un autre plan de fils se situe devant les chambres. Ces fils sont portés à un potentiel positif lorsque l'événement a été enregistré. Ils ont pour but d'empêcher les ions produits lors de l'avalanche et dont le temps de dérive est plus long que celui des électrons de pénétrer dans la zone de dérive et d'y perturber le champ électrique. La lecture des damiers permet de mesurer la position en $r - \phi$ de la trace. La résolution sur la position est de [57] $170 \mu m$ en $r - \phi$. La position en z est déduite du temps et de la vitesse de dérive des électrons. La résolution en z dépend de θ et vaut $740 \mu m$ pour $\theta = 90^\circ$.

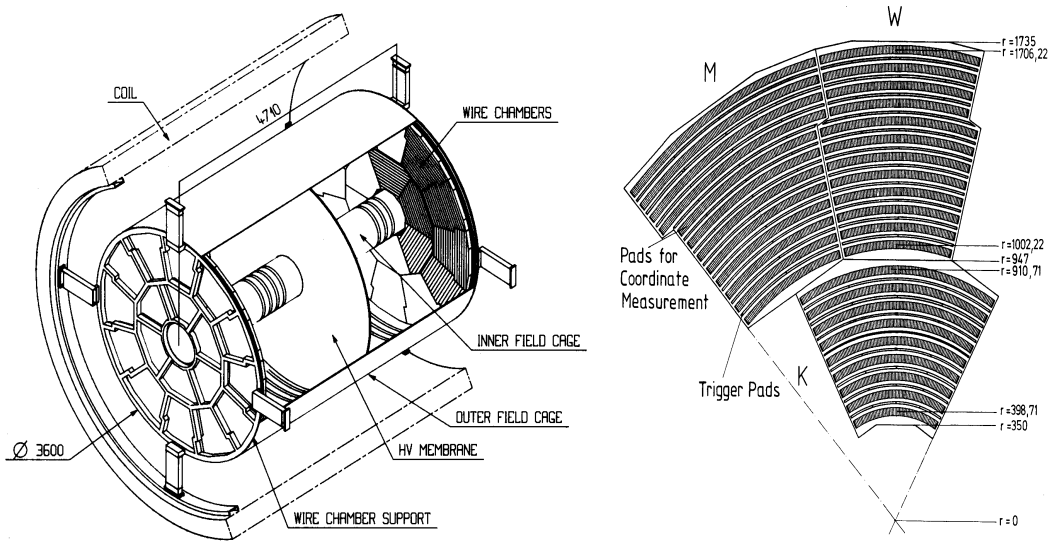
L'alignement relatif des 18 secteurs de la TPC est déterminé à l'aide des événements $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La TPC possède un système de calibration laser qui fournit des informations sur les inhomogénéités des champs magnétique et électrique.

La mesure de l'impulsion des particules chargées

La mesure de l'impulsion de la trace se fait à partir des points mesurés dans la TPC, puis celles de l'ITC et finalement, avec le VDET. Ces points forment une hélice. Comme le montre le Tableau 4.1, où sont portées les résolutions sur les paramètres d'impact et sur les impulsions, les résolutions sont nettement améliorées en utilisant les trois détecteurs.

Résolution	TPC	TPC + ITC	TPC + ITC + VDET
paramètre d'impact en $r\phi$	$310 \mu m$	$107 \mu m$	$25 \mu m$
paramètre d'impact en z	$808 \mu m$	$808 \mu m$	$28 \mu m$
$\sigma(p)/p \quad (\text{GeV}/c)^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{-3} p$	$0.8 \cdot 10^{-3} p$	$0.6 \cdot 10^{-3} p$

Tableau 4.1: Les résolutions sur les impulsions et les paramètres d'impact mesurés avec les détecteurs de traces chargées [57].



(a) vue globale

(b) la distribution des pads

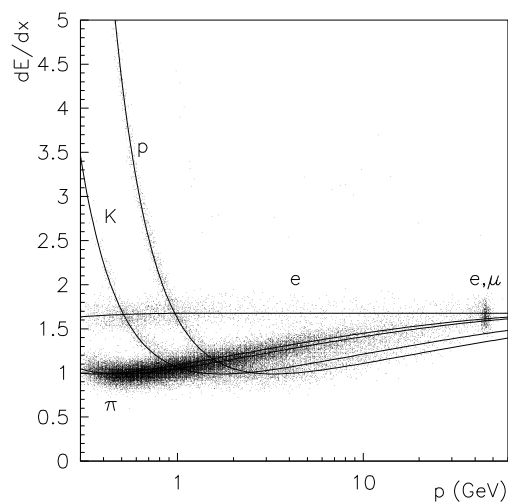
Figure 4.2: La TPC: une vue globale (a) et la distribution des pads sur les extrémités (b).

L'identification de particules grâce aux dE/dx

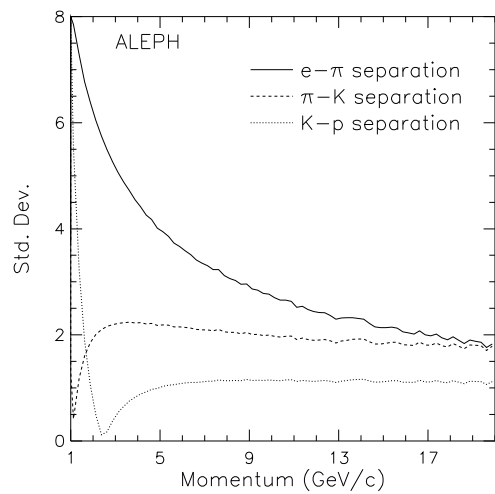
En plus de son rôle dans la mesure de la position et de l'impulsion des trajectoires, la TPC permet aussi la mesure de la perte d'énergie par ionisation dE/dx . La valeur du dE/dx dépend de la vitesse de la particule. Sa mesure, associée à celle de l'impulsion, permet donc de déterminer la masse de la particule et de l'identifier. Le dE/dx est mesuré sur les signaux recueillis sur les fils des chambres. La charge collectée est proportionnelle à la charge créée par ionisation, et donc à la perte d'énergie par ionisation. A cause des grandes fluctuations auxquelles le dE/dx est soumis, on ne prend pas en compte les signaux les plus élevés. La Figure 4.3(a) montre la valeur mesurée du dE/dx en fonction de l'impulsion pour différents types de particules. La Figure 4.3(b) montre la séparation en nombre de déviations standard pour les particules chargées. Cette information est importante pour l'identification des électrons en plus des informations en provenance du ECAL (voir le Chapitre 5). Elle permet également une séparation entre les pions et les kaons chargés. Ceci est utilisé dans l'identification des particules chargées issues des taus et dans la mesure des rapports d'embranchement hadroniques des taus.

4.3.4 Le calorimètre électromagnétique: le ECAL

Le ECAL est un calorimètre à échantillonnage, formé d'une alternance d'un milieu absorbeur (des feuilles de plomb) et de chambres à dérive qui détectent les particules créées lors du développement de la gerbe électromagnétique. Il y a 45 couches de chambres à fils et d'absorbeurs. Le gaz utilisé dans les chambres à fils est un mélange de xénon et de dioxyde de carbone. Le ECAL est constitué d'une partie centrale, dite le baril, fermée par deux bouchons. Ces trois parties sont composées de 12 modules, les modules des bouchons



(a)



(b)

Figure 4.3: (a): La perte d'énergie par ionisation pour les particules chargées. Au moins 150 mesures de dE/dx sont faites pour chaque trace. La paramétrisation obtenue est également montrée. (b): La séparation moyenne en termes de déviations standard pour les particules.

étant décalés en azimut par rapport à ceux du baril (voir la Figure 4.4(a)), dans le but de limiter les zones mortes (non-instrumentées) entre les modules. La zone de recouvrement entre le baril et les bouchons ($0.7 < |\cos\theta| < 0.8$) est également une zone où la résolution est dégradée.

Le signal provoqué par la gerbe est mesuré d'une part sur les fils, et d'autre part sur les damiers. L'un de ces damiers est montré dans la Figure 4.4(b). L'ouverture angulaire correspondant à ces damiers est de $0.8^\circ \times 0.8^\circ$, comparable à la taille transverse des gerbes électromagnétiques. Cette dimension a été choisie afin d'avoir une très bonne granularité et de pouvoir ainsi mesurer précisément la position des particules ayant interagi dans le ECAL. Elle est très importante pour l'identification des photons, électrons et pions neutres. Notons que dans la moitié des événements τ , il y a des π^0 dans l'état final. La granularité du ECAL va nous permettre de mesurer précisément l'énergie et la position des deux photons provenant de la désintégration du π^0 .

Les damiers sont regroupés en tours projectives dirigées vers le point d'interaction. Ces tours sont lues en trois niveaux de profondeur, correspondant à 4, 13 et 21 longueurs de radiation. 85% de l'énergie déposée par un photon se répartit en moyenne sur les quatre tours centrales. Cette double segmentation du ECAL permet de définir des estimateurs caractérisant les profils longitudinal et transverse des gerbes, et de séparer ainsi les électrons des hadrons dans le ECAL.

La résolution sur l'énergie lue dans le ECAL est de [57]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.009$$

Le premier terme est caractéristique d'un calorimètre à échantillonnage et de deuxième provient des fuites de la gerbe hors des zones sensibles. La bonne granularité compense cette résolution plutôt moyenne sur l'énergie. La résolution angulaire est [57]:

$$\sigma_\phi = \sigma_\theta / \sin\theta = \left(0.32 \oplus \frac{2.7}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \right) \quad \text{mrad}$$

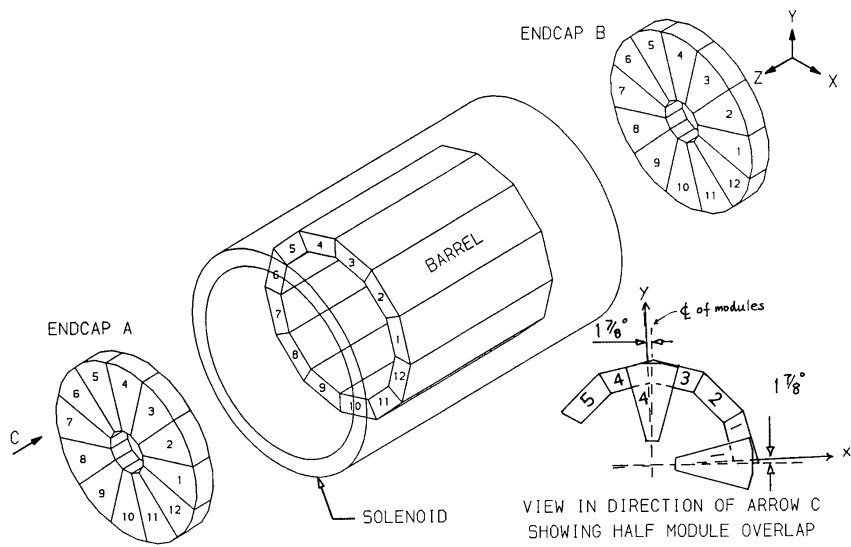
Le ECAL est placé à l'intérieur de la bobine supra-conductrice afin de réduire la quantité de matière avant le calorimètre où les gerbes peuvent commencer à se développer.

4.3.5 Le calorimètre hadronique (le HCAL) et les chambres à muons

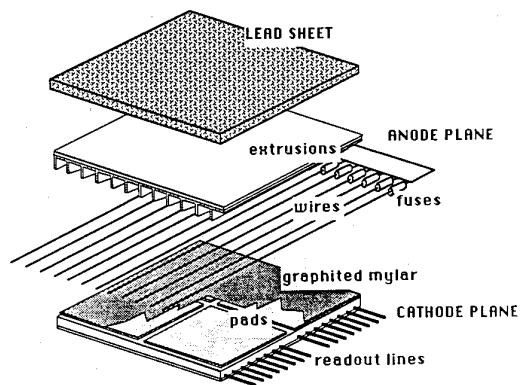
Le HCAL est également un calorimètre à échantillonnage, formé d'un baril et de deux bouchons. Le matériau absorbeur, le fer, et les détecteurs (les tubes "streamer") se succèdent en 23 couches, sur 7.2 longueurs de radiation. Comme dans le ECAL, la lecture de l'énergie déposée est faite à partir des tubes et à partir des tours projectives, de dimension $3^\circ \times 3^\circ$. La résolution sur l'énergie lue dans le HCAL est:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.84}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

Finalement, deux couches de chambres à muons ferment le détecteur ALEPH. Elles servent à détecter les particules qui ont pu traverser le reste du détecteur sans s'y arrêter: ce sont donc les muons, les neutrinos restant non-détectés (sauf par la présence d'énergie manquante).



(a)



(b)

Figure 4.4: Le ECAL: (a) la vue globale et (b) un damier.

4.4 L'identification des particules

L'identification des muons est basée sur le fait que ce sont les seules particules traversant les calorimètres sans s'y arrêter pour des impulsions supérieures à 2 GeV/c. Les muons auront un profil différent de celui des hadrons dans le HCAL et seront identifiés à partir de ces deux détecteurs.

La présence d'une particule au minimum d'ionisation permet de l'identifier dans le ECAL comme muon ou comme hadron. Même si un hadron a interagi dans le ECAL, le profil de la gerbe sera différent d'une gerbe électromagnétique. Ceci a amené à construire deux estimateurs: R_T , caractérisant le profil transverse de la gerbe, et R_L caractérisant son profil longitudinal. R_T est défini à partir du rapport de l'énergie dans les 4 tours adjacentes au point d'impact de la trace dans le ECAL, notée E_4 , et de l'impulsion p de cette trace:

$$R_T = \frac{(E_4/p)_{\text{mesuré}} - (E_4/p)_{\text{attendu}}}{\sigma(E_4/p)}$$

où $(E_4/p)_{\text{attendu}}$ est la valeur attendue de E_4/p pour des électrons.

Si l'on note $E_4^i, i = 1, 2, 3$ l'énergie déposée dans les quatre tours les plus proches de l'extrapolation de la trace dans les trois niveaux de profondeur du ECAL i et si S^i est la position moyenne de la gerbe dans chaque niveau de profondeur, alors l'estimateur R_L est défini comme:

$$R_L = \frac{A_{\text{mesuré}} - A_{\text{attendu}}}{\sigma(A)} \quad \text{avec} \quad A = \frac{E_4}{\sum_{i=1}^3 E_4^i S^i}$$

La valeur moyenne de ces deux estimateurs est nulle par construction pour les électrons. Ces estimateurs sont utilisés intensivement dans l'identification des électrons par rapport aux muons et aux hadrons (voir le Chapitre 5, où on décrira l'utilisation de ces informations dans l'identification des particules chargées).

Chapitre 5

Les algorithmes pour l'analyse des taus

Les programmes qui sont utilisés dans l'analyse de la polarisation sont décrits dans ce chapitre. Certains de ces programmes sont des programmes standard dans ALEPH et sont utilisés dans la plupart des analyses des taus. La description des algorithmes se fera en suivant le cours de leur utilisation dans cette analyse. La première étape consiste à sélectionner les événements $\tau^-\tau^+$ parmi les candidats di-leptons par le programme TSLT. Les événements taus étant sélectionnés, on procède à l'identification des particules chargées produites lors de la désintégration du tau. Ceci est fait à partir de la méthode de maximum de vraisemblance utilisée dans TAUPIDX. Une fois déterminé le mode de désintégration en un électron, en un muon ou en hadrons, et avant de décrire comment les désintégrations hadroniques des taus sont classées par le programme TOPCLAS, nous décrirons la reconstruction des photons dans le ECAL à l'aide de GAMPEX, puis celle des π^0 à partir de ces photons par l'algorithme PEGASUS. Les effets systématiques importants dans la mesure de la polarisation sont dûs aux photons et aux π^0 . Ces programmes sont donc décrits en détail en vue des études systématiques du Chapitre 9.

5.1 La sélection des événements $\tau^+\tau^-$: le programme TSLT

Les événements $\tau^+\tau^-$ produits dans les collisions e^+e^- ont au moins deux neutrinos dans l'état final. La signature de ces neutrinos est l'énergie manquante dans le détecteur qui va servir à reconnaître les événements taus. Dans 85.5% des désintégrations du tau, il y a une particule chargée dans l'état final, et il y en a trois dans 14.4% des cas. En revanche, dans les événements issus du processus $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, la multiplicité est en moyenne autour de 20 traces chargées. Ceci sera un autre critère de sélection. Finalement, la paire de taus est produite à haute énergie et le boost de Lorentz est important. Les produits de désintégration des taus sont donc très collimés.

Ces signatures d'un événement tau sont à la base de la procédure de sélection appliquée dans le programme TSLT [59]. Cette sélection est appliquée aux événements qui forment ce qui est appelé dans ALEPH la classe 24. Les événements qui forment la classe 24 sont des candidats di-leptons, sélectionnés sur des critères de qualité des traces dans la TPC, et sur les impulsions des photons GAMPEX. Un événement fait partie de la classe

24 s'il a entre 2 et 8 traces chargées avec des impulsions plus grandes que 0.1 GeV/c et avec au moins 4 points reconstruits dans la TPC. Au moins une des traces doit avoir un $|d_0| \leq 2$ cm, d_0 étant la distance d'approche minimale de la trace au point de croisement des faisceau dans le plan x-y (plan perpendiculaire à l'axe du faisceau), ou alors un photon d'au moins 2 GeV d'énergie doit être reconstruit.

Dans le programme TSLT, il y a deux types de coupures: des coupures d'acceptance et des coupures pour éliminer les différents bruits de fond. Ces dernières ne sont pas appliquées à tous les événements, avec le souci de préserver le plus grand nombre d'événements de signal tau. La sélection d'événements $\tau^+\tau^-$ commence par l'appel à l'algorithme du "flot d'énergie" [57] qui est décrit ci-dessous.

5.1.1 Algorithme "flot d'énergie"

L'algorithme du "flot d'énergie" permet de calculer toute l'énergie visible sans qu'il y ait double comptage de l'énergie entre la TPC et les calorimètres. Il utilise la redondance des informations fournies par les sous-détecteurs et les capacités d'identification des photons, électrons, muons et hadrons par ALEPH.

L'algorithme "flot d'énergie" fournit des objets sur lesquels des corrections sur l'énergie sont déjà appliquées, et les bruits d'appareillage réduits. Dans la sélection des taus ne sont considérés que les objets neutres de plus de 1 GeV pour les photons et de plus de 1.5 GeV pour les objets hadroniques. Ces coupures sont déterminées pour avoir un bon accord entre les données et le Monte Carlo, et pour être moins sensibles aux effets de fluctuations des gerbes, dans le souci de limiter les effets systématiques.

5.1.2 Les coupures d'acceptance et de multiplicité

Au début de la sélection tau, un événement est divisé en deux hémisphères par un plan perpendiculaire à l'axe de thrust. Cet axe est défini en maximisant l'impulsion longitudinale des traces dans chaque hémisphère. Deux "jets" sont obtenus à l'aide de l'algorithme "flot d'énergie" en additionnant les quadri-vecteurs des objets neutres et des objets chargés trouvés dans chaque hémisphère. Comme le nombre de pions chargés et de pions neutres est limité lorsque ces particules proviennent d'un tau, le nombre d'objets neutres et chargés sera aussi un critère de sélection et de réduction du bruit de fond $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

Au moins une trace dans chaque hémisphère doit être "bonne". Une trace est dite "bonne" trace si les quatre conditions suivantes sont satisfaites:

- la trace a au moins 4 points reconstruits dans la TPC
- $|d_0| \leq 2$ cm
- $|z_0| \leq 10$ cm, z_0 étant la coordonnée en z du point où on a mesuré $|d_0|$
- $|\cos\theta| \leq 0.95$, θ étant l'angle polaire de la trace.

Pour être retenu comme candidat tau, un événement doit satisfaire à la condition suivante sur le nombre de bonnes traces chargées:

$$2 \leq N_{ch} \leq 8$$

Si l'acolinéarité, notée η , est définie comme l'angle entre les moments résultants dans les deux hémisphères, l'événement est gardé comme événement tau si $\eta > 160^\circ$.

L'angle de production θ^* de la paire des taus dans le centre de masse de la paire $\tau^+\tau^-$ est approximé par la formule suivante, obtenue dans le cas d'un rayonnement le long des faisceaux incidents:

$$\cos\theta^* = \frac{\sin\frac{\theta_+ - \theta_-}{2}}{\sin\frac{\theta_+ + \theta_-}{2}}$$

où θ_+ (θ_-) est l'angle polaire du "jet" chargé positivement (négativement). Cet angle doit vérifier la condition:

$$|\cos\theta^*| < 0.9$$

afin d'assurer que l'événement est dans l'acceptance géométrique de détection. Cette coupure à elle seule entraîne une perte d'efficacité de 15% dans la sélection des taus.

5.1.3 Les coupures spécifiques

Les coupures précédentes sont celles qui définissent l'acceptance de la sélection. Les différents bruits de fond, ceux provenant des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, des événements provenant de collisions $\gamma\gamma$ et des événements produits par les rayons cosmiques sont éliminés par des critères plus spécifiques:

- Les événements $\gamma\gamma$ sont caractérisés par une faible énergie visible et une grande acolinéarité. Leur contamination est déjà fortement réduite par la coupure sur l'acolinéarité définie dans la partie précédente ($\eta > 160^\circ$). De plus, afin de réduire davantage la contamination des événements taus par les événements $\gamma\gamma$, une des deux conditions suivantes doit être satisfaite:

- soit le rapport de l'énergie totale reconstruite dans les deux hémisphères E_{rec} à l'énergie du faisceau E_{beam} doit être plus grand que 0.35:

$$E_{rec}/E_{beam} > 0.35$$

- soit la valeur absolue de la différence entre les impulsions transverses des deux jets doit être plus grande que 3 GeV/c :

$$\delta p_t = p_{t1} - p_{t2} > 3\text{GeV}/c$$

- La contamination par les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ est déjà fortement réduite par la coupure sur le nombre maximum de traces chargées N_{ch} définie dans la partie précédente. Pour ne pas couper des événements de signal tau, des coupures supplémentaires contre les $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ sont appliqués uniquement pour des événements de type non-tau. Un événement est dit de type tau si dans au moins un des deux hémisphères, il n'y a qu'une trace chargée et si la masse invariante de l'hémisphère est inférieure à 0.8 GeV/c². Si l'événement n'est pas de type tau, les coupures suivantes sont appliquées :

- le produit du nombre d'objets (chargés et neutres) N_{ob}^i dans chaque hémisphère doit être tel que : $N_{ob}^1 * N_{ob}^2 < 40$

- la somme des angles maximaux entre deux bonnes traces chargées dans chaque hémisphère, θ_{op}^i doit vérifier : $\theta_{op}^1 + \theta_{op}^2 < 0.25$ rad.
- Une partie des événements $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ est coupée par la condition suivante sur la somme des énergies des traces les plus énergiques dans chaque hémisphère:

$$E_{tr,1} + E_{tr,2} < 1.6 \cdot E_{beam}$$

- Les autres événements $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sont coupés par des coupures spécifiques, appliquées uniquement aux événements de type di-muons. Les di-muons sont des événements où une des deux conditions suivantes est vérifiée:
 - soit les traces les plus énergiques dans chaque hémisphère sont identifiées comme des muons
 - soit un muon est identifié dans un seul hémisphère et l'impulsion dans l'hémisphère opposé est supérieure à $0.9 \times E_{beam}$.

Le bruit de fond des événements di-muons est coupé par la condition suivante: $E_{tot} < 1.8 \times E_{beam}$.

- Les événements de type Bhabha sont ceux où les deux traces sont identifiées comme des électrons (avec des coupures d'identification des particules chargées très peu sévères). Pour ces événements, la quantité énergie totale E_{tot} est définie comme la somme de l'énergie reconstruite et de l'énergie d'un éventuel photon radiatif, qui serait émis le long du tube à vide: $E_{tot} = E_{rec} + E_{rad}$. L'énergie de ce photon radiatif est calculée en utilisant les directions des jets et la cinématique d'une désintégration en trois corps. Le rapport E_{tot}/E_{beam} doit être plus petit que 1.6, ou plus petit que 1.4 si la tangente à la trajectoire de l'électron, extrapolée dans le ECAL, est distante de moins de 6 cm d'une zone morte entre les modules du ECAL.
- Les événements cosmiques sont rejetés en demandant qu'au moins une des bonnes traces chargées passe près du point d'interaction:
 - $|d_0| \leq 1$ cm
 - $|z_0| \leq 5$ cm

5.1.4 Des coupures additionnelles contre le bruit de fond leptonique

Après les coupures précédentes, le bruit de fond dominant est celui des événements Bhabha. Dans le cadre d'une analyse portant sur la mesure des rapports d'embranchement leptoniques des taus, un effort supplémentaire a été fait afin de réduire la contamination des bruits de fonds leptoniques qui persistent à la fin de TSLT. Une description plus détaillée de ces coupures se trouve dans la référence [60]. Les coupures additionnelles utilisent le programme d'identification des particules chargées, TAUPIDX, qui sera décrit dans la partie suivante de ce chapitre ainsi que dans la référence [34]. Alors que, dans le programme de sélection, les coupures qui servent à définir les échantillons d'électrons et de muons sont des coupures très larges afin de ne pas rejeter les événements de signal tau,

le programme TAUPIDX est plus sélectif et définit avec plus de pureté les échantillons issus des désintégrations hadroniques et leptoniques des taus. La réponse de TAUPIDX sur la nature de la particule chargée est utilisée dans la réduction du bruit de fond.

La réduction du bruit de fond Bhabha (ou $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$) utilise les informations qui proviennent de la corrélation entre les énergies (ou les impulsions) mesurées dans les deux hémisphères. Le bruit de fond Bhabha est réduit d'un facteur 5 et l'efficacité de la sélection tau diminue de 0.13% seulement. Dans la réduction du bruit de fond des événements cosmiques dans les événements taus, les corrélations qui existent entre les valeurs des d_0 mesurées dans les deux hémisphères dans ces événements sont utilisées. La contamination finale en cosmiques est négligeable. Ces coupures additionnelles réduisent le bruit de fond non tau d'un facteur 2.2 et ne diminuent l'efficacité de la sélection que de 0.19%.

5.1.5 Le résultat de la sélection

Autant que possible, l'efficacité de la sélection a été mesurée sur les données et non sur du Monte Carlo. La méthode utilisée est décrite dans le Chapitre 9 qui traite des études sur les effets systématiques. Les bruits de fond sont estimés à partir du Monte Carlo et corrigés en cas d'un désaccord entre les données et le Monte Carlo. La constante de normalisation du bruit de fond $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ peut être obtenue à partir d'un ajustement sur les données de la fraction du bruit de fond et de la fraction des événements $\tau\tau$, en utilisant la distribution bi-dimensionnelle de $N_{ob}^1 * N_{ob}^2$ et de $\theta_{op}^1 + \theta_{op}^2$, les distributions de référence étant déterminées à partir du Monte Carlo.

processus	Efficacité (%)	Contamination (%)
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	78.84 ± 0.13	
Bhabha		0.15 ± 0.03
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$		0.07 ± 0.02
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$		0.07 ± 0.024
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$		0.08 ± 0.02
quatre fermions		0.14 ± 0.02
cosmiques		0.02 ± 0.01
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$		0.31 ± 0.09
Contamination totale		0.84 ± 0.10

Tableau 5.1: L'efficacité de la sélection de $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ et le bruit de fond non-tau mesuré sur les données.

L'efficacité totale de cette sélection est de $(78.84 \pm 0.13)\%$, avec un bruit de fond non-tau de $(0.84 \pm 0.10)\%$. Le détail des bruits de fond est porté dans le Tableau 5.1. Les erreurs comprennent les erreurs systématiques et les erreurs statistiques. Après les coupures supplémentaires, le bruit de fond dominant est le bruit de fond $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

5.2 L'identification des particules chargées: le programme TAUPIDX

Une fois les événements tau sélectionnés, il faut identifier si le tau s'est désintégré suivant le mode électronique, muonique ou hadronique. Le programme TAUPIDX [60], basé sur une méthode de maximum de vraisemblance pour identifier les particules chargées est utilisé pour cela.

Des coupures préliminaires sont appliquées avant la procédure d'identification proprement dite. A basse impulsion, un muon ne pénètre pas totalement dans le HCAL et peut être confondu avec un hadron. Pour éviter ceci, une coupure à $2 \text{ GeV}/c$ est appliquée aux muons et aux hadrons. Par contre, les électrons sont bien séparés à basse impulsion par le dE/dx et il n'y a donc pas de coupure équivalente appliquée aux électrons. La seule condition qu'ils doivent satisfaire est d'avoir au moins $150 \text{ MeV}/c$ d'impulsion transverse dans la TPC. Une coupure est faite sur les régions mortes entre les modules du ECAL pour les particules qui ne sont pas identifiées comme des muons car un électron traversant le ECAL dans cette zone peut être confondu avec un hadron dans le HCAL. En effet, la séparation entre les électrons et les hadrons est très difficile par le calorimètre hadronique et le dE/dx n'est pas utilisable dans tout le domaine des impulsions.

L'identification des particules chargées est utilisée à deux niveaux: les électrons sont identifiés en premier dans le but de reconstruire les paires issues de photons convertis. L'identification des photons convertis sera détaillée dans la section 5.3.

La méthode utilisée pour identifier respectivement les électrons, muons et hadrons provenant des désintégrations des taus est une méthode de maximum de vraisemblance, fondée sur l'utilisation de variables décorréelées et discriminantes, à partir desquelles des distributions de référence sont construites. Dans les différents sous-détecteurs d'ALEPH, les variables suivantes sont définies:

- dans la TPC, le dE/dx de la particule, déjà défini dans le chapitre sur le détecteur ALEPH.
- dans le ECAL, le profil longitudinal et le profil transverse de la gerbe (les estimateurs R_L et R_T), définis dans la partie sur l'identification des particules dans ALEPH.
- dans le HCAL, la largeur moyenne et l'énergie de la gerbe, ainsi que le nombre de plans touchés parmi les dix derniers plans du HCAL. Pour calculer la largeur moyenne de la gerbe, on définit dans chaque plan du HCAL un domaine de largeur de 60 cm, centré sur l'extrapolation de la trace chargée dans le HCAL. Dans cette zone, et dans chaque plan du HCAL, on détermine la séparation maximale entre les tubes touchés. La moyenne sur tous les plans touchés de ces séparations donne la largeur moyenne de la gerbe.

Le nombre de plans N_{10} touchés parmi les dix derniers plans du HCAL est déterminé en comptant le nombre de plans où il y a au moins un tube allumé dans une bande de largeur $2.5 \text{ cm} + 6\sigma$ autour de la position extrapolée de la trace chargée. σ est la déviation standard attendue lors de la diffusion multiple. L'énergie de la gerbe est utilisée uniquement si la variable N_{10} est supérieure à huit, afin d'apporter une discrimination supplémentaire entre les pions énergétiques et les muons.

- dans les chambres à muons, le nombre de plans touchés, ainsi que la distance moyenne des points touchés à l'extrapolation de la trace en termes de déviations standard.

Les distributions de référence sont construites avec le Monte Carlo $\tau\tau$ pour les huit variables précédentes. La probabilité qu'une particule soit de type j est calculée par la relation:

$$P_j = \frac{\prod_i f_i^j(x_i)}{\sum_k \prod_i f_i^k(x_i)}, \quad j = e, \mu \text{ ou } h$$

où f_i^j est la densité de probabilité correspondant à la particule de type j et où x_i sont les valeurs des différentes variables. La plus grande probabilité P_j détermine le type de la particule. En pratique, une des deux conditions suivantes est satisfaite: $P_e + P_h \simeq 1$ ou $P_\mu + P_h \simeq 1$ car une particule ne peut avoir une probabilité non nulle à la fois pour un électron et un muon, à cause des signatures très différentes de ces deux types de particules dans le détecteur. Les distributions de probabilité des trois types de particules chargées sont montrés dans la Figure 5.1 pour les données et le Monte Carlo. Le bruit de fond des particules chargées mal identifiées est en grisé.

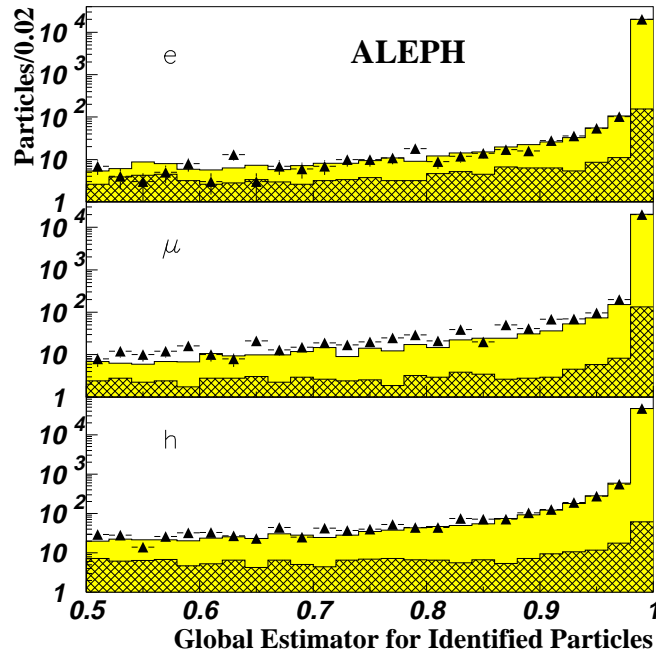


Figure 5.1: La distribution des estimateurs (P_e , P_μ et P_h) d'identification des particules chargées dans les données et dans le Monte Carlo. La part des particules chargées mal identifiées est en grisé.

Les performances de cette identification sont déterminées sur les données, et comparées à la prédiction Monte Carlo. Ceci est fait en utilisant des échantillons identifiés par leurs

caractéristiques cinématiques. Pour tester l'efficacité d'identification des électrons, ce sont les événements Bhabha (des événements à haute impulsion avec $p \geq 8 \text{ GeV}/c$) et les événements $\gamma\gamma \rightarrow ee$ (avec $p \leq 8 \text{ GeV}/c$) qui forment le lot de contrôle dans tout le domaine cinématique. Pour les muons, les événements $Z^0 \rightarrow \mu\mu(\gamma)$ et les $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$ forment les échantillons équivalents. Le rapport des efficacités mesurées sur les données et sur le Monte Carlo est déterminé pour les lots de leptons ainsi définis. Afin de prendre en compte les différences dans les spectres et les distributions angulaires entre le lot indépendant de leptons et ceux qui proviennent des événements tau, l'efficacité du Monte Carlo est corrigée par ce rapport.

Pour déterminer la contamination des hadrons par les leptons, il n'existe malheureusement pas de lots de hadrons indépendants. Les échantillons de contrôle ont donc été choisis parmi les désintégrations hadroniques des taus. Les événements tau dans lesquels l'état final comporte un ou plusieurs π^0 sont utilisés pour étiqueter la présence d'un hadron chargé et pour estimer la fraction de la mauvaise identification des hadrons comme des électrons ou comme des muons. Les événements tau où le hadron est identifié par le dE/dx sont également utilisés dans l'étude $h \rightarrow e$. Le hadron est identifié par une probabilité de $dE/dx > 90\%$ et le maximum de vraisemblance est appliqué aux autres variables pour identifier la particule chargée. Pour tenir compte de la différence des spectres entre les événements tau où le tau donne un hadron quel que soit l'état final de ceux où il y a des π^0 dans l'état final et qui ont servi dans la détermination de la mauvaise identification de $h \rightarrow e$ et $h \rightarrow \mu$, une correction est appliquée à l'efficacité du Monte Carlo.

vrai \rightarrow identifié \downarrow	e	μ	h
e	99.49 ± 0.10	< 0.01	0.79 ± 0.06
μ	< 0.01	99.32 ± 0.10	0.90 ± 0.06
h	0.51 ± 0.100	0.68 ± 0.10	98.31 ± 0.08

Tableau 5.2: Les efficacités et les contaminations mesurées sur les données, pour des particules au dessus de 2 GeV et en dehors des régions mortes du ECAL.

Pour réduire la contamination des hadrons dans le lot de leptons, on utilise le fait que 75% de désintégrations hadroniques des taus contiennent des π^0 . En effet, si une particule est appelée lepton lors de la procédure d'identification, et que dans le même hémisphère, on mesure une grande masse hadronique $m_{\gamma\gamma\pi}$ (en appliquant la masse du pion chargé au candidat lepton) et une grande masse photonique $m_{\gamma\gamma}$, la particule sera appelée hadron au lieu de lepton.

Le résultat de cette identification est donné dans la table 5.2. Il faut noter la très grande efficacité d'identification des trois types de particules chargées dans l'acceptance définie plus haut.

5.3 Le traitement des π^0 : le programme PEGASUS

L'analyse de la polarisation avec l'utilisation de la direction du tau n'est possible que pour les modes de désintégration hadroniques. Dans 70% de ces désintégrations il y a au moins un π^0 présent. Une bonne mesure des impulsions et des énergies de ces particules est indispensable pour notre analyse. L'algorithme développé pour la mesure des

rapports d'embranchement du τ pour identifier les vrais photons, maîtriser les candidats faux photons des interactions de hadrons dans le ECAL ou de fluctuations des gerbes électromagnétiques et construire les π^0 , a été très utilisé avec profit dans cette analyse.

Les π^0 se désintégrant essentiellement suivant le mode $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, la reconstruction des photons dans le calorimètre et le traitement de ces photons est décrit en premier. Une fois les photons reconstruits, la procédure qui les apparie pour former les π^0 est décrite. Les photons qui restent une fois les π^0 construits sont appelés les photons résiduels, et ils sont décrits dans la dernière partie.

5.3.1 Les photons

La reconstruction des photons: le programme GAMPEX

La granularité du calorimètre électromagnétique ECAL permet d'atteindre une bonne résolution sur les photons. Rappelons que le ECAL comprend des tours projectives qui pointent vers le point d'interaction. Chacune de ces tours est lue en trois niveaux de profondeur, ces niveaux de profondeur sont appelés *storeys*. Ces caractéristiques du détecteur vont permettre d'une part de distinguer les vrais photons de ceux qui proviennent d'une fluctuation de la gerbe produite par le passage d'une particule chargée ou d'un photon dans le ECAL, et d'autre part de séparer les candidats photons dans une gerbe électromagnétique. La granularité des niveaux du ECAL est comparable à la taille typique d'une gerbe électromagnétique.

L'algorithme GAMPEX [63], qui reconstruit les photons, commence par rechercher des maxima d'énergie dans les *storeys* du premier niveau du ECAL, car une gerbe électromagnétique commence en général tôt dans le calorimètre. Les *storeys* voisins sont ensuite associés à celui où l'énergie maximale a été trouvée. Par définition, deux *storeys* sont dits voisins uniquement s'ils ont une face commune. La même procédure est appliquée aux *storeys* dans les deux autres niveaux de profondeur du ECAL. Un amas d'énergie est ainsi formé par tous les *storeys* voisins de celui de plus grande énergie. Un nouvel amas commence par un *storeys* non voisin où il y a plus d'énergie déposée. La même procédure de recherche de maxima d'énergie est répétée dans le deuxième, puis le troisième niveau de profondeur. Les amas voisins entre les niveaux successifs sont regroupés.

Lorsqu'on souhaite distinguer dans le ECAL les photons des débris des interactions des hadrons dans le calorimètre, il ne faut pas oublier que ces interactions produisent des π^0 et des photons dans le ECAL. L'identification des vrais photons ne peut être faite uniquement sur la forme des gerbes déposées. La coupure sur la distance entre l'amas et la trace chargée est un facteur discriminant puissant. Ainsi, pour qu'un amas soit appelé photon, son barycentre doit être situé à plus de 2 cm de l'extrapolation d'une trace chargée et son énergie doit être supérieure à 300 MeV. L'amas doit de plus s'étendre sur au moins deux couches consécutives du ECAL.

L'énergie du photon est calculée à partir de l'énergie déposée dans les quatre tours centrales si la distribution de l'énergie de cet amas est compatible avec la distribution d'énergie d'un photon. Ceci est fait pour minimiser les effets dus à la proximité des interactions hadroniques. Cette énergie est corrigée pour prendre en compte des effets de saturation de l'amplification de l'ionisation et de perte d'énergie par fuite due à la longueur finie du calorimètre. La correction est faite à partir de la paramétrisation des gerbes électromagnétiques. Dans le cas où la distribution n'est pas compatible avec celle

d'un seul photon, l'énergie du photon est déterminée à partir de la somme des énergies de toutes les tours touchées. Les angles polaire et azimutal θ et ϕ , et donc la direction du photon, sont calculés à partir du barycentre de l'amas et en supposant que le photon provient du point d'interaction.

À la fin de cette procédure, le Monte Carlo prédit que 20% des candidats photon reconstruits sont des faux photons.

Le traitement des photons de conversion

Avant de procéder au traitement des photons et des π^0 , l'algorithme cherche à trouver les photons qui se sont convertis dans le détecteur. Les photons se convertissent lors de leur passage par les zones du détecteur où il y a beaucoup de matière, donc essentiellement lors de la traversée du tube à vide, du détecteur de vertex, des parois internes et externes de la chambre à traces interne et des murs internes de la chambre à projection temporelle.

Les paires de traces de charges opposées sont associées dans un hémisphère en demandant qu'au moins une de ces traces soit identifiée comme un électron. Ces couples seront des candidats photons convertis si la distance entre les deux hélices, dans le plan Oxy et au point de matérialisation, est plus petite que 0.5 cm et si la masse invariante de la paire (e^+ , e^-) est inférieure à 30 MeV/ c^2 .

Les traces chargées identifiées comme électrons dans un hémisphère où le tau s'est désintégré suivant un mode hadronique et non appariées à une autre trace chargée de charge opposée sont déclarées provenir des conversions asymétriques dans lesquelles l'autre trace est soit perdue, soit mal reconstruite. Le photon résultant est alors "reconstruit" à l'aide de la seule particule e^\pm détectée.

Le traitement des photons reconstruits

L'algorithme PEGASUS [33] utilise une méthode de maximum de vraisemblance pour séparer les photons provenant des désintégrations de π^0 , d'un rayonnement dans l'état initial ou final, ou d'un processus de Bremsstrahlung, des faux photons issus d'une fluctuation de la gerbe électromagnétique ou du passage du hadron dans le ECAL. En effet, une gerbe électromagnétique peut présenter des fluctuations dans son profil transverse qui peuvent amener GAMPEX à trouver un maximum local (faux photons électromagnétiques). Une autre source de faux photons vient des interactions hadroniques dans le ECAL. La présence de π^0 dans ces gerbes peut simuler des "bons" photons, ou alors il peut s'agir de fluctuations produites dans la gerbe hadronique (faux photons hadroniques). Globalement, sur l'ensemble des désintégration du τ , les deux types de faux photons contribuent en proportions égales.

Plusieurs variables discriminantes définies à partir du ECAL sont utilisées pour distinguer entre les deux catégories de photons (les bons photons et les faux photons). Ces variables sont:

- l'énergie du photon
- la fraction d'énergie déposée par le photon dans les deux premiers niveaux du calorimètre électromagnétique
- la fraction d'énergie en dehors des quatre tours centrales

- la taille transverse (en unité de tours) de la gerbe déposée par le photon
- la distance angulaire au photon le plus proche
- la distance algébrique entre le barycentre de l'amas d'énergie et la trace chargée la plus proche. Le signe de cette distance est déterminé selon que l'amas se trouve à l'intérieur ou à l'extérieur de la courbure de la trace en projection $r - \phi$.

Les distributions de référence, construites à partir de ces huit variables, permettent de calculer la quantité suivante qui détermine la nature (bon ou faux) du photon :

$$P_\gamma = \frac{P^{\text{bon photon}}}{P^{\text{bon photon}} + P^{\text{faux photon}}} \quad (5.1)$$

où P^i est l'estimateur pour un photon, en le supposant de nature i (bon ou faux photon), donc en comparant les valeurs des variables discriminantes aux valeurs attendues pour un bon ou un faux photon :

$$P^i = \prod_j \mathcal{P}_j^i(x_j) \quad (5.2)$$

\mathcal{P}_j^i est la densité de probabilité associée à la variable x_j , en supposant le photon de type i .

L'énergie du photon n'est pas utilisée dans la construction de l'estimateur du photon P_γ car la distribution d'énergie des faux photons est très piquée à basse énergie. Cette variable, très discriminante entre les bons et les faux photons, ferait passer quasiment tous les photons à basse énergie dans la catégorie des faux photons. L'énergie des photons n'est utilisée pour distinguer les bons photons des faux photons qu'une fois les π^0 reconstruits dans l'hémisphère. Il s'agira alors de discriminer entre les photons résiduels provenant des π^0 , des processus de radiation ou de bremsstrahlung et des photons issus des fluctuations. En comparant les distributions des variables discriminantes dans le Monte Carlo et dans les données, il apparaît que le Monte Carlo sous-estime le nombre de faux photons. Nous reviendrons plus loin (Chapitre 9, Figure 9.11) sur les distributions des variables discriminantes utilisées pour reconnaître les "faux photons".

5.3.2 Les π^0

La manière dont le π^0 est reconstruit dans le calorimètre dépend de son énergie. En effet, lorsque l'énergie du π^0 augmente, l'angle entre les deux photons de désintégration diminue et il devient difficile de les résoudre. De ce fait, deux cas seront envisagés pour définir un π^0 : le cas où les deux photons sont reconstruits dans le calorimètre et le cas où leurs gerbes se superposent. Enfin, un des deux photons peut être perdu à cause d'une énergie trop basse, ou parce qu'il est dans une région morte du détecteur. Ce cas sera discuté dans la partie qui traite les photons résiduels.

Reconstruction de π^0 à partir de deux photons résolus

Chaque photon est caractérisé par l'estimateur $P_{\gamma i}$ défini dans l'équation (5.1). Pour former les candidats π^0 , les photons doivent se trouver à l'intérieur d'un cône de 45° autour

de l'axe de thrust. Toutes les combinaisons de paires de photons sont alors considérées. Pour chaque paire (i, j) de photons, l'estimateur $D_{i,j}^{\pi^0}$ est calculé:

$$D_{i,j}^{\pi^0} = P_{\gamma i} \times P_{\gamma j} \times P_{\pi^0} \quad (5.3)$$

Dans cette relation, P_{π^0} est la probabilité que ces deux photons (i,j) forment un π^0 . Cette probabilité est obtenue en réajustant les énergies et les positions des deux photons, compte tenu de leur résolutions, pour que leur masse invariante soit la masse attendue reconstruite d'un π^0 à cette énergie.

La variation de la masse invariante reconstruite du π^0 en fonction de son énergie est donnée sur la Figure 5.2. Le fait que la masse apparente des π^0 résolus augmente avec l'énergie des π^0 s'explique par le fait que les π^0 avec deux photons résolus reconstruits dans le ECAL sont ceux où ces deux photons ont un angle d'ouverture plus grand que la moyenne, à cause des fluctuations des gerbes. Par contre, le fait que la masse invariante dans le Monte Carlo est plus haute pour les π^0 de hautes énergies que celle dans les données s'explique par le fait que l'on trouve plus souvent deux gerbes de photons séparés dans les données que dans le Monte Carlo. Les gerbes doivent fluctuer davantage dans le Monte Carlo pour que les deux photons puissent être résolus. Ceci est dû d'une part à la taille des gerbes, qui sont trop larges dans le Monte Carlo, et d'autre part à l'excès des faux photons dans les données. Ces photons sont de basse énergie et l'angle d'ouverture entre les deux gerbes de photons (dont l'un est un faux photon) est en moyenne petit. La masse reconstruite sera par conséquent également plus petite dans les données par rapport au Monte Carlo. A basse énergie, on observe également une masse invariante plus importante dans le Monte Carlo que dans les données. En plus de l'excès des faux photons qui vient d'être décrit, la mauvaise simulation des effets de seuil de détection des photons joue dans cette région. La masse des π^0 est systématiquement surestimée dans le Monte Carlo.

La paire de photons forme un π^0 si $D_{i,j}^{\pi^0}$ est plus grand que 0.0009. Cette valeur a été déterminée à partir de la valeur moyenne du produit $P_{\gamma i} \times P_{\gamma j}$ multiplié par la probabilité seuil $P_{\pi^0 \text{ seuil}}$. La probabilité seuil $P_{\pi^0 \text{ seuil}}$ est la probabilité qu'une paire de photons forme un π^0 avec une masse de π^0 à trois écarts standard de la masse attendue.

Une fois l'estimateur $D_{i,j}^{\pi^0}$ déterminé avec toutes les paires (i,j) de photons, il faut déterminer quelles combinaisons des photons seront retenues dans la formation des π^0 . Pour cela, le produit des $D_{i,j}^{\pi^0}$ est maximisé et c'est la configuration donnant le produit maximum qui est retenue. Seules les paires de photons qui satisfont au critère précédent sur $D_{i,j}^{\pi^0}$ sont alors retenues.

Les paires de photons étant rassemblées pour former les π^0 résolus, un ajustement est fait en modifiant l'énergie et l'angle d'ouverture entre les deux photons à partir de leurs valeurs initiales afin de ramener la masse reconstruite du π^0 à sa masse nominale ($134.98 \text{ MeV}/c^2$). A basse énergie, c'est plutôt l'énergie qui est modifiée et à haute énergie l'angle d'ouverture. Cet ajustement permet d'améliorer sensiblement la résolution sur l'énergie du π^0 , comme le montre la Figure 5.3.

La partie suivante décrit comment sont traités les photons de haute énergie qui n'ont pas été appariés dans la procédure de formation de π^0 résolus.

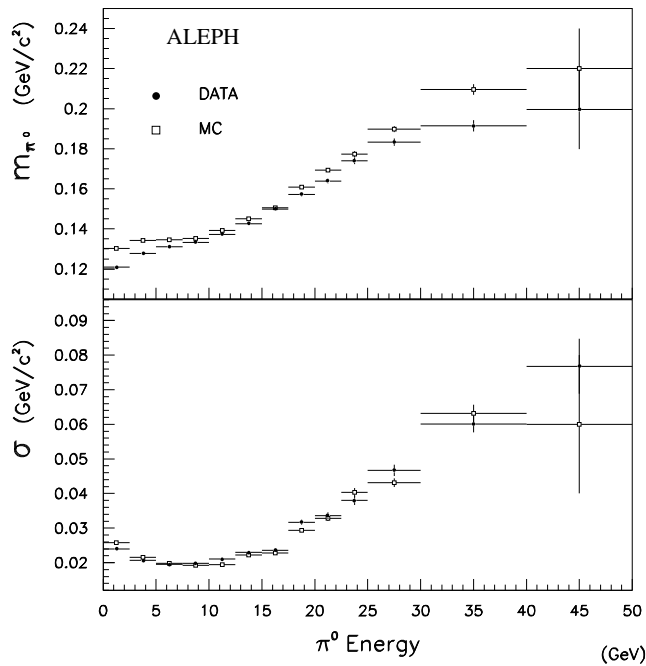


Figure 5.2: La distribution de la masse invariante de la paire de photons pour les π^0 résolus et la distribution de la résolution sur cette masse en fonction de l'énergie du π^0 , dans les données (les cercles pleins) et dans le Monte Carlo (les carrés ouverts).

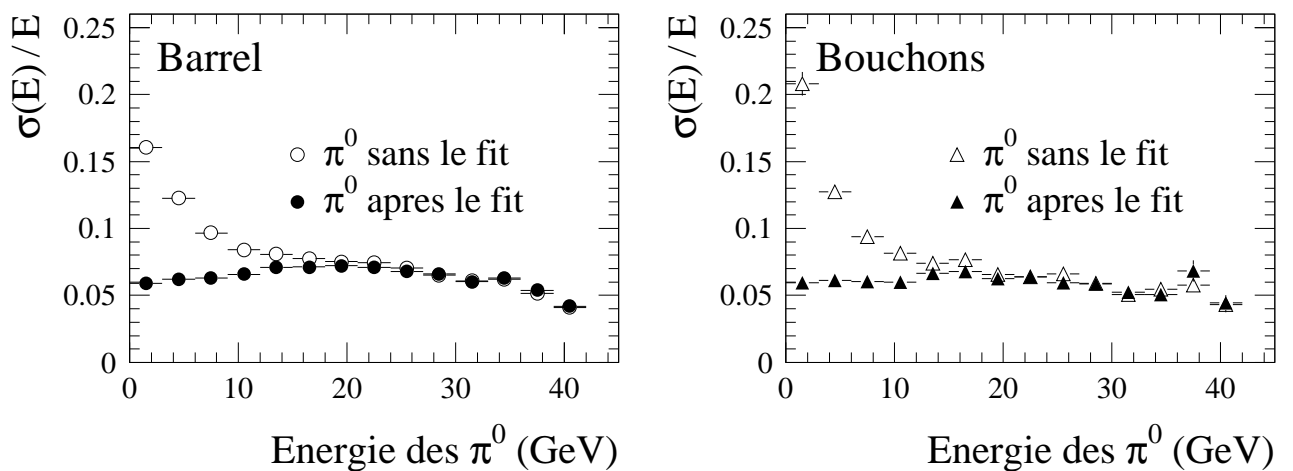


Figure 5.3: La résolution sur l'énergie des π^0 résolus avant et après le fit cinématique.

Construction de π^0 à partir de deux photons non résolus: l'analyse en moments

Comme il a déjà été dit précédemment, lorsque l'énergie des π^0 augmente, il devient plus difficile de résoudre les deux photons formant le π^0 . Dans ce but, une analyse des moments est effectuée sur l'amas d'énergie déposé par le photon. Les moments d'ordre un, deux et trois de type:

$$\Sigma_i E_i x_i^n / \Sigma_i E_i$$

de la distribution bi-dimensionnelle d'énergie sont calculés en supposant que les deux gerbes ont la même forme (indépendante de l'énergie) et qu'elles sont symétriques. En analysant la forme transverse de la gerbe, il est possible de détecter la présence de deux photons et de calculer la masse invariante et les impulsions de cette paire de photons. La masse invariante de ces événements est montrée pour les données et pour le Monte Carlo dans la Figure 5.4. Les événements en grisé sont les événements où il n'y a qu'un seul photon dans l'amas. En dessous de 8 GeV, les deux photons seront toujours résolus. Lorsque l'énergie de l'amas augmente, on voit apparaître un pic large correspondant à la masse du π^0 . La masse invariante de l'amas ainsi déterminée doit être au dessus de 100MeV/c² pour que l'amas soit considéré comme un π^0 non résolu.

5.3.3 Les photons résiduels

Tous les photons qui n'ont pas été appariés pour former un π^0 et ceux qui ne sont pas acceptés comme π^0 non-résolus sont traités en dernier. Ces photons peuvent provenir d'un π^0 qui aurait donné un autre photon non détecté, ou provenir d'un processus de rayonnement initial ou final, ou provenir d'un processus de bremsstrahlung. Ils peuvent aussi être des photons issus des fluctuations des gerbes et être des faux photons. Les faux photons représentent environ 50% des photons résiduels. Le programme Pegasus va d'une part distinguer les faux photons des photons issus des bons photons, et d'autre part distinguer les bons photons selon leur origine: photons de rayonnement, photons de bremsstrahlung et photons provenant de π^0 .

Les photons considérés sont ceux qui se trouvent dans un cône de 30 degrés autour de l'axe de thrust. Un estimateur $P_{\gamma \text{ résiduel}}$ est construit à partir des variables décrites dans la partie sur le traitement des photons reconstruits, mais cette fois l'énergie des photons est utilisée en plus des autres variables. La distribution de cet estimateur pour les vrais photons et les faux photons du Monte Carlo est montrée dans la Figure 5.5. Un bon accord est obtenu entre les données et le Monte Carlo si la fraction de faux photons dans le Monte Carlo est augmenté de 16% en moyenne sur l'échantillon global.

Les photons pour lesquels cet estimateur est inférieur à 0.5 sont déclarés comme étant des faux photons. Dans cette procédure, 90% de faux photons sont effectivement rejetés, et seulement 18% de bons photons sont perdus. Pour distinguer l'origine des photons qui ont une valeur de $P_{\gamma \text{ résiduel}}$ supérieure à 0.5 et qui sont donc déclarés comme étant des bons photons, des estimateurs P_{Brem} , P_{Rad} et $P_{\pi^0 \rightarrow \gamma}$ sont déterminés. La définition de ces estimateurs utilise, en plus des autres variables décrites, l'angle entre la trace chargée et le photon de plus grande énergie. Le comportement de ces estimateurs dans les données et dans le Monte Carlo est montré sur la Figure 5.6. Les photons résiduels avec $P_{\gamma \text{ résiduel}} \geq 0.5$ et $P_{\pi^0 \rightarrow \gamma} > 0.07$ sont déclarés provenir des π^0 où le deuxième photon a été perdu, et seront utilisés comme des π^0 dans la classification des désintégrations des taus.

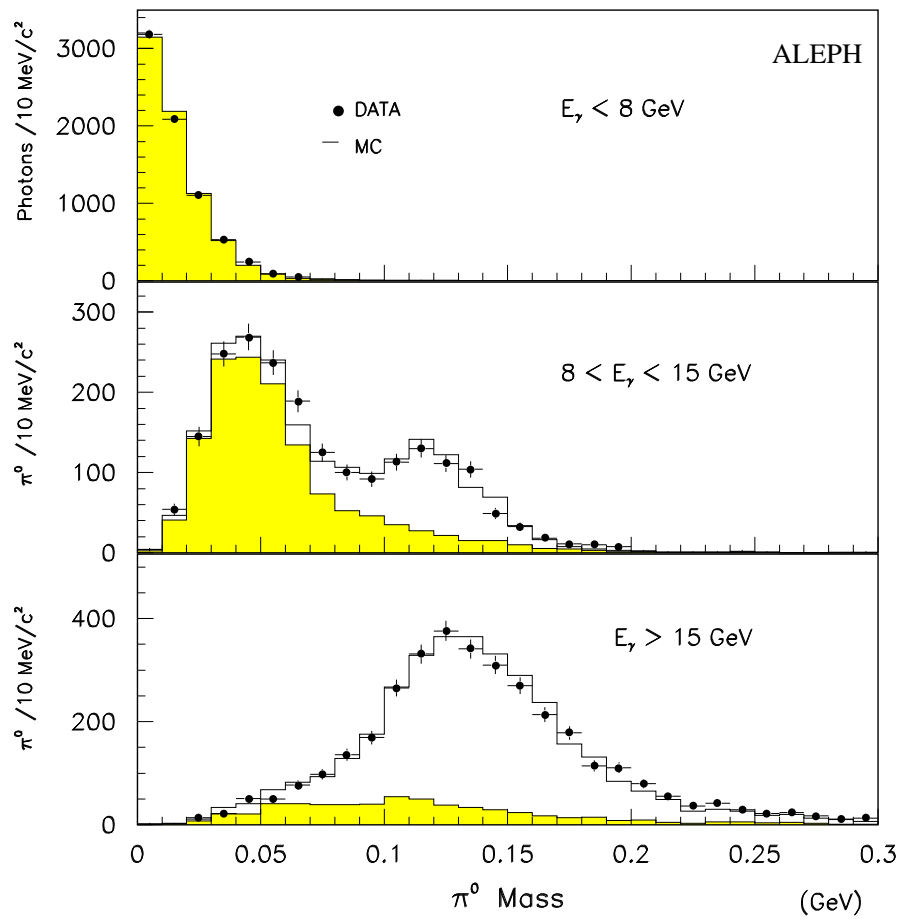


Figure 5.4: La masse invariante des π^0 non-résolus en fonction de l'énergie du π^0 .

Par contre, les photons issus de bremsstrahlung et de rayonnement ne sont pas utilisés dans la classification de ces désintégrations.

Le nombre de bons photons résiduels provenant des π^0 et le nombre de π^0 reconstruits sont à la base de la classification des désintégrations des taus décrite ci-dessous.

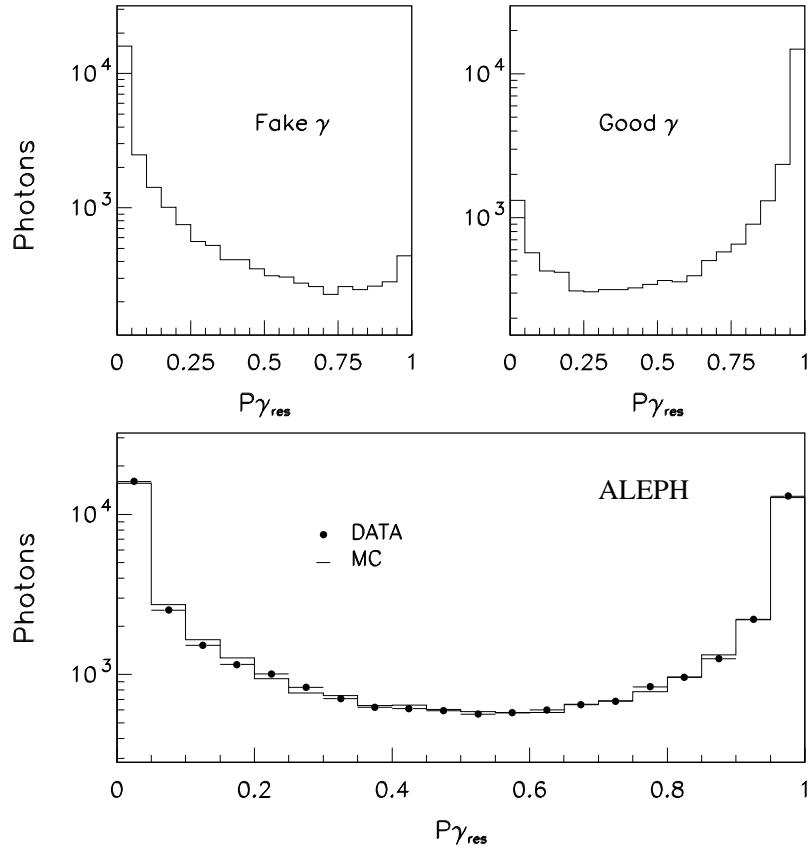


Figure 5.5: La distribution de la variable P_{γ} résiduel pour les bons photons, les faux photons, et tous les photons dans les données et le Monte Carlo.

La Figure 5.7 montre la fraction de π^0 résolu, non-résolu et bons photons résiduels provenant d'un π^0 en fonction de l'énergie du π^0 . A l'excès de π^0 résolu observé dans les données à haute énergie correspond un déficit de π^0 non-résolu à ces mêmes énergies, la somme des π^0 résolu et non-résolu étant bien reproduite par la simulation. La fraction de π^0 résolu est grande aux énergies au delà de 25 GeV, compte tenu de la granularité du calorimètre. Ceci est dû aux grandes fluctuations des gerbes dans le ECAL, qui permettent à GAMPEX de trouver deux candidats photons. Cet effet n'est pas reproduit par le Monte Carlo, où les gerbes sont trop larges par rapport aux gerbes dans les données. L'excès à basse énergie dans les données de la fraction de π^0 résolu est du à l'excès de faux photons.

L'efficacité des π^0 à la suite de ce traitement est de 83.7% par rapport au nombre de

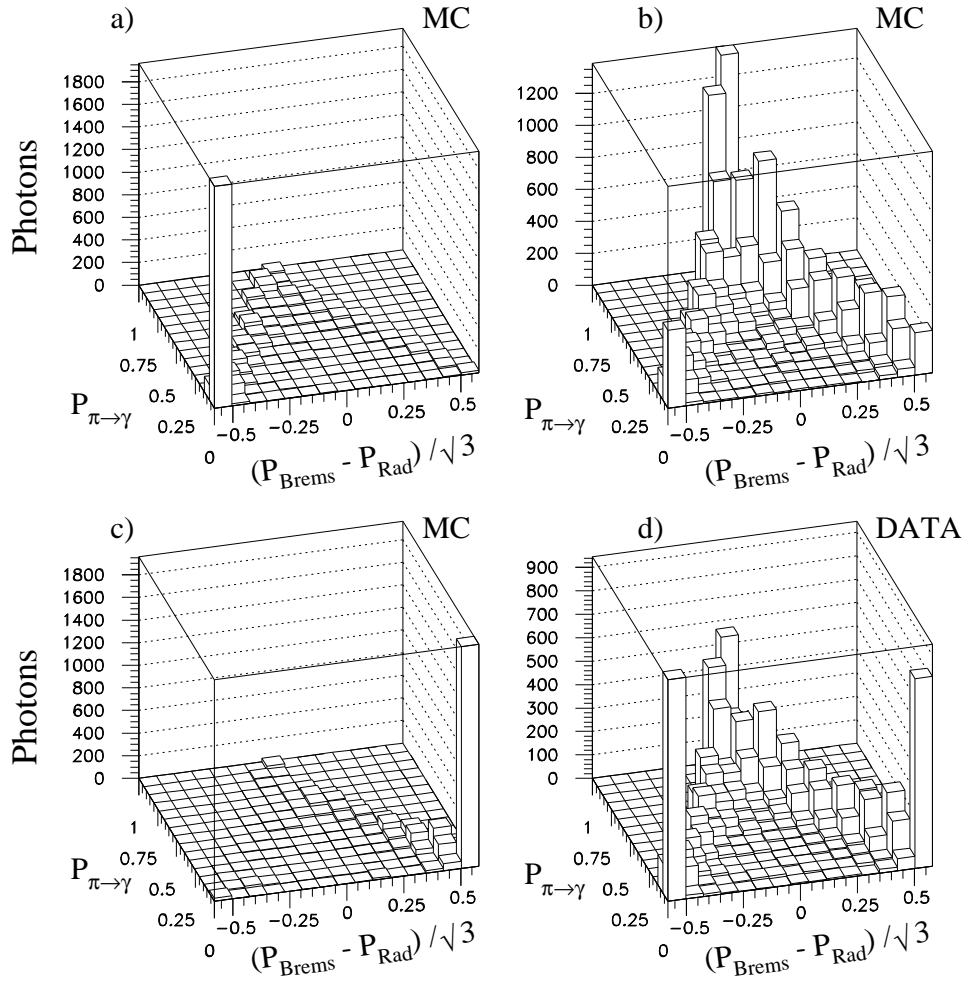


Figure 5.6: Les figures a) à c) montrent les probabilités des photons résiduels de provenir des processus de rayonnement, de bremsstrahlung ou de désintégrations de π^0 dans le Monte Carlo pour les photons provenant de rayonnement (a), de π^0 (b) et de bremsstrahlung (c). La figure d) montre ces probabilités pour les photons résiduels dans les données. Les désintégrations leptoniques et hadroniques des taus entrent dans cette figure.

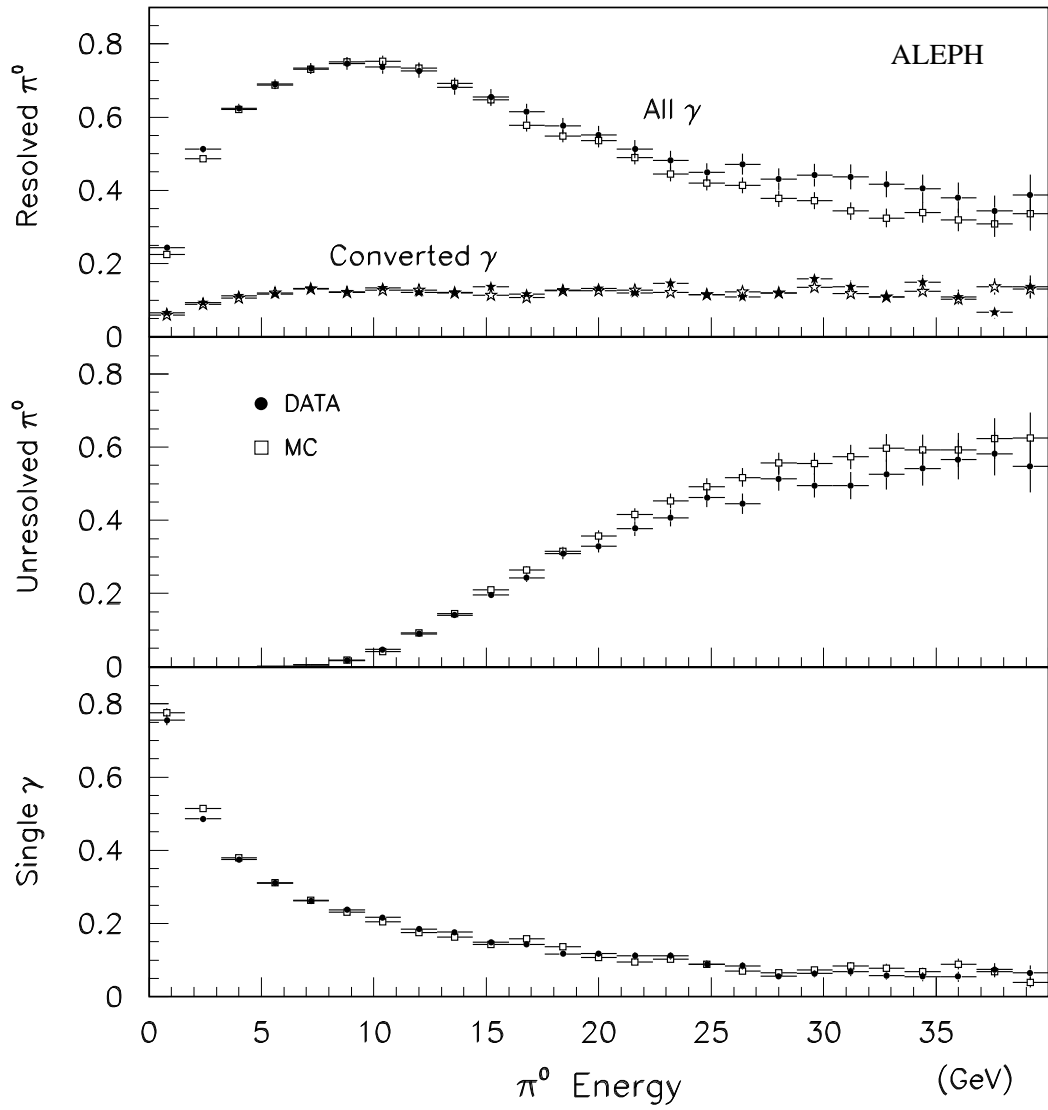


Figure 5.7: La fraction de π^0 résolu, non-résolu et sous forme de bons photons résiduels en fonction de l'énergie du π^0 . Les données sont en cercles pleins et le Monte Carlo en carrés ouverts.

π^0 générés, l'acceptance du détecteur étant incluse. 55.1% des π^0 sont résolus, 10.5 % non-résolus et 18.1% des photons résiduels. Le bruit de fond est de 8.5%, 5.0% et 10.9% respectivement.

5.4 La classification des désintégrations des taus: TOP-CLAS

Ce programme a été écrit dans le but d'étudier les rapports d'embranchement des taus en hadrons de manière globale, c'est-à-dire en ne rejetant pratiquement aucun événement qui a passé la sélection tau. Une fois l'identification des particules chargées effectuée et le traitement des π^0 fait à l'aide du programme Pegasus décrit ci-dessus, 13 classes d'événements sont définies selon le nombre de traces chargées et leur nature (électron, muon ou hadron) et suivant le nombre de π^0 reconstruits. Ces classes sont définies dans le Tableau 5.3. Tous les événements taus sélectionnés sont répartis parmi ces 13 catégories, à l'exception des événements à une seule trace chargée, non accompagnés de π^0 reconstruits, passant par une zone morte du ECAL ou avec une impulsion en dessous de 2 GeV/c. Ce sont les seuls événements non classés par ce programme.

Il n'y a pas de distinction entre les kaons et les pions à ce niveau. Une séparation peut être faite, mais de manière probabiliste et non pas événement par événement. Cette séparation a été utilisée dans ALEPH pour déterminer les rapports d'embranchement des taus avec des kaons neutres et chargés dans l'état final. Cette séparation utilise dans le cas des kaons chargés le dE/dx et les variables caractérisant un K_L^0 dans le HCAL.

Dans le programme TOPCLAS, les modes de désintégration du tau qui entrent dans la définition du signal d'une classe donnée à la fin de la procédure de classification sont portés dans la troisième colonne du Tableau 5.3. Tous ces modes ne sont pas considérés comme du signal pour l'analyse de la polarisation. Ainsi, la classe h de la Table 5.3 va comporter, en dehors des π et des K , qui sont considérés comme du signal dans l'analyse de la polarisation du π , des événements K^* qui sont du bruit de fond pour l'étude de la polarisation du π . La classe $h\pi^0$, qui est la classe sur laquelle va se baser la définition des rhos pour l'analyse de la polarisation, contient des événements K^* ainsi que pour la classe $h2\pi^0$ qui va servir à définir l'échantillon de $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$, où le a_1 se désintègre en $\pi2\pi^0$. Les autres modes qui contaminent les échantillons pour la polarisation au niveau de la définition de la classification ne sont pas mentionnés car ils ont des rapports d'embranchement faibles.

La matrice d'efficacité est donnée pour les modes de désintégration du τ en une en trois branches dans le Tableau 5.4.

5.5 Les programmes de simulation

Le générateur d'événements utilisé pour produire le Monte Carlo $\tau\tau$ est le générateur KORALZ [51]. Ce générateur est une simulation très réaliste du processus $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$. Les corrections de bremsstrahlung dans l'état initial et dans l'état final sont calculées de manière exacte jusqu'à l'ordre $O(\alpha^2)$, puis par une procédure de resommation pour les ordres supérieurs, et jusqu'à l'ordre $O(\alpha)$ pour les corrections électrofaibles. Les désintégrations du τ sont simulées à l'aide du programme TAUOLA [47], comprenant

Classe	Particules reconstruites	Modes générés
e	$1 e$	$\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$
μ	1μ	$\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$
h	$1 h$	$\tau \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- K^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^{*-} \nu_\tau$
$h \pi^0$	$1 h + \pi^0$	$\tau \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- \pi^0 K^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^{*-} \nu_\tau$
$h 2\pi^0$	$1 h + 2\pi^0$	$\tau \rightarrow a_1^- \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- \omega \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^{*-} \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- K^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- 2\pi^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$
$h 3\pi^0$	$1 h + 3\pi^0$	$\tau \rightarrow \pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- \pi^0 K^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \eta \nu_\tau$
$h 4\pi^0$	$1 h + \geq 4\pi^0$	$\tau \rightarrow \pi^- 4\pi^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \eta \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- K^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$
$3h$	$2 - 4h$	$\tau \rightarrow a_1^- \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^{*-} \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- K^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$
$3h \pi^0$	$2 - 4h + \pi^0$	$\tau \rightarrow 2\pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow K^- \pi^0 K^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$
$3h 2\pi^0$	$2 - 4h + 2\pi^0$	$\tau \rightarrow 2\pi^- \pi^+ 2\pi^0 \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \eta \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- K^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$
$3h 3\pi^0$	$2 - 4h + \geq 3\pi^0$	$\tau \rightarrow 2\pi^- \pi^+ 3\pi^0 \nu_\tau$
$5h$	$5h$	$\tau \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \nu_\tau$ $\tau \rightarrow \pi^- K^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$
$5h \pi^0$	$5h + \pi^0$	$\tau \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \pi^0 \nu_\tau$

Tableau 5.3: La classification des désintégrations des taus par TOPCLAS. Les modes générés qui sont considérés comme du signal dans chacune des classes sont indiqués dans la colonne de droite.

Mode vrai \rightarrow identifié \downarrow	e	μ	h	$h \pi^0$	$h 2\pi^0$	$h 3\pi^0$	$h 4\pi^0$	$3h$	$3h \pi^0$	$3h 2\pi^0$	$3h 3\pi^0$
e	72.08	0.01	0.49	0.29	0.30	0.19	0.	0.01	0.01	0.02	0.
μ	0.	74.74	0.67	0.22	0.05	0.19	0.	0.01	0.	0.	0.
h	0.33	0.40	65.27	3.56	0.40	0.14	0.	1.19	0.10	0.04	0.
$h \pi^0$	0.24	0.09	4.21	67.16	11.3	2.38	1.00	0.82	1.08	0.22	0.10
$h 2\pi^0$	0.05	0.01	0.36	5.41	58.06	22.11	6.86	0.14	0.95	1.14	0.67
$h 3\pi^0$	0.	0.	0.04	0.31	6.10	44.22	34.45	0.01	0.18	0.82	0.96
$h \geq 4\pi^0$	0.	0.	0.01	0.02	0.25	4.00	25.01	0.	0.02	0.02	0.39
$3h$	0.01	0.02	0.26	0.06	0.03	0.01	0.	66.76	4.87	0.88	0.19
$3h \pi^0$	0.01	0.01	0.21	0.46	0.23	0.09	0.	8.35	59.46	12.46	3.91
$3h 2\pi^0$	0.	0.	0.09	0.23	0.66	0.48	0.61	1.13	10.57	49.83	27.95
$3h \geq 3\pi^0$	0.	0.	0.06	0.10	0.31	0.95	1.80	0.23	1.35	10.60	39.06

Tableau 5.4: La matrice d'efficacité de la classification TOPCLAS des désintégration du τ et une en trois branches. Les modes générés sont les lignes, et les modes reconstruits les colonnes.

21 modes de désintégration du τ . Le modèle utilisé pour décrire la dynamique de la désintégration de la résonance a_1 est celui utilisé dans le Chapitre 3. Les corrélations longitudinales de spin sont prises en compte dans ces simulations ($P_{\tau^-} = -P_{\tau^+}$), ce qui est essentiel pour l'analyse de la polarisation. Finalement, le programme qui simule le détecteur ALEPH est le programme GALEPH (GEANT+ALEPH).

Chapitre 6

La sélection d'événements pour l'analyse de la polarisation

La classification d'événements utilisée dans l'analyse de la polarisation est essentiellement la même que celle de la mesure des rapports d'embranchement hadroniques [33]. Cependant, des coupures supplémentaires introduites pour la mesure de la polarisation sont détaillées ici. Elles visent à réduire le bruit de fond tau dans les canaux π , ρ et a_1 .

6.1 Le canal π

A la suite de la classification décrite dans la Section 5.4, le bruit de fond tau dans le canal π est de 15.5%. Ce bruit de fond est dominé par des événements ρ (60%) dans lesquels le π^0 a été perdu, et par des événements K^* (22%), où le K^* s'est désintégré en $K_L^0 \pi^\pm$.

On peut essayer de réduire la contamination des événements ρ dans le canal π en regardant le profil longitudinal du dépôt d'énergie sur les 45 plans de fils dans le ECAL. Ce profil peut ressembler à un profil typique d'une gerbe électromagnétique et peut ainsi servir à repérer la présence d'un photon proche de la trace chargée et non identifié comme tel par GAMPEX (voir la Figure 6.1 où l'on voit l'énergie déposée sur les 45 plans de fils pour certains événements reconstruits comme π et générés comme ρ). La contamination des événements ρ sera fortement réduite si une coupure est faite sur le rapport de l'énergie déposée dans les deux premiers niveaux du ECAL à l'énergie de la trace chargée mesurée dans la TPC. Le meilleur rapport signal sur bruit a été obtenu en demandant d'avoir:

- $E_{stack1+stack2} / E_{TPC} < 0.75$
où $E_{stack1+stack2}$ est l'énergie sur les pads de ECAL, dans un cône de 30° autour de la trace chargée.

Les événements ρ dans lesquels le π^0 est proche de la trace chargée sont en partie rejetés par cette coupure. La Figure 6.2 montre la distribution de la quantité $E_{stack1+stack2} / E_{TPC}$ pour les données et le Monte Carlo pour les événements reconstruits comme π . La part des événements ρ est en grisé.

Les événements K^* se désintégrant en K_L^0 et un pion chargé et reconstruits comme π pourront être rejetés car ils ont un comportement caractéristique dans le HCAL. Lorsqu'un K_L^0 accompagne la trace chargée dans le HCAL, l'énergie déposée sera plus grande que l'énergie attendue pour le seul hadron chargé. De plus, la trace chargée étant courbée par

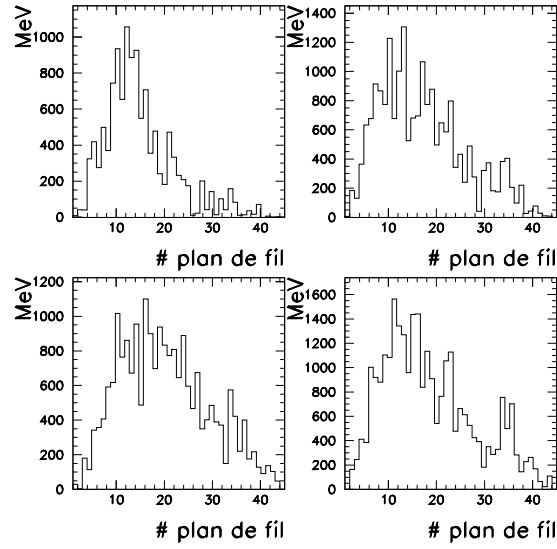


Figure 6.1: La distribution de l'énergie déposée sur les 45 plans de fils dans le ECAL pour certains événements reconstruits comme π . Ce profil est typique des événements ρ .

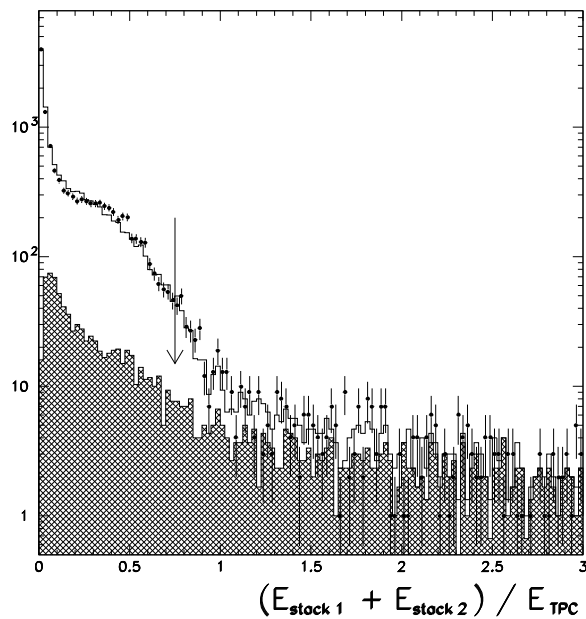


Figure 6.2: La distribution de la variable $E_{stack1+stack2} / E_{TPC}$ dans les données et le Monte Carlo pour des événements reconstruits comme π . La part des événements ρ est en grisé.

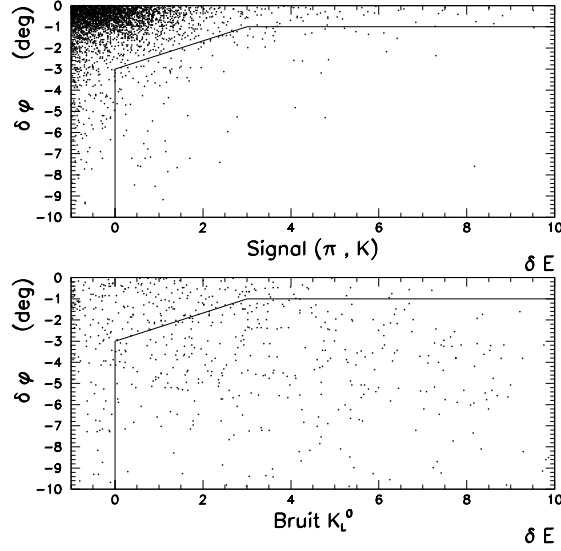


Figure 6.3: La distribution du signal (π^\pm, K^\pm) et du bruit de fond K_L^0 dans le plan $(\delta_E, \delta\phi)$.

le champ magnétique, le barycentre de l'énergie déposée dans le HCAL sera déplacé par rapport à la position de l'impact de la trace chargée dans le HCAL. Deux variables ont été introduites dans la mesure des rapports d'embranchement des modes de désintégration des taus avec des K^0 [58]:

- $\delta_E = \frac{E_{Hcal} - P_h}{\sigma_h}$
où E_{Hcal} est l'énergie déposée dans le HCAL dans un cône de 30° degrés autour de la trace chargée. P_h est l'impulsion du hadron chargé et $\sigma_h = 0.9/\sqrt{P_h}$ est l'erreur attendue sur l'énergie mesurée dans le HCAL pour un hadron d'impulsion P_h .
- $\delta\phi = \xi |\phi_{barycentre} - \phi_{track \ impact}|$
où ϕ est l'angle polaire azimuthal. Le coefficient ξ vaut $\xi = +1$ si $\phi_{barycentre}$ est dans le sens de la courbure du hadron chargé, et $\xi = -1$ sinon.

La présence d'un K_L^0 est signalée par une valeur positive de δ_E et négative pour $\delta\phi$. La région suivante est rejetée dans le plan $(\delta_E, \delta\phi)$ ($\delta\phi$ en degrés):

$$\begin{cases} \delta_E \geq 0 \\ \delta\phi \leq -1 \\ \delta\phi \leq \frac{2}{3}\delta_E - 3 \end{cases}$$

La Figure 6.3 montre les distributions dans le plan $(\delta_E, \delta\phi)$ des événements de signal (π^\pm, K^\pm) et des événements de bruit de fond K_L^0 .

Pour réduire davantage le bruit de fond du canal ρ dans le canal π , on peut utiliser l'information contenue dans les probabilités des (faux) photons qui accompagnent le π^\pm et dont la probabilité est entre 0 et 0.5 (voir la Section 5.3). Le bruit de fond ρ est

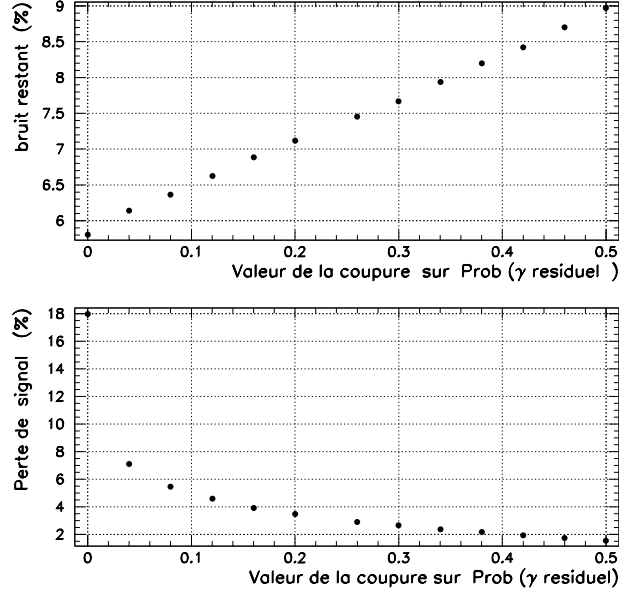


Figure 6.4: La réduction du bruit de fond et la perte du signal en fonction de la valeur de la coupure sur $Prob_{\gamma \text{ résiduel}}$.

réduit si seuls les π^\pm accompagnés des photons dont la probabilité est inférieure à 0.2 sont retenus dans l'échantillon des π . Les autres événements sont rejetés, et ne sont pas analysés comme candidats ρ dans la mesure de la polarisation. La Figure 6.4 montre en fonction de la valeur de la coupure sur la probabilité $Prob_{\gamma \text{ résiduel}}$ la réduction du bruit de fond et la perte de signal. Les coupures sur les énergies déposées dans le ECAL et le HCAL ont déjà été appliquées.

Dans le canal π , la polarisation est mesurée à partir de la variable $x = E_\pi/E_\tau$. Cette distribution est idéalement linéaire. Il est important de vérifier que les trois coupures supplémentaires n'introduisent pas un biais dans la mesure de la polarisation. Pour cela, le rapport du nombre d'événements non rejetés au nombre initial d'événements a été déterminé en fonction de la variable x dans les données et dans le Monte Carlo pour les trois coupures. Le bruit de fond τ a été estimé à partir du Monte Carlo et soustrait dans les données dans cette procédure. La Figure 6.5 montre le rapport de ces "efficacités" mesurées sur les données et sur le Monte Carlo pour les trois coupures appliquées aux candidats π en fonction de la variable x . Une droite est ajustée sur ce rapport. La pente de cette droite donne directement (à un facteur 1/2 près) la correction à appliquer à la polarisation mesurée dans les données dans le canal π . Cette correction doit compenser la différence entre les efficacités dans les données et le Monte Carlo en fonction de x . Ainsi, la coupure sur la probabilité des photons résiduels coupe davantage d'événements dans les données à grand x , donc là où les événements de polarisation $P = 1$ sont majoritaires. L'incertitude sur la pente de cette droite sera prise comme erreur systématique dans la mesure de la polarisation dans le canal π . L'erreur systématique correspondant à chacune des coupures supplémentaires a ainsi été déterminée. Nous reviendrons sur les effets

systématiques plus en détail dans le Chapitre 9.

6.2 Les canaux ρ et a_1

Dans le canal ρ , le π^0 est soit résolu ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), soit non-résolu, soit il est reconstruit comme un seul photon résiduel, avec une probabilité $P_{\gamma \text{ res}} \geq 0.5$. L'hémisphère est retenu comme candidat ρ si la masse invariante du système $\pi^\pm\pi^0$ est plus grande que $0.4 \text{ GeV}/c^2$.

Dans les deux modes de désintégration du a_1 , on demande à avoir une masse invariante inférieure à la masse du τ . Pour qu'un événement soit retenu dans l'analyse du mode de désintégration $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, trois bonnes traces doivent être reconstruites dans l'hémisphère. La définition des *bonnes* traces est celle du Chapitre 5. Les spectres de masse invariante des trois canaux hadroniques sont montrés dans la Figure 6.6.

En résumé, la Table 6.1 donne les efficacités et les contaminations par des événements tau et non-tau dans les quatre canaux dans lesquels nous allons mesurer la polarisation.

Canal	π	ρ	$a_1 \rightarrow 3\pi$	$a_1 \rightarrow \pi 2\pi^0$
Nombre d'événement (1990-1994)	27393	64587	20285	23332
Efficacité (%)	62.7	68.0	60.6	56.9
Bruit de fond τ (%)	7.1	11.2	12.0	24.6
Bruit de fond non- τ (%)	0.2	0.15	0.1	0.15

Tableau 6.1: Les efficacités et les contaminations par les événements τ et non-tau dans les quatre canaux hadroniques intervenant dans la mesure de la polarisation.

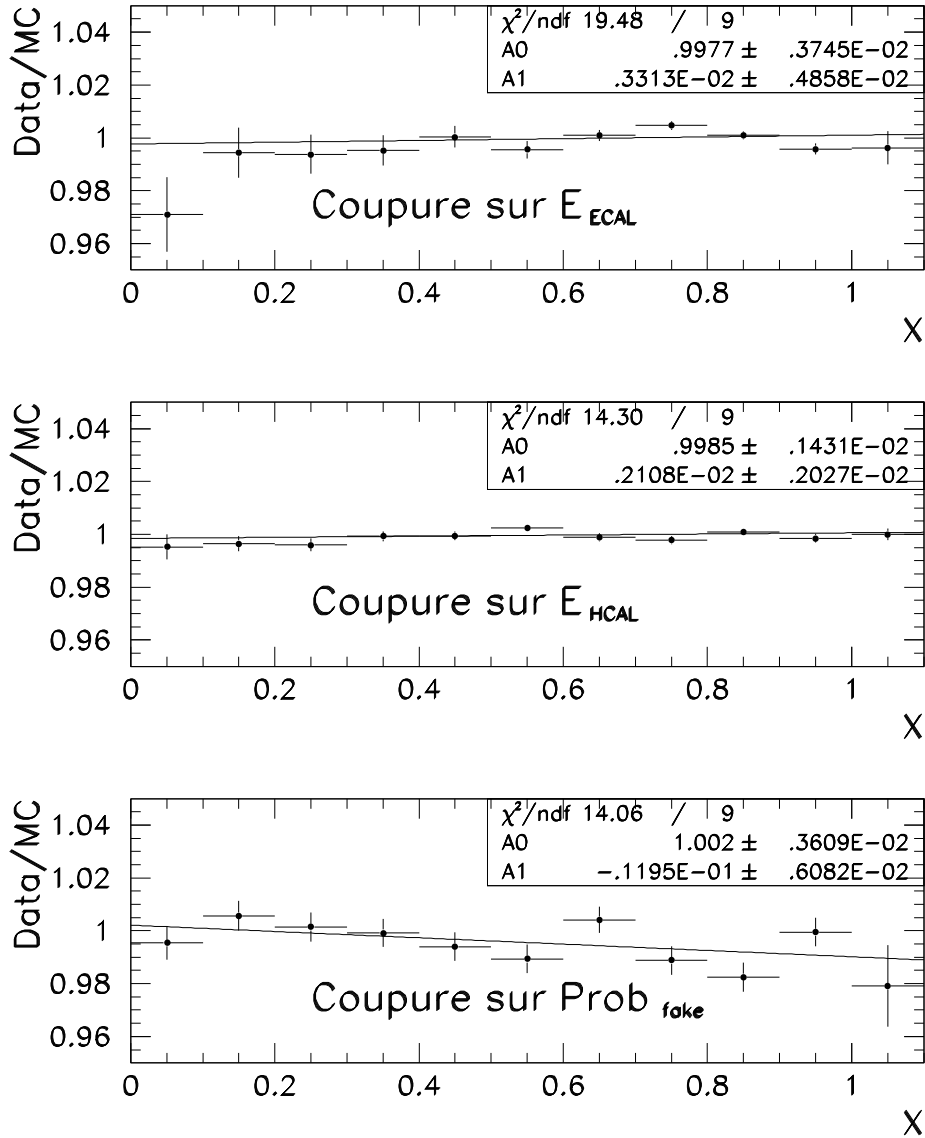
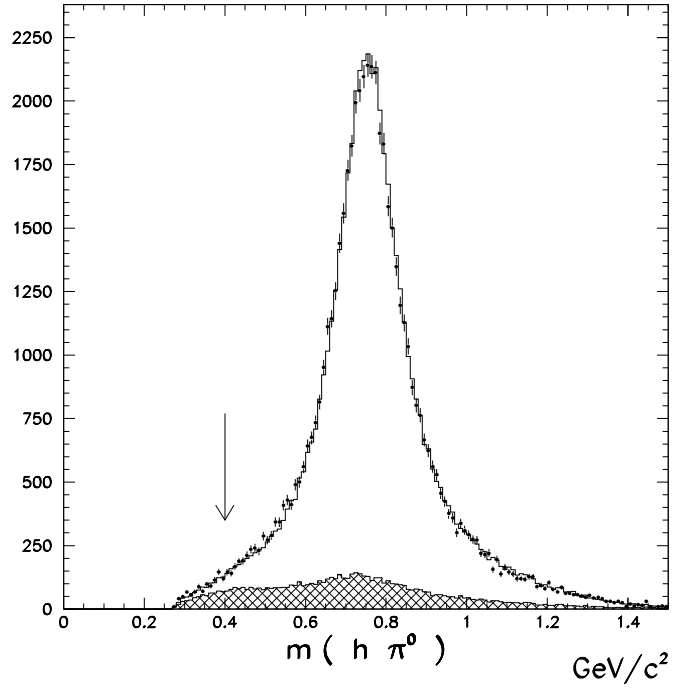
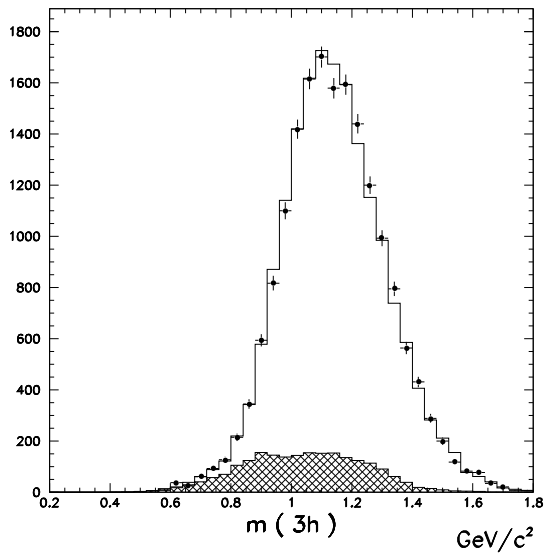


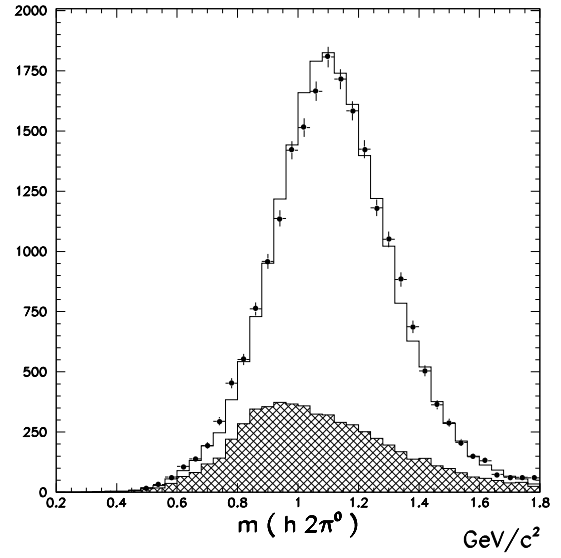
Figure 6.5: Le rapport du nombre d'événements de signal préservés au nombre initial d'événements pour les trois coupures additionnelles dans le canal π . A0 est le point d'intersection de la droite ajustée sur ce rapport avec l'axe des y, et A1, le coefficient directeur de cette droite.



(a) ρ



(b) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$



(c) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$

Figure 6.6: Les masses invariantes dans les canaux indiqués pour les données et le Monte Carlo. La distribution du bruit de fond τ est en grisé.

Partie III

La méthode pour la mesure de la polarisation avec la direction du tau

Chapitre 7

La mesure de la direction du tau

Dans ce chapitre, nous allons décrire la manière dont la direction du tau est mesurée. La première partie du chapitre traite brièvement de la cinématique des désintégrations des taus et nous y définissons les échantillons dans lesquels la direction du tau peut a priori être mesurée. Les effets de résolution qui vont dégrader (voire rendre impossible) la mesure de cette direction sont décrits dans la suite du chapitre. Afin de ne pas rejeter les événements où la direction n'est pas initialement mesurable, nous avons utilisé les résolutions sur les différentes grandeurs mesurées (énergie, direction) pour déterminer une direction dans ces événements. La deuxième partie du chapitre décrit cette procédure. La fin du chapitre montre comment ont été utilisés les événements où deux directions τ sont reconstruites, et ce qui a été fait pour distinguer la bonne direction de la mauvaise.

7.1 La cinématique des désintégrations hadroniques des paires de taus

La direction commune de la paire de taus produite lors du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ peut dans certains cas être déterminée par les corrélations cinématiques entre les deux hémisphères [52].

Dans les événements dans lesquels l'un des deux taus se désintègre suivant un mode purement leptonique, la reconstruction de la direction de vol des taus produits est impossible, malgré les corrélations cinématiques des deux hémisphères. Ceci est dû à la présence de deux neutrinos dans l'état final dans cet hémisphère. Dans toute la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser aux événements dans lesquels les deux taus se désintègrent suivant un mode hadronique, soit 42% des événements. La cinématique d'une désintégration à deux corps permet alors de déterminer, à une ambiguïté près, et en l'absence de problèmes de résolution ou de rayonnement dans l'état initial, la direction de vol commune à la paire de taus. Dans toute la suite, h^\pm va désigner un des modes de désintégration hadronique du tau. Les principaux modes utilisés dans l'analyse de la polarisation seront les modes π^\pm , ρ^\pm et a_1^\pm .

Lorsque le système hadronique h^\pm se désintègre, des particules chargées, notées c^\pm , et des particules neutres sont produites. Le quadri-vecteur du hadron h^\pm s'écrit alors en fonction de ses produits de désintégration de la manière suivante:

$$h^\pm_\mu = \Sigma c^\pm_\mu + \Sigma \pi^0_\mu$$

où le π^0 peut être résolu, non résolu ou reconstruit comme un bon photon résiduel (voir la section 5.3). Bien que le ν_τ ait une direction de vol inconnue, la cinématique de la désintégration en deux corps permet de calculer l'angle de désintégration de chacun des taus. Ces angles, notés ϕ_\pm , sont les angles entre la direction du vol du tau et les directions de h^\pm . Dans ce cas ϕ_\pm est donné par :

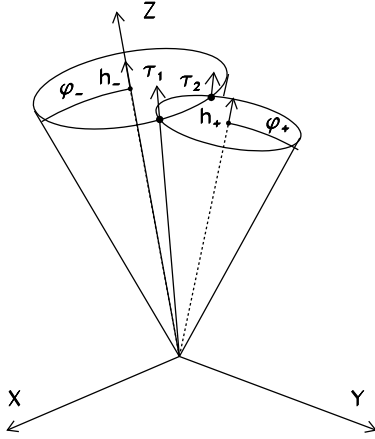
$$\cos \phi_\pm = \frac{2E_{h^\pm}E_\tau - m_\tau^2 - m_{h^\pm}^2}{2\sqrt{(E_{h^\pm}^2 - m_{h^\pm}^2)(E_\tau^2 - m_\tau^2)}} \quad (7.1)$$

E et m désignent l'énergie et la masse du tau ou du hadron dans l'hémisphère considéré.

Si l'on suppose que l'énergie des deux taus est celle du faisceau (E_b), et donc qu'il n'y a pas eu de rayonnement dans l'état initial ni final, les deux taus seront produits dos-à-dos. Désignons par $\vec{\tau}$ le vecteur unitaire porté par la direction de vol du τ^- . Nous avons alors :

$$\vec{\tau} = -\vec{\tau}^+ = \vec{\tau}^- \quad (7.2)$$

Dans cette hypothèse, la relation (7.1) implique que la direction commune des deux taus, notée $\vec{\tau}$, doit se trouver simultanément sur les cônes d'axes h^\pm et d'angles d'ouverture ϕ_\pm .



Si on renverse le cône du τ^+ , l'intersection des deux cônes va donner dans 60% des cas deux directions. Dans les autres cas, soit les deux cônes ne peuvent être définis car $\cos \phi^\pm > 1$, soit ils sont définis et ils ne se coupent pas à cause d'un rayonnement ou à cause d'une mauvaise reconstruction des particules finales. Dans les cas favorables, où une intersection existe, une seule des deux directions $\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2$ obtenues ainsi est la direction de vol commune au τ^- et au τ^+ . A ce stade, on ne peut distinguer la bonne direction τ de celle qui apparaît comme un artefact de la méthode.

Pour déterminer les directions des intersections des deux cônes, plaçons-nous dans un repère dont l'axe des Z est porté par \vec{h}^- , l'axe des X étant donné par $\vec{X} = \vec{h}^+ \wedge \vec{h}^-$ et l'axe des Y par $\vec{Y} = \vec{Z} \wedge \vec{X}$.

Dans ce repère, nous avons :

$$\vec{h}^- = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \vec{h}^+ = \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \theta_{12} \\ \cos \theta_{12} \end{pmatrix}$$

où θ_{12} est l'angle entre les axes des deux cônes. On paramétrise les intersections des deux cônes dans ce repère par :

$$\vec{\tau} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \psi \\ \sin \theta \sin \psi \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

Les angles de désintégrations des deux taus produits vérifient les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{\tau} \cdot \vec{h}^- &= \cos \phi^- \\ \vec{\tau} \cdot \vec{h}^+ &= \cos \phi^+ \end{aligned} \quad (7.3)$$

D'où :

$$\begin{cases} \cos \theta & = \cos \phi^- \\ \sin \theta \sin \psi \sin \theta_{12} + \cos \theta \cos \theta_{12} & = \cos \phi^+ \end{cases}$$

L'angle ψ est donc donné par :

$$\sin \psi = \frac{\cos \phi^+ - \cos \phi^- \cos \theta_{12}}{\sin \phi^- \sin \theta_{12}}$$

L'intersection des deux cônes donne alors deux directions :

$$\vec{\tau}_{1,2} \begin{pmatrix} \pm \sin \theta \cos \psi \\ \sin \theta \sin \psi \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

Si les deux cônes n'ont pas d'intersection commune, le sinus de l'angle ψ est tel que : $|\sin \psi| > 1$.

On passe ensuite aisément dans le repère du laboratoire par un changement de repère.

7.2 Les effets qui dégradent la mesure de la direction du tau

Dans 40% des désintégrations hadroniques des taus on ne peut reconstruire la direction τ soit parce-que l'un des deux cônes ne peut être défini, soit parce-que les deux cônes ne sont pas sécants. Les effets les plus importants qui vont dégrader, voire rendre impossible la reconstruction de cette direction sont traités ici. L'effet du rayonnement dans l'état initial est traité en premier. Cet effet est à l'origine de seulement un quart des événements sans direction τ . La mauvaise identification de particules est aussi l'origine d'un petit nombre de non-intersections. Nous allons voir que les effets de résolution sont dominants.

7.2.1 L'effet du rayonnement dans l'état initial ou final

La détermination des deux directions repose sur l'hypothèse que la paire (τ^-, τ^+) est produite dos-à-dos dans le repère du laboratoire. La Figure 7.1 montre le spectre en énergie des τ^- dans le Monte Carlo. L'effet d'un faible rayonnement dans l'état initial, inférieur à 0.6 GeV, sur la reconstruction de la direction du tau est également montré. Sur ces figures, τ_{best} désigne la direction la plus proche de la vraie direction τ (τ_{true}) lorsque les quadri-vecteurs utilisés pour construire les deux cônes sont les quadri-vecteurs générés. Seul l'effet du rayonnement est donc inclus, et non l'effet de la résolution. L'angle moyen entre la vraie direction du τ^- et τ_{best} , vaut 3.5 mrad. Dans le cas où le photon rayonné emporte plus de 0.6 GeV, cet angle vaut 14 mrad. Même un très faible rayonnement va donc dégrader la mesure de la direction du τ obtenue par l'intersection des deux cônes.

Sur la Figure 7.2 est représentée la séparation angulaire entre les deux cônes pour des événements où ces deux cônes ne sont pas sécants, et dans lesquels les angles d'ouverture des cônes peuvent être définis ($\cos \phi_{\pm} \leq 1$). La part des événements Monte Carlo dans lesquels l'acolinéarité entre les deux taus au niveau généré est plus petite que 179.15° est représentée en grisé. Une des particules dans l'état initial a alors rayonné au moins 300 MeV. Pour des grandes séparations angulaires entre les cônes, c'est l'effet du rayonnement qui est dominant, mais dans la majorité des événements, ce sont les problèmes de

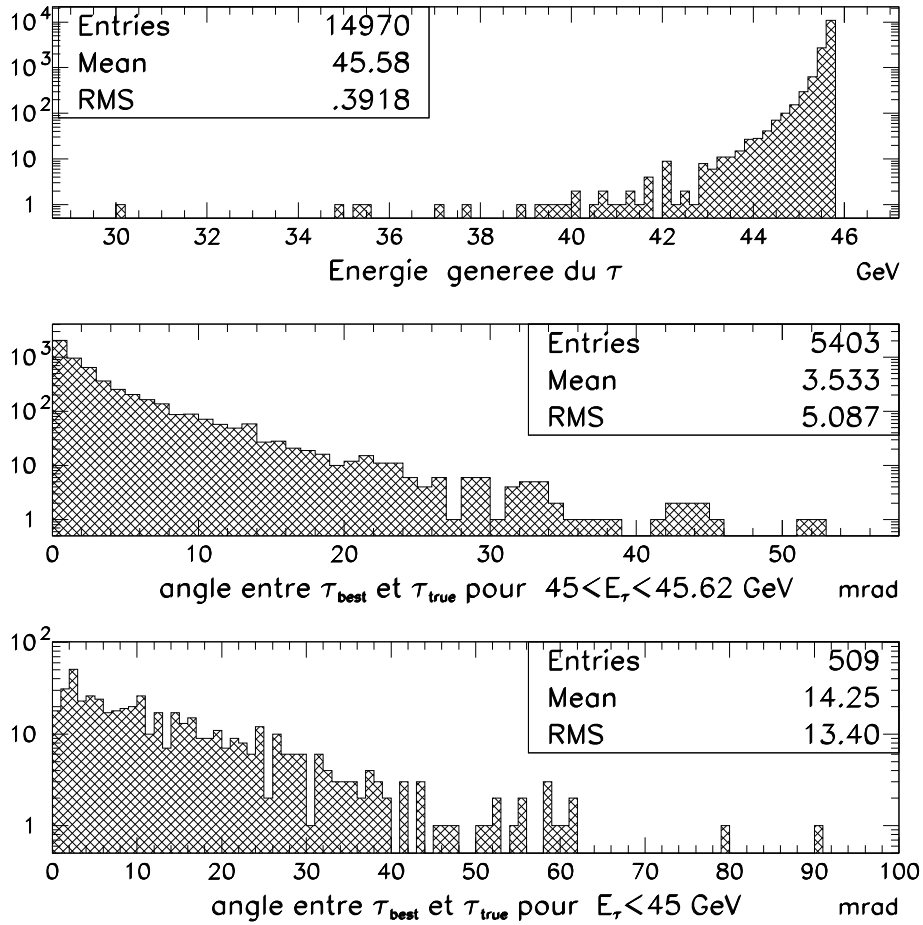


Figure 7.1: L'effet du rayonnement dans l'état initial sur la direction du τ dans les événements Monte Carlo. Le spectre de l'énergie générée du τ en montré, ainsi que l'angle entre la vraie direction τ et la direction la plus proche parmi les deux directions reconstruites, en supposant l'énergie du τ égale à celle du faisceau.

résolution qui sont à l'origine des cônes non-sécants. L'angle d'ouverture typique des deux cônes est de 20 mrad dans les événements tau. L'accord sur cette séparation angulaire entre les données et le Monte Carlo est satisfaisant.

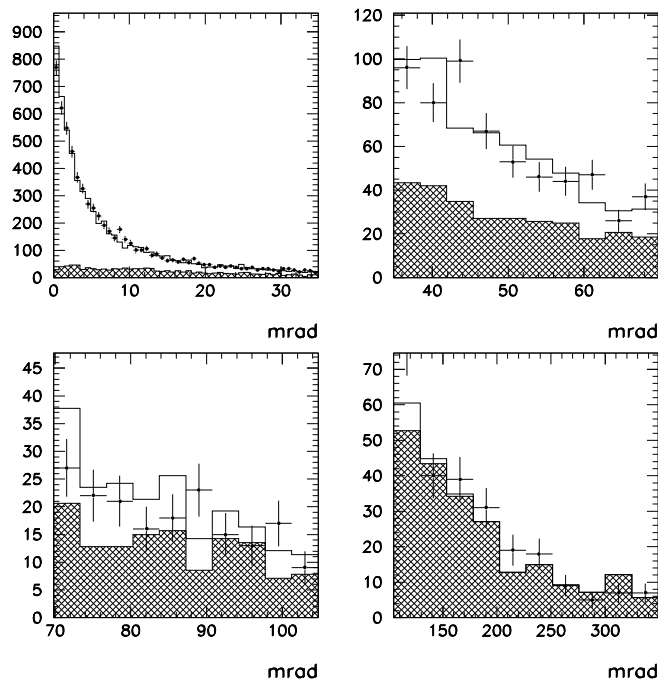


Figure 7.2: L'angle minimum de séparation entre les deux cônes dans le cas où ils ne sont pas sécants pour les données et le Monte Carlo. La part des événements où l'une des particules dans l'état initial ou final a rayonné un photon d'au moins 300 MeV est en grisé. Sauf pour les grandes valeurs des l'angles de séparation, les effets de résolution sont dominants par rapport aux effets de rayonnement.

7.2.2 Les mauvaises hypothèses cinématiques

Dans la détermination de l'angle ϕ_{\pm} intervient la masse du hadron. Dans l'analyse de la polarisation, les particules hadroniques de l'état final sont supposées être des pions. Il n'y a pas de distinction faite entre les π et les K événement par événement. Une distinction est possible, de manière statistique, en utilisant l'information contenue dans le dE/dx . La différence de masse entre le π et le K est de 354 MeV. La masse attribuée à une particule chargée identifiée comme hadron sera celle du π^{\pm} . Ceci va fausser la détermination de l'angle ϕ_{\pm} par la relation 7.1. Sur la Figure 7.3, on voit pour les événements Monte Carlo générés comme $\tau^+\tau^- \rightarrow K^{\pm}\pi^{\mp}\nu_{\tau}\bar{\nu}_{\tau}$ d'une part quelle est la différence dans l'ouverture du cône lorsque la masse du π est utilisée à la place de la masse du K (les ronds pleins), et d'autre part quel est l'angle entre la vraie direction du τ et la plus proche des deux directions reconstruites (les triangles). La résolution moyenne sur la direction du τ étant de l'ordre de 1° , comme on le verra par la suite, attribuer la masse du π aux K n'aura un

effet sur la direction du τ que pour des K en dessous de 10 GeV/c. Le spectre d'impulsion des kaons et des pions chargés provenant des modes de désintégration du τ en $\nu_\tau \pi$ ou $\nu_\tau K$ est montré dans la Figure 7.4. Il y a en proportion moins d'événements π que K en dessous de 10 GeV/c à cause de la masse plus élevée des K . Les événements K reconstruits comme π représentent 5% des événements reconstruits π .

De même, lorsque dans l'hémisphère reconstruit comme π il y a un K_L^0 produit et non détecté, les hypothèses cinématiques ne seront pas bonnes et la direction reconstruite dans l'événement sera faussée.

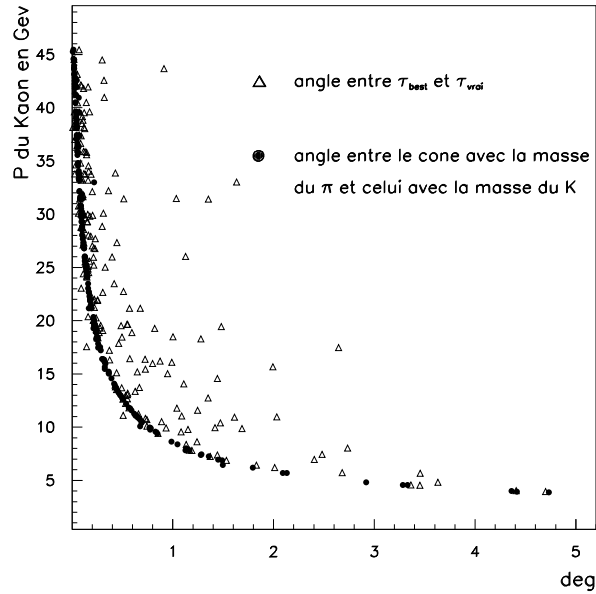


Figure 7.3: L'effet de l'application de la masse du π^\pm aux K .

7.2.3 Les effets de détecteur

Les problèmes de reconstruction de l'énergie et de la direction des particules neutres sont ceux qui vont dégrader le plus la mesure de la direction du tau. Afin de comprendre quels sont les problèmes de résolution qui vont être prédominants dans cette mesure, une étude a été faite sur un échantillon d'événements Monte Carlo $\tau^+\tau^- \rightarrow \pi^\pm \rho^\pm \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$ reconstruits par le programme de classification TOPCLAS (section 5.4). De cette manière, on peut étudier quel est l'impact sur la mesure de la direction du τ des effets de résolution des particules neutres et des particules chargées (l'effet des particules chargées est négligeable par rapport à celui des π^0).

Les événements où l'on a pu reconstruire deux directions tau à partir des quadri-vecteurs des particules présentes dans l'état final sont utilisés dans la première partie de l'étude. La fraction d'événements où les deux cônes sont sécants diminue très rapidement avec l'acolinéarité ζ entre le τ^- et le τ^+ , comme le montre la Table 7.1.

Dans toute la suite, on notera τ_{best} la direction reconstruite la plus proche de la vraie direction notée τ_{true} . L'autre direction reconstruite est notée τ_{worst} . Afin de comprendre

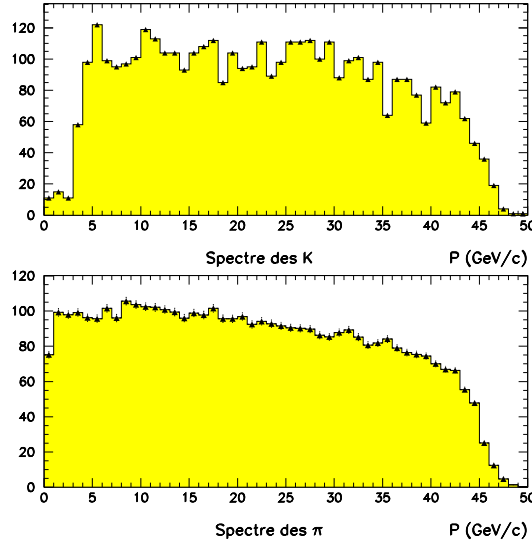


Figure 7.4: Le spectre des π^\pm et des K lors de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ et $\tau^\pm \rightarrow K^\pm \nu_\tau$.

Acolinéarité entre taus	fraction d'événements avec 2 directions τ
$170^\circ < \zeta < 174^\circ$	10%
$174^\circ < \zeta < 176^\circ$	20%
$176^\circ < \zeta < 178^\circ$	40%
$178^\circ < \zeta < 179^\circ$	57%
$179^\circ < \zeta < 180^\circ$	79%

Tableau 7.1: La fraction d'événements avec deux directions tau reconstruites en fonction de l'acolinéarité entre les taus générés.

quel est l'effet de la résolution de mesure des énergies et des directions des particules issues de la désintégration du τ , nous avons paramétré les écarts entre les grandeurs mesurées et les grandeurs générées. Les résolutions typiques dans ALEPH sont:

- pour l'énergie mesurée dans le ECAL:

$$\sigma_E/E = 0.25/\sqrt{E} + 0.01$$

E étant exprimé en GeV (la résolution donnée ici est celle obtenue lorsque l'énergie est mesurée dans le ECAL à partir des quatre tours centrales. La résolution intrinsèque du ECAL est meilleure, $0.18/\sqrt{E} \oplus 0.01$).

- pour la mesure de la position des amas dans le ECAL:

$$\sigma_\theta = \sigma_\phi / \sin \theta = 0.9^\circ \left(\frac{0.17}{\sqrt{E}} + 0.02 \right)$$

- pour l'impulsion des muons à 45 GeV mesurée par la TPC, la ITC et le VDET:

$$\delta p/p^2 = 6 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

Les résolutions concernant les grandeurs mesurées dans le ECAL ont été obtenues avec des faisceaux-test d'électrons et de pions. Nous avons préféré paramétriser ces quantités pour les trois types de π^0 données par PEGASUS(Section 5.3).

En effet, on s'attend à ce que la résolution obtenue sur la mesure de la direction d'un π^0 résolu ne soit pas la même que celle d'un π^0 non résolu ou d'un photon résiduel. Les grandeurs suivantes ont été paramétrisées pour les trois types de π^0 en fonction de leur énergie:

- $\frac{\Delta(E)}{\sqrt{E_{\pi^0}}} = (E_{\pi^0_{rec}} - E_{\pi^0_{true}}) / \sqrt{E_{\pi^0_{true}}}$
- $\Delta(\theta) = (\theta_{\pi^0_{rec}} - \theta_{\pi^0_{true}})$
- $\Delta(\phi) = (\phi_{\pi^0_{rec}} - \phi_{\pi^0_{true}})$

$\Delta(E)$ a été paramétrisée par une gaussienne, alors que $\Delta(\theta)$ et $\Delta(\phi)$ l'ont été par deux gaussiennes car ces distributions présentent des queues plus grandes que celle de $\Delta(E)$. Les distributions de ces grandeurs sont montrées dans la Figure 7.5 pour les π^0 résolus dans le domaine d'énergie indiqué. Les résolutions obtenues ainsi sur les angles et sur l'énergie sont moins bonnes que les résolutions typiques citées précédemment.

Dans le cas de photons résiduels acceptés comme π^0 , il faut distinguer deux types d'événements. Dans le premier, un des deux photons est perdu, soit parce qu'il est en dessous du seuil de détection, soit parce qu'il a traversé le détecteur dans une région morte (les zones non-instrumentées, par exemple). Le reste de cet échantillon est formé par des π^0 non résolus dont la masse invariante est en dessous de 100 MeV/c² et qui ne sont donc pas retenus par l'analyse des moments. La fraction de ces événements a été estimée en fonction de l'énergie du photon résiduel. La masse m_{π^0} pour des événements où le π^0 est retenu comme π^0 non résolu est montrée dans la Figure 7.6. Cette masse peut également être calculée pour les photons résiduels. La distribution de m_{π^0} pour les photons résiduels avec une énergie entre 15 et 25 GeV est le prolongement de la distribution de cette masse pour les π^0 non résolus dans le même domaine d'énergie. Nous avons ainsi estimé que pour les photons résiduels dont l'énergie est entre 10 et 15 GeV, 15% sont en fait des π^0 non résolus. Cette fraction augmente avec l'énergie du photon: elle est de 90% lorsque $15 < E_\gamma < 25\text{GeV}$ et de 100 % pour les énergies plus élevées.

Soit η l'angle dans l'espace entre τ_{best} et τ_{true} . Pour tester notre compréhension de l'effet de résolution sur la mesure de la direction du τ , la résolution sur l'angle η a été comparée avec le RMS de l'angle entre τ_{best} avant la fluctuation de l'événement et la direction τ_{best} obtenue après la fluctuation de l'événement à l'intérieur des grandeurs paramétrées précédemment. Les Figures 7.7 à 7.9 montrent d'une part quel est l'effet sur la mesure de la direction du τ de la seule fluctuation de l'énergie des π^\pm , des énergies ou des directions des π^0 (ou photons résiduels si le π^0 est reconstruit comme tel). D'autre part, on voit comment la résolution sur η se compare à la résolution sur τ_{best} lorsque les trois grandeurs précédentes fluctuent simultanément, et de manière indépendante. Dans le cas des π^0 résolus, les résolutions que nous avons paramétrées apparaissent trop pessimistes pour les π^0 de haute énergie, et légèrement trop optimistes à basse énergie. L'accord est

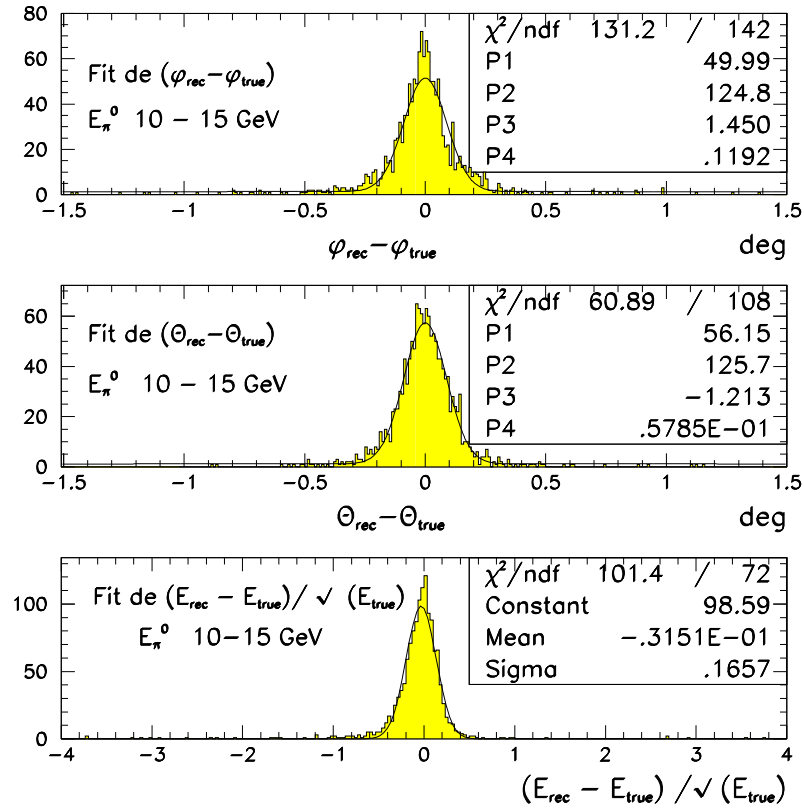


Figure 7.5: L'ajustement, pour les π^0 résolus de la différence entre les angles (ou les énergies reconstruites et générées). Les distributions de Δ_θ et de Δ_ϕ sont ajustées par une somme de deux gaussiennes: $|P_1|exp^{\frac{1}{2}(-x^2P_2)} + |P_3|exp^{\frac{1}{2}(-x^2P_4)}$. Celle de ΔE est ajustée par une seule gaussienne centrée en zéro.

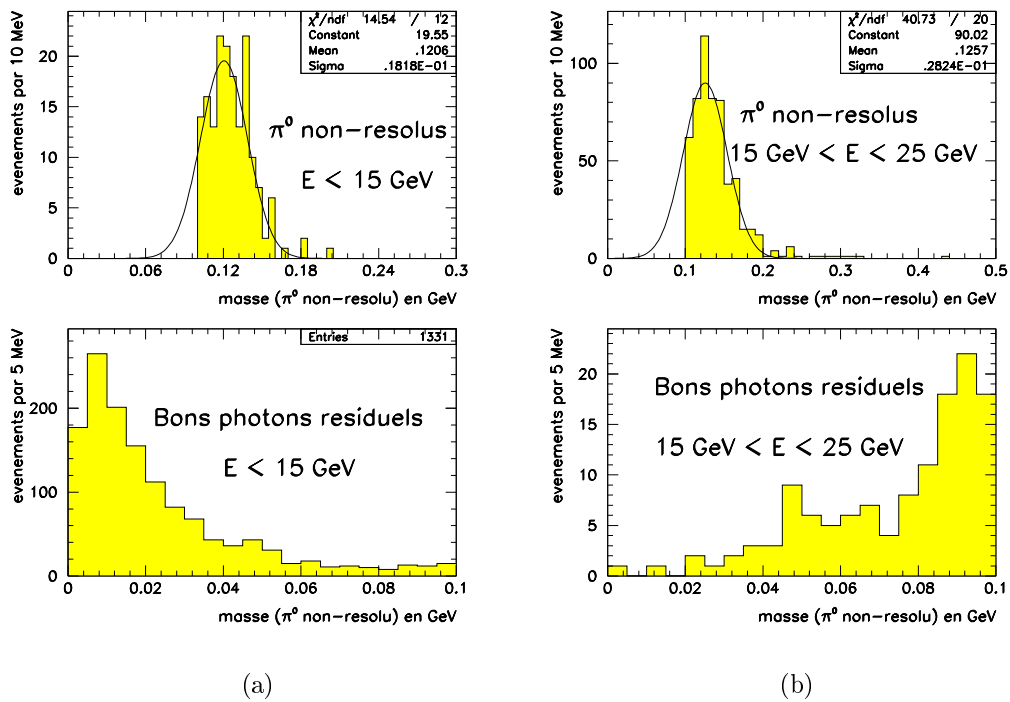


Figure 7.6: Les graphes de gauche montrent les distributions de masse des π^0 du Monte Carlo d'énergie en dessous de 15 GeV, et ceux de droite d'énergie entre 15 et 25 GeV pour les π^0 non-résolus et ceux provenant de bons photons résiduels. La fraction de π^0 non-résolus dans les bons photons résiduels est ainsi estimée.

satisfaisant pour les π^0 non résolus. Dans le cas des photons résiduels, dans le premier intervalle, la résolution sur η ne peut pas être comprise à partir de la fluctuation de l'état hadronique. Ceci est bien sûr normal car un photon est perdu dans ces événements et la cinématique de l'événement ne pourra pas être corrigée par une simple fluctuation des particules dans l'état final. Dans tous les cas, c'est l'effet de la mesure de la direction des π^0 (ou des photons résiduels) qui est l'effet dominant dans la mesure de la direction du τ . Les résolutions typiques obtenues sont, d'après ces figures, de 7 mrad pour les π^0 résolus et de 5 mrad pour les π^0 non résolus. Dans le cas des photons résiduels, au dessus de 4 GeV d'énergie du photon, c'est encore la direction du photon qui dégrade la mesure de la direction, la résolution étant de 7 mrad. En dessous de 4 GeV, la résolution se dégrade à 12 mrad à cause de la perte d'un photon.

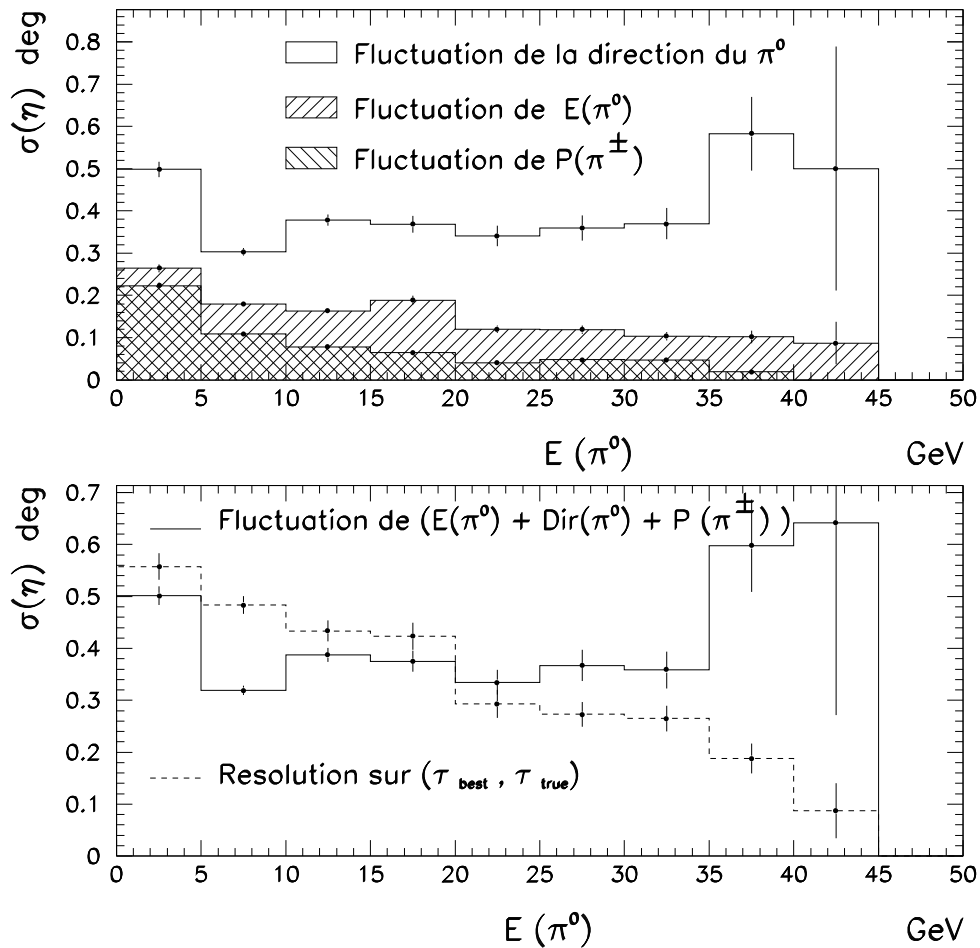


Figure 7.7: Les différents effets de résolution dans les cas où le π^0 est reconstruit à partir de deux photons résolus sont montrés en fonction de l'énergie du π^0 . Dans la deuxième figure, on voit comment la résolution sur la direction τ_{best} se compare à la variation de cette direction lorsque l'événement fluctue.

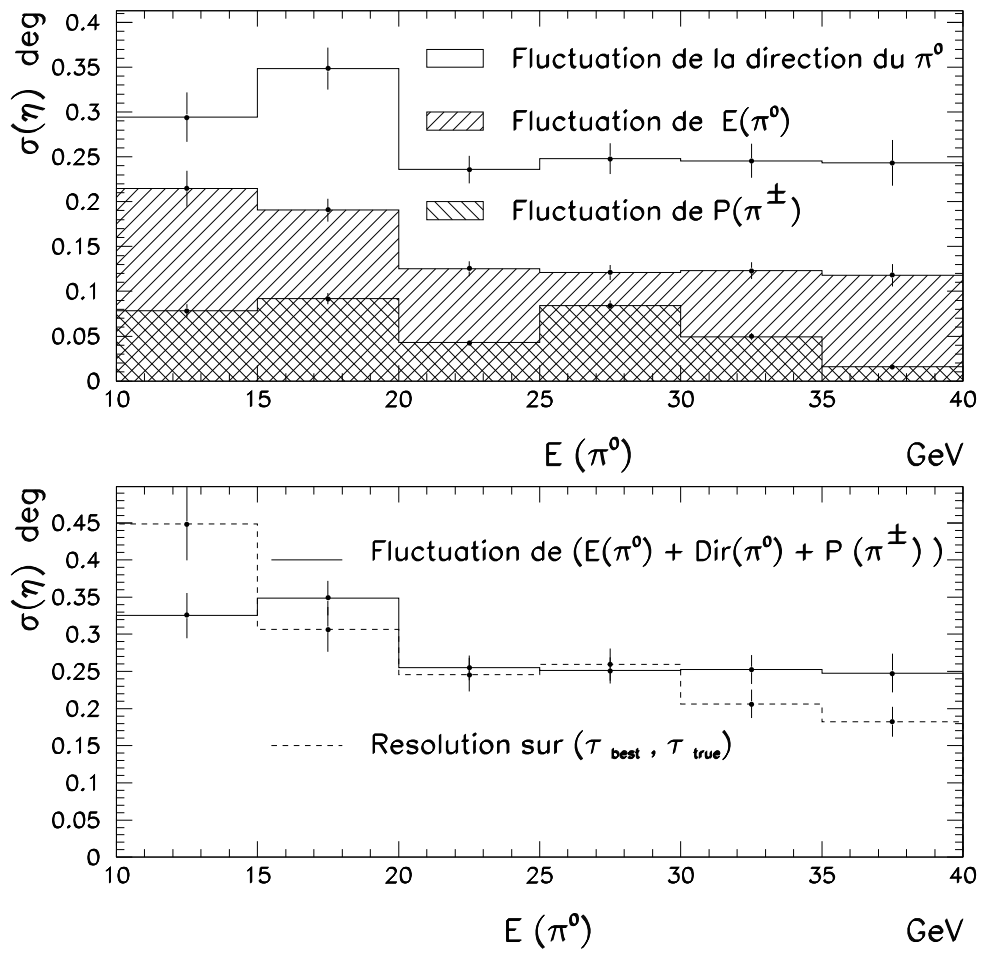


Figure 7.8: Les différents effets de résolution dans les cas où le π^0 est non résolu.

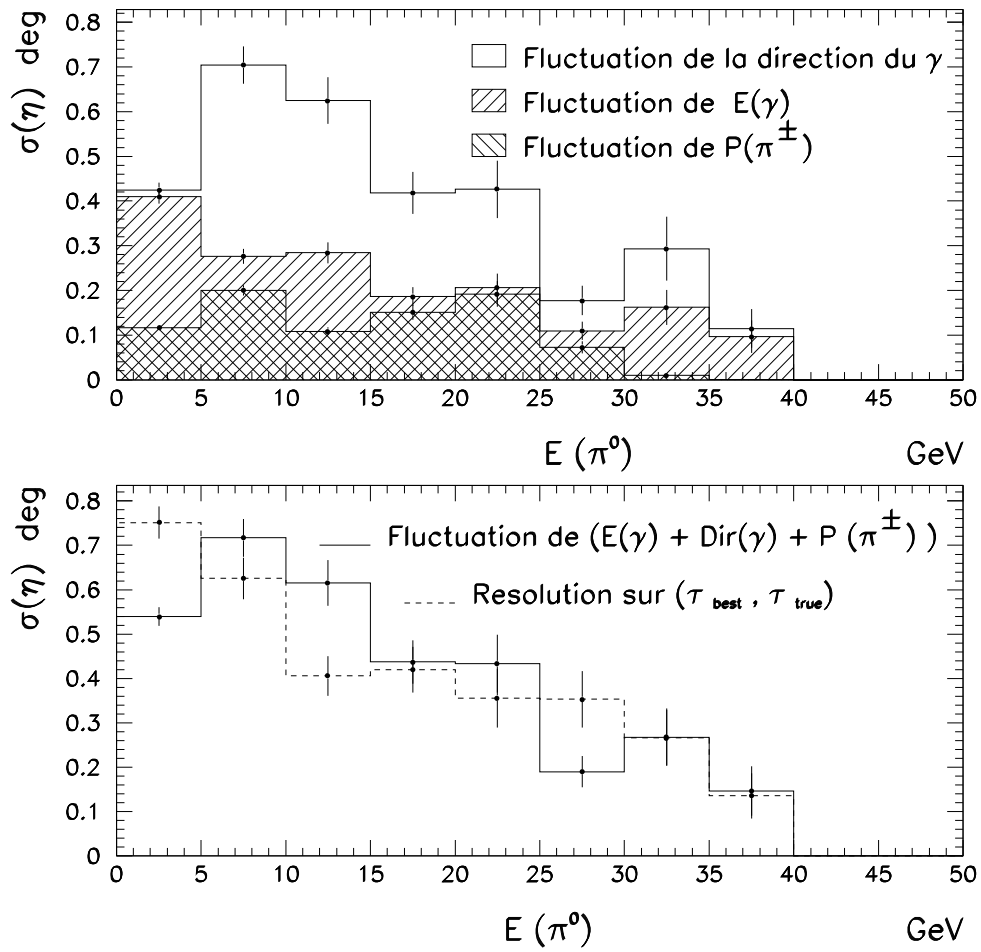


Figure 7.9: Les différents effets de résolution dans les cas où le π^0 est reconstruit à partir d'un bon photon résiduel.

7.3 Le traitement des événements où deux directions taus sont reconstruites

Dans 60% des désintégrations hadroniques des taus, deux directions sont reconstruites à partir de l'intersection des deux cônes. Alors qu'aucune observable de l'espace des moments ne permet de distinguer les deux solutions, l'information supplémentaire de la distance de vol des taus, fournie par le détecteur de vertex (VDET) peut permettre, grâce à sa précision, de choisir la bonne direction. En effet, dans l'espace réel, les deux cônes n'ont pas un sommet commun à cause de la durée de vie non nulle du τ . C'est précisément cette durée de vie (ou la longueur de désintégration correspondante) qui va permettre de distinguer entre les deux directions τ , et de leur attribuer une probabilité d'être la bonne direction τ . Ceci est fait dans le but d'avoir la sensibilité maximale dans l'analyse de la polarisation. Nous verrons dans le Chapitre 8 qu'utiliser les deux directions de manière équiprobable permet déjà d'accroître sensiblement la précision de la mesure de la polarisation.

Nous allons décrire ici quels estimateurs ont été envisagés pour traiter les deux directions. Les résolutions obtenues sur la direction du τ par chacun de ces estimateurs (ou leur combinaison) seront données. Un seul de ces estimateurs a finalement été retenu dans l'analyse de la polarisation.

7.3.1 Les différentes approches envisagées

- **L'utilisation de la longueur de désintégration du tau**

- a) **Le cas idéal**

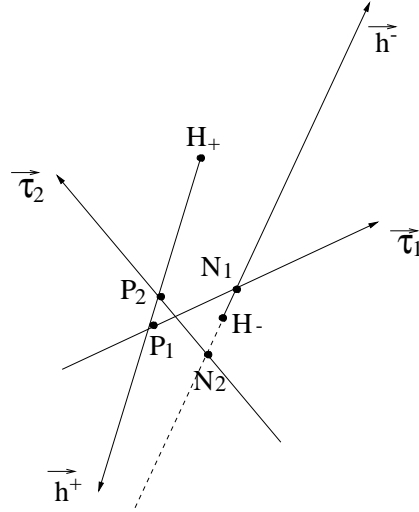
Lorsque les deux taus se désintègrent selon un mode où il n'y a pas de π^0 dans l'état final, nous allons montrer que nous pouvons en l'absence de problèmes de résolution, choisir sans ambiguïté une direction τ . Introduisons ici les quantités vectorielles utilisées dans la suite du chapitre. Dans un premier temps, considérons un état final h^-h^+ dans lequel il n'y a pas de particules neutres. Soit \vec{h}^\pm le vecteur unitaire porté par l'impulsion du pion chargé et H_\pm un point mesuré sur le hadron h^\pm . Ce point sera par exemple le point d'approche minimale du hadron au faisceau défini par (d_0, z_0) . Les vecteurs unitaires portés par les deux directions obtenues par l'intersection des cônes sont notées $\vec{\tau}_{1,2}$. Le cône construit autour du hadron positif a été renversé. Notons par $N_{1,2}$ et $P_{1,2}$ les points sur les droites portées par \vec{h}^\pm et originaires de H_\pm et tels que:

$$\overrightarrow{P_i N_i} = l_i \vec{\tau}_i$$

l_i est alors la somme des longueurs de vol du τ^+ et du τ^- lorsque la direction $\vec{\tau}_i$ est supposée être la direction de vol du τ^- . Notons $\overrightarrow{H_+ H_-}$ par $\overrightarrow{\Delta H}$.

On a alors:

$$l_i \vec{\tau}_i = \overrightarrow{P_i H_+} + \overrightarrow{\Delta H} + \overrightarrow{H_- N_i}$$



Appelons $\overrightarrow{H_-N_i} = a_i \vec{h}^-$ et $\overrightarrow{H_+P_i} = b_i \vec{h}^+$. On peut déterminer a_i et b_i en écrivant d'une part que:

$$l_i = a_i \vec{h}^- \cdot \vec{\tau}_i + \overrightarrow{\Delta H} \cdot \vec{\tau}_i - b_i \vec{h}^+ \cdot \vec{\tau}_i$$

et d'autre part:

$$\vec{\tau}_i \cdot (l_i \vec{\tau}_i \wedge \vec{h}^+) = 0 = \vec{\tau}_i \cdot (a_i \vec{h}^- \wedge \vec{h}^+ + \overrightarrow{\Delta H} \wedge \vec{h}^+)$$

$$\vec{\tau}_i \cdot (l_i \vec{\tau}_i \wedge \vec{h}^-) = 0 = \vec{\tau}_i \cdot (b_i \vec{h}^- \wedge \vec{h}^+ + \overrightarrow{\Delta H} \wedge \vec{h}^-)$$

D'où:

$$l_i = (\vec{h}^- \cdot \vec{\tau}_i) \frac{(\overrightarrow{\Delta H} \wedge \vec{h}^+) \cdot \vec{\tau}_i}{\vec{h}_\perp \cdot \vec{\tau}_i} + \overrightarrow{\Delta H} \cdot \vec{\tau}_i + (\vec{h}^+ \cdot \vec{\tau}_i) \frac{(\vec{h}^- \wedge \overrightarrow{\Delta H}) \cdot \vec{\tau}_i}{\vec{h}_\perp \cdot \vec{\tau}_i}$$

avec $\vec{h}_\perp = \vec{h}^+ \wedge \vec{h}^-$.

En utilisant la relation qui définit les angles d'ouverture des deux cônes:

$$\vec{\tau}_i \cdot \vec{h}^\pm = \mp \cos \phi^\pm \quad \forall i$$

on peut réécrire l'expression de l_i :

$$l_i = \frac{\vec{\tau}_i \cdot (\overrightarrow{\Delta H} \wedge (\cos \phi^- \vec{h}^+ + \cos \phi^+ \vec{h}^-)) + (\overrightarrow{\Delta H} \cdot \vec{\tau}_i) (\vec{h}_\perp \cdot \vec{\tau}_i)}{\vec{h}_\perp \cdot \vec{\tau}_i}$$

Le terme $\cos \phi^- \vec{h}^+ + \cos \phi^+ \vec{h}^-$ est égal à $\vec{\tau}_i \wedge \vec{h}_\perp \quad \forall i$. On a alors:

$$l_i = \frac{(\vec{\tau}_i \wedge \overrightarrow{\Delta H}) \cdot (\vec{\tau}_i \wedge \vec{h}_\perp) + (\overrightarrow{\Delta H} \cdot \vec{\tau}_i) (\vec{h}_\perp \cdot \vec{\tau}_i)}{\vec{h}_\perp \cdot \vec{\tau}_i}$$

qui se simplifie en :

$$l_i = \frac{\overrightarrow{\Delta H} \cdot \vec{h}_\perp}{\vec{h}_\perp \cdot \vec{\tau}_i} \quad (7.4)$$

En tenant compte de la relation:

$$\vec{h}_\perp \cdot \vec{\tau}_1 = -\vec{h}_\perp \cdot \vec{\tau}_2$$

on aura:

$$l_1 = -l_2$$

La direction qui donne une longueur de vol positive est la seule à retenir comme bonne. Cette direction fait un angle plus petit que 90° avec le vecteur porté par \vec{h}_\perp et dirigé du hadron positif vers le hadron négatif. Par construction, lorsque l'état final ne comporte que des hadrons chargés, les deux longueurs de vol auront des signes différents et on pourra choisir entre les deux directions de cette manière.

En réalité, à cause des problèmes de résolutions, même dans le cas idéal où il n'y a que des particules chargées dans l'état final, la longueur de désintégration positive ne donnera pas toujours la bonne direction τ . Sur la Figure 7.10, les distributions des longueurs de désintégration correspondant aux directions $\vec{\tau}_{best}$ et $\vec{\tau}_{worst}$ sont représentées pour des événements $\pi^- \pi^+ \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$. La direction $\vec{\tau}_{best}$ est choisie dans 80% des cas.

b) Le cas réel

On vient de voir que la résolution détériore le choix de la direction τ même dans le cas où il n'y a que des particules chargées dans l'état final. Lorsque la désintégration comporte des particules neutres, la direction de ces particules reste bien mesurée ($\sigma_\theta \approx \sigma_\phi \approx 3/\sqrt{E} \text{ mrad}$) en supposant que l'origine des impulsions est au point d'interaction. En revanche, l'information sur la position du point défini précédemment comme H_\pm manque pour ces particules car il n'y a pas de mesure du (d_0, z_0) . Pour calculer les longueurs de vol associées aux deux directions τ , il faut trouver une approximation des points H_\pm .

Soit \vec{h}^\pm le vecteur unitaire porté par l'impulsion du *hadron*, \vec{c}^\pm le vecteur unitaire porté par l'impulsion des particules *chargées* dans l'hémisphère, et C_\pm le point d'approche minimale au faisceau mesuré sur \vec{c}^\pm . On peut définir \vec{c}_\perp par $\vec{c}^+ \wedge \vec{c}^-$ et $\overrightarrow{\Delta C}$ par $\overrightarrow{C_+ C_-}$. On peut écrire par analogie avec le cas idéal, et en ne considérant que les particules chargées dans l'hémisphère:

$$l_i = \frac{\overrightarrow{\Delta C} \cdot \vec{c}_\perp}{\vec{c}_\perp \cdot \vec{\tau}_i} \quad (7.5)$$

Les deux directions tau sont déterminées à partir des \vec{h}^\pm et des masses des hadrons. Contrairement au cas précédent, les deux longueurs ne satisfont plus la relation $l_1 = -l_2$. Elles peuvent être simultanément négatives, positives ou de signes opposés et leur signe n'est donc plus un critère de choix entre $\vec{\tau}_1$ et $\vec{\tau}_2$.

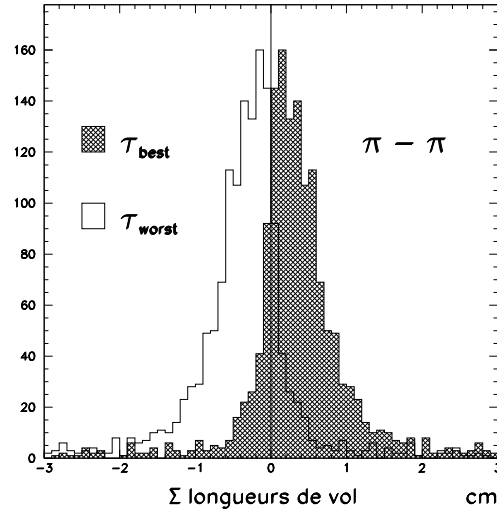


Figure 7.10: Les longueurs de désintégration correspondant aux deux directions τ reconstruites dans les événements $\pi\pi$.

c) Construction des distributions de référence

Pour choisir une direction τ dans ce cas, des distributions de référence ont été construites à partir des longueurs de désintégration correspondant à la direction $\vec{\tau}_{best}$ et à la direction $\vec{\tau}_{worst}$. Ces longueurs sont données pour état final $\rho\rho$ dans la Figure 7.11. Les différents états finals $\pi\pi, \rho\pi, \rho\rho\dots$ sont traités séparément.

Les distributions des longueurs de désintégration obtenues à partir de la relation (7.5) et des deux directions $\vec{\tau}_{best}$ et $\vec{\tau}_{worst}$, notées l_{best} et l_{worst} , sont faites pour différents états finals. Pour un intervalle de l_i donné, le nombre d'événements dans la distribution de l_{best} est divisé par la somme des nombres d'événements dans ce même intervalle dans les distributions de l_{best} et de l_{worst} . La distribution ainsi obtenue est notée P_{dl} . Les probabilités correspondant aux deux directions reconstruites, donnant les longueurs de désintégrations $l_{1,2}$ et correspondants aux bins $i_{1,2}$ de P_{dl} sont alors:

$$Prob_{dl1} = P_{dl}(i_1) \quad \text{et} \quad Prob_{dl2} = P_{dl}(i_2)$$

Plus cette probabilité est grande, meilleure est la probabilité que ce soit la bonne direction. Les distributions de P_{dl} pour les événements $\pi\rho$ et $\pi a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ sont montrées dans la Figure 7.12.

L'angle entre la direction τ donnant la plus grande probabilité $Prob_{dl}$ et la direction τ la plus proche de la vraie direction τ (notée τ_{best}) est montré dans la Figure 7.15(b).

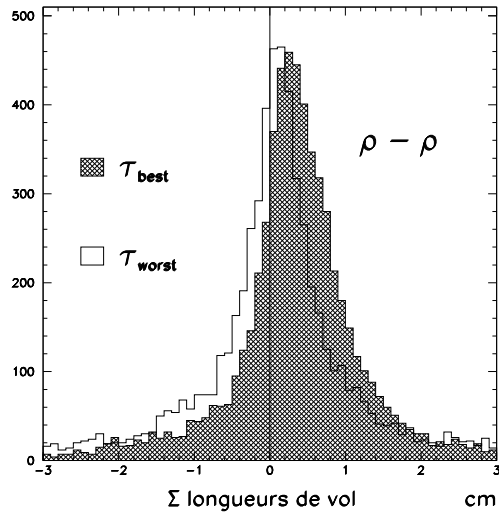


Figure 7.11: Les longueurs de désintégration correspondant aux deux directions τ reconstituées dans les événements $\rho\rho$.

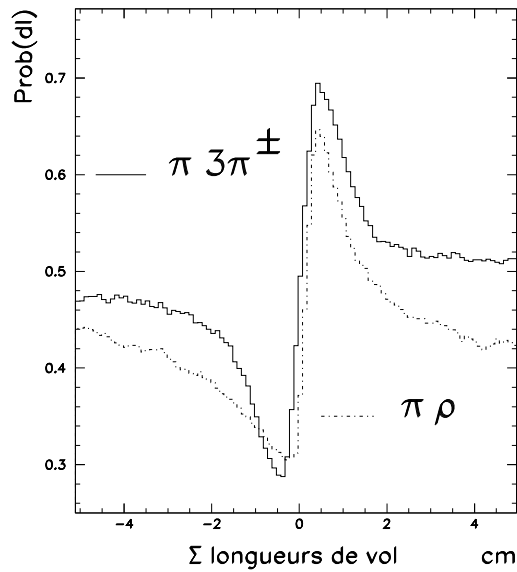


Figure 7.12: Les distributions de probabilités obtenues à partir des longueurs de désintégration associées aux deux directions τ , pour des événements $\pi a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ et pour des événements $\pi\rho$.

Sur cette figure est également montré l'angle entre τ_{best} et la direction τ choisie aléatoirement parmi $\vec{\tau}_{1,2}$ (a). L'amélioration de résolution est de 20% en utilisant les probabilités $Prob_{dl\ 1,2}$ par rapport à un choix aléatoire de direction.

• L'utilisation du faisceau

Une autre manière de sélectionner une direction τ consiste à utiliser l'information qui provient de la position des deux directions τ par rapport à l'ellipse du faisceau dans le plan perpendiculaire à celui-ci. Pour cela, il faut connaître la matrice d'erreur sur la position du point le plus proche au faisceau sur la direction τ projetée dans le plan du faisceau. Les matrices d'erreurs des points d'approche minimale au faisceau sont connues. On peut prendre les mêmes matrices d'erreurs aux points d'intersection (N,P) des deux directions taus et des hadrons chargés, car la distance entre ces points est petite (elle vaut en moyenne 2mm) alors que les traces ont été extrapolées d'une dizaine de cm (depuis le VDET). On peut ainsi déterminer la matrice d'erreur au point le plus proche au faisceau sur la direction tau projetée dans le plan du faisceau.

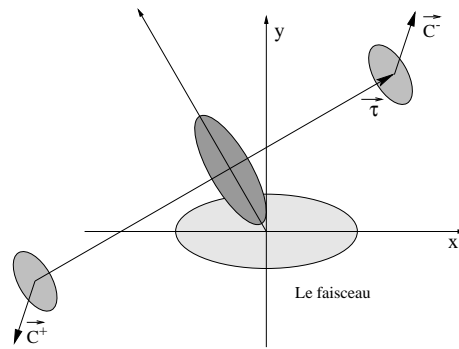
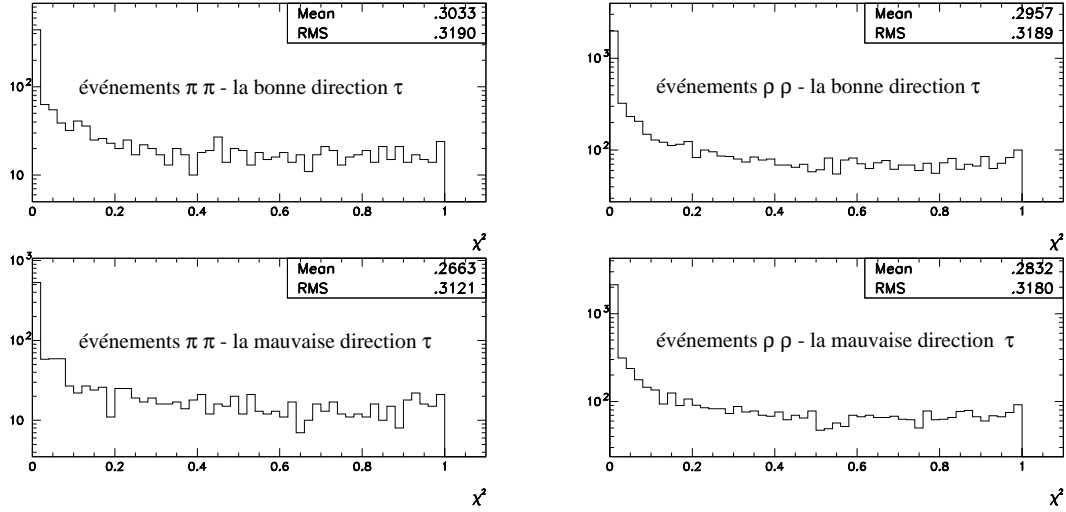


Figure 7.13: Une direction τ projetée dans le plan du faisceau.

Sur la Figure 7.13 on peut voir l'ellipse à 1σ pour ce point, ainsi que pour le faisceau. On peut déterminer la projection de ces deux ellipses sur la direction perpendiculaire à la direction du τ projetée dans le plan OXY. Pour chacune des deux directions τ , les χ^2 donnant la compatibilité des deux gaussiennes ont été calculés et les probabilités correspondantes ont été déterminées.

Elles sont données pour les événements Monte Carlo $\pi\pi$ et $\rho\rho$ et pour les deux directions τ dans la Figure 7.14. Les probabilités obtenues à partir de la bonne direction τ sont très peu différentes de celles obtenues avec la mauvaise direction τ dans le cas des événements $\pi\pi$. La séparation des valeurs moyennes est encore moins bonne pour les événements $\rho\rho$.

Comme pour les longueurs de désintégration, des distributions de référence ont été construites à partir des valeurs des χ^2 correspondant aux directions $\vec{\tau}_{best}$ et $\vec{\tau}_{worst}$ (sans distinguer les différents états finals). Les probabilités de chacune des deux directions reconstruites d'être la bonne direction τ sont combinées aux probabilités déjà déterminées à partir des longueurs de désintégration.



(a) Événements $\pi\pi$

(b) Événements $\rho\rho$

Figure 7.14: L'estimateur donnant la compatibilité de la position du faisceau avec les deux directions tau reconstruites. La faible séparation entre les valeurs moyennes correspondant aux deux directions rend compte du faible apport de cet estimateur dans le choix d'une direction.

La résolution sur la direction ainsi choisie n'est pas meilleure en utilisant la combinaison des deux probabilités (Figures 7.14(b) et (c)). Ceci se comprend en regardant la Figure 7.16, où l'on voit que les deux estimateurs (longueur de vol et la position par rapport au faisceau) sont très corrélés. Ainsi, lorsque l'estimateur du faisceau ne peut être calculé car les χ^2 ont des valeurs trop grandes, la somme des longueurs de vol des deux taus a également de grandes valeurs. De plus, nous n'avons pas tenu compte des résolutions sur les directions du τ dans le plan transverse au faisceau.

- **Le cas particulier du mode $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$: le vertexing**

Lorsque dans un des deux hémisphères il y a trois traces chargées, un vertex secondaire V est construit à partir de ces traces. Ce vertex est accepté lorsque la probabilité de χ^2 de l'ajustement est plus grande que 0.5%. On peut tester la compatibilité de la position de ce vertex et des points P_i , N_i déjà définis dans la partie précédente. Ceci a été fait en calculant le χ^2 entre le point V (avec sa matrice de covariance) et le point P_i dans le cas où le vertex a été reconstruit dans l'hémisphère de charge positive (ou le point N_i si le vertex est dans l'hémisphère négatif). Les probabilités de chacune des deux directions d'être la bonne direction τ ont été déterminées et combinées aux probabilités déjà calculées. L'amélioration de la résolution sur la direction ainsi choisie est négligeable.

- **Le résultat de ces approches**

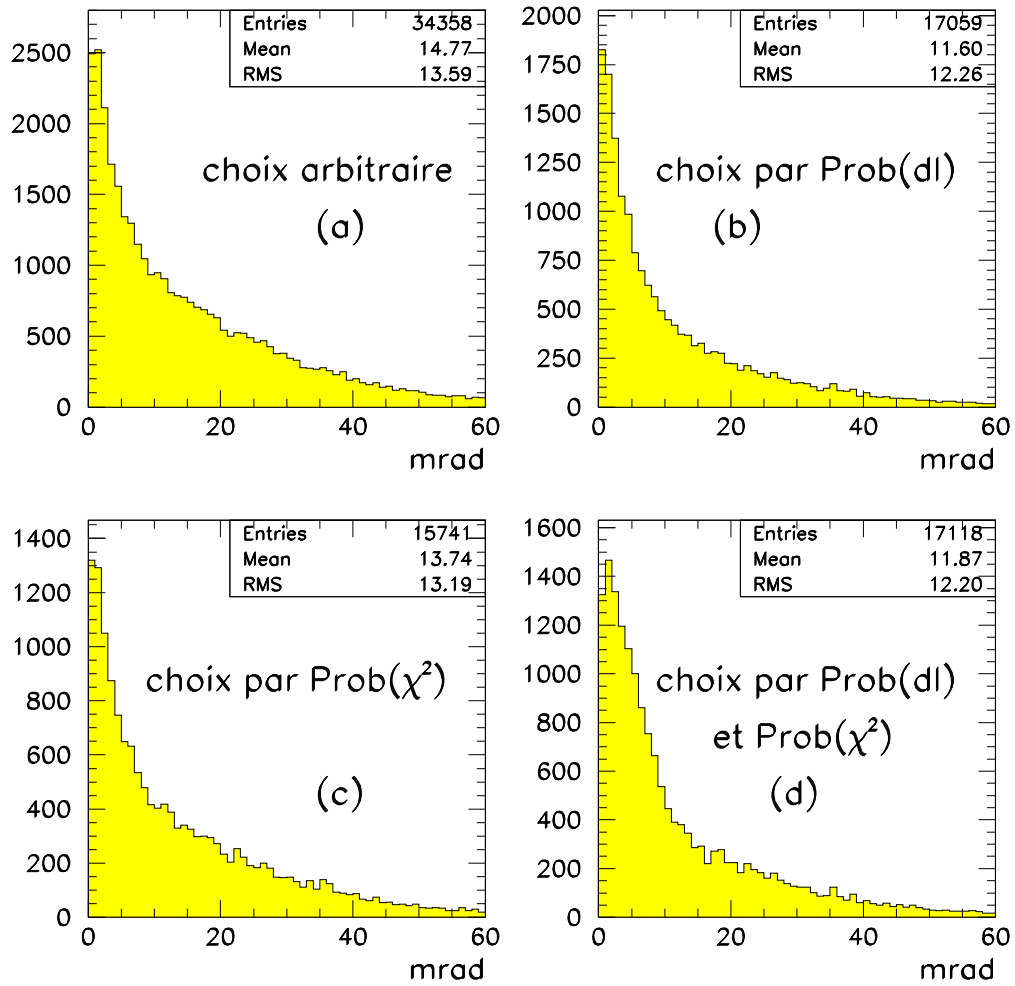


Figure 7.15: La résolution obtenue sur la direction du τ dans 4 cas différents: en choisissant une direction de manière aléatoire (a), en la choisissant à partir des probabilités déterminées à partir de la longueur de vol du τ (b), à partir de la position des deux directions par rapport au faisceau (c) et finalement, en combinant les deux dernières probabilités (d).

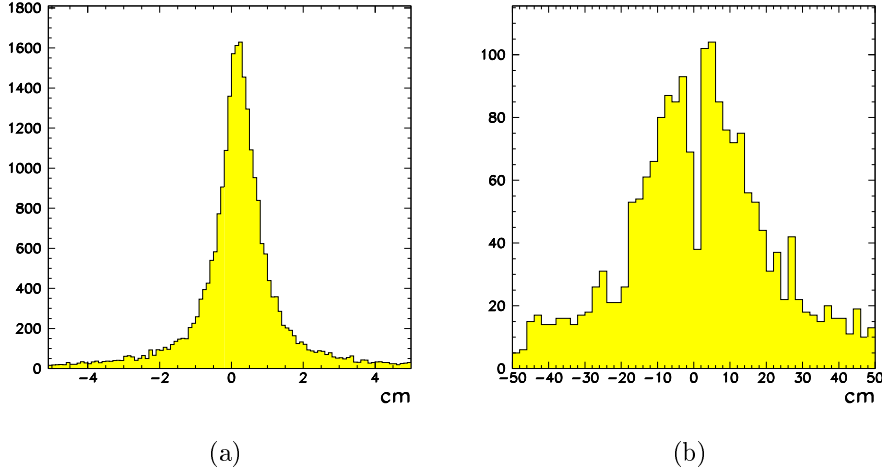


Figure 7.16: La distribution de la somme des longueurs de vol obtenues lorsque l'estimateur de faisceau peut être calculé (a), et lorsque sa valeur est aberrante (b).

L'amélioration de la résolution sur la direction choisie en combinant ces trois estimateurs est de 20%. Ces trois estimateurs sont très corrélés. La bonne direction est choisie (pour l'ensemble de tous les événements dans lesquels les deux taus se désintègrent hadroniquement) dans 65 % des cas. Il faut préciser que lorsque les deux directions sont séparées de moins de 17 mrad, il n'est pas nécessaire de choisir une direction parmi les deux car la résolution obtenue sur la direction prise aléatoirement dans cet échantillon sera meilleure que la résolution sur la direction $\vec{\tau}_{best}$ (Figure 7.17). Le pourcentage de bon choix devient alors de 77%.

7.3.2 La méthode retenue: le vecteur d'approche minimale entre les deux hadrons

a) Le cas idéal

La manière d'utiliser ce vecteur pour distinguer la bonne direction τ de la mauvaise a été décrite dans [53] du point de vue "théorique" et d'un point de vue pratique avec ALEPH, dans [31], pour une analyse de la mesure de la vie moyenne du τ .

Comme dans le cas de l'utilisation de la longueur de désintégration du τ , plaçons nous d'abord dans le cas où l'état final ne comporte pas de particules neutres. \vec{h}^\pm désigne le vecteur unitaire porté par l'impulsion du hadron chargé. Soit T_o le point de la production de la paire des taus. Les longueurs de vols des taus sont notées l_\pm . D'après la Figure 7.18, on a :

$$\vec{T}_o + l_\pm \vec{\tau}^\pm = \vec{H}_\pm + \delta_\pm \vec{h}^\pm \quad (7.6)$$

La quantité δ_\pm est la distance du point H_\pm au point de désintégration du τ^\pm . En éliminant le point de production de la paire des taus de la relation précédente, et en

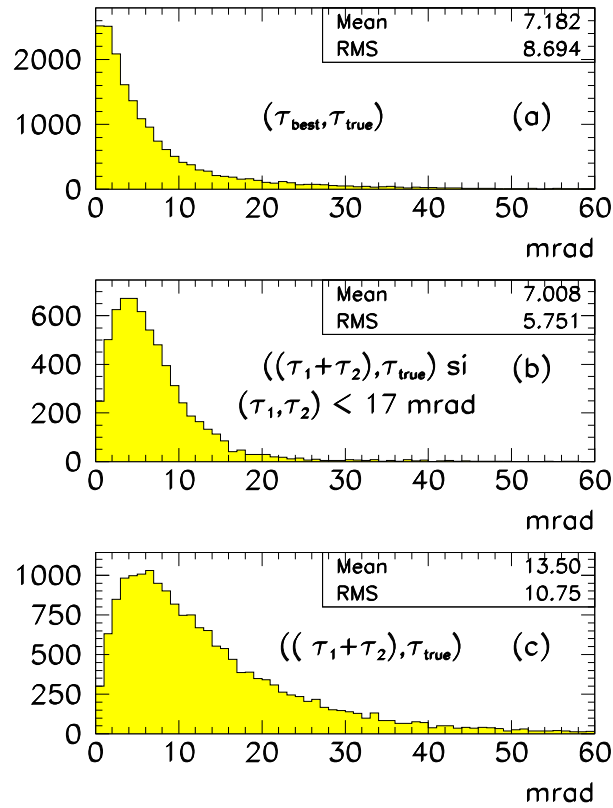


Figure 7.17: La résolution sur la meilleure des deux directions (a) comparée à la résolution sur la direction définie par $\vec{\tau}_1 + \vec{\tau}_2 = \vec{\tau}_{(1,2)}$ dans le cas général (c) et dans le cas où l'angle entre les deux directions est plus petit que 17 mrad (b). Dans ce dernier cas, la résolution sur $\vec{\tau}_{(1,2)}$ est meilleure que la résolution sur $\vec{\tau}_{best}$ dans le cas général.

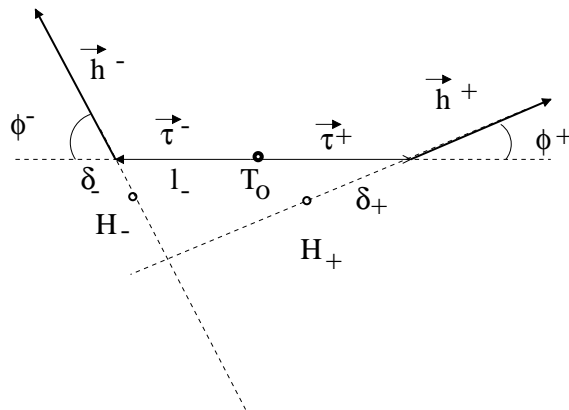


Figure 7.18: La désintégration de la paire des taus.

supposant que les deux taus sont produits dos-à-dos, nous avons:

$$(l_+ + l_-)\vec{\tau} = \delta_- \vec{h}^- - \delta_+ \vec{h}^+ + \overrightarrow{\Delta \vec{H}} \quad (7.7)$$

où $\vec{\tau} = \vec{\tau}^-$ est la vraie direction de vol du τ^- . Les inconnues dans cette relation sont $l = (l_+ + l_-)$, la somme des longueurs de vol des taus, et les distances δ_{\pm} . En utilisant la relation:

$$\vec{\tau} \cdot \vec{h}^{\pm} = \mp \cos \phi^{\pm}$$

on peut réécrire δ_{\pm} en fonction de l , des grandeurs mesurables \vec{h}^{\pm} , $\overrightarrow{\Delta \vec{H}}$, et des angles de désintégration des deux taus, ϕ_{\pm} . On a ainsi pour δ_+ :

$$\delta_+ = l \frac{\cos \phi^+ + \cos \phi^- (\vec{h}^+ \cdot \vec{h}^-)}{1 - (\vec{h}^+ \cdot \vec{h}^-)^2} + \frac{\vec{h}^+ \cdot \overrightarrow{\Delta \vec{H}} - (\vec{h}^+ \cdot \vec{h}^-)(\vec{h}^- \cdot \overrightarrow{\Delta \vec{H}})}{1 - (\vec{h}^+ \cdot \vec{h}^-)^2}$$

On peut réécrire δ_{\pm} en introduisant $\vec{h}_{\perp} = \vec{h}^+ \wedge \vec{h}^-$ sous la forme:

$$\delta_{\pm} = l \frac{\vec{h}^{\mp} \cdot (\vec{h}^{\mp} \cos \phi^{\pm} + \vec{h}^{\pm} \cos \phi^{\mp})}{\vec{h}_{\perp}^2} + \frac{\overrightarrow{\Delta \vec{H}} \cdot (\vec{h}^{\mp} \wedge \vec{h}_{\perp})}{\vec{h}_{\perp}^2}$$

Ceci permet d'écrire la relation (7.7) de la manière suivante:

$$l\vec{\tau} = l\vec{A}_h + \vec{D}_h \quad (7.8)$$

où on a introduit les vecteurs \vec{A}_h et \vec{D}_h :

$$\vec{A}_h = \frac{(\vec{h}^+ \cos \phi^- + \vec{h}^- \cos \phi^+) \wedge \vec{h}_{\perp}}{h_{\perp}^2} = \frac{(\vec{\tau} \wedge \vec{h}_{\perp}) \wedge \vec{h}_{\perp}}{h_{\perp}^2}$$

$$\vec{D}_h = \frac{(\vec{h}_{\perp} \cdot \overrightarrow{\Delta \vec{H}})\vec{h}_{\perp}}{h_{\perp}^2}$$

Dans le cas où les deux cônes sont sécants, \vec{A}_h est porté par la bissectrice interne des deux directions τ et sa norme, inférieure à 1, est la projection de $\vec{\tau}_{1,2}$ sur la direction de la bissectrice commune. \vec{A}_h et \vec{D}_h sont des vecteurs perpendiculaires, car \vec{D}_h est porté par \vec{h}_{\perp} et \vec{A}_h est orthogonal à \vec{h}_{\perp} . Le vecteur \vec{D}_h est la distance minimum dans l'espace entre les vecteurs \vec{h}^{\pm} , originaires des points H_{\pm} . Alors que le vecteur \vec{A}_h est défini dans l'espace des moments, et ne fait pas intervenir les points H_{\pm} , le vecteur \vec{D}_h en dépend explicitement. L'interprétation du vecteur \vec{A}_h est montrée sur la Figure 7.19(a). Compte tenu de l'unitarité de $\vec{\tau}$, on a, à partir de(7.8):

$$l = \pm \frac{|\vec{D}_h|}{\sqrt{1 - |\vec{A}_h|^2}} \quad (7.9)$$

Les deux longueurs de désintégration données ici sont les mêmes que celles établies dans la relation 7.4. La bonne direction τ est celle qui donne une longueur de désintégration

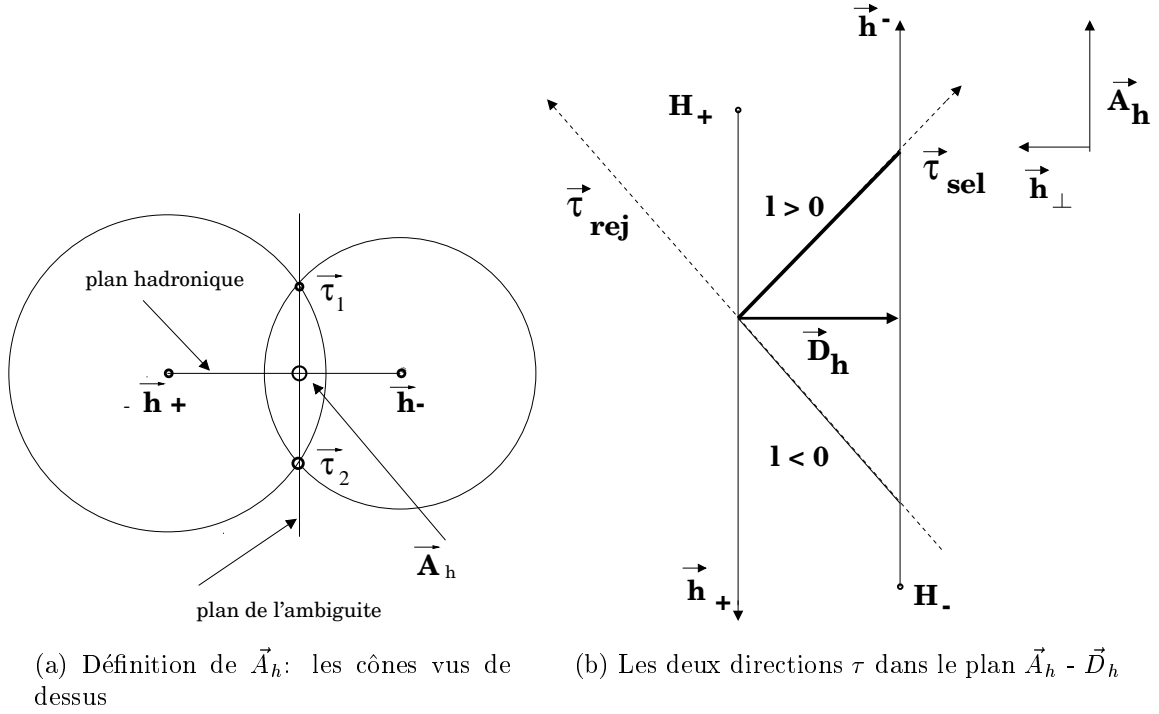


Figure 7.19: Définitions de \vec{A}_h et \vec{D}_h .

positive, comme le montre la Figure 7.19(b). Elle fait un angle plus petit que 90° avec le vecteur \vec{D}_h et est choisie par ce critère. Cette direction existe toujours de manière unique.

b) Le cas réel

Plaçons nous dans le cas où l'état final comporte également des particules neutres. Alors que le vecteur \vec{A}_h est encore défini (il ne dépend pas de la position dans l'espace des hadrons), on ne peut plus mesurer le vecteur \vec{D}_h mais on peut cependant trouver une approximation des longueurs de vol des taus dans ce cas. Soit \vec{h}^\pm le vecteur unitaire porté par l'impulsion du *hadron*, \vec{c}^\pm le vecteur unitaire porté par l'impulsion des particules chargées dans l'hémisphère, et C_\pm un point mesuré sur le hadron c^\pm . A partir des seules *traces chargées*, la relation suivante est immédiate:

$$\vec{T}_o + l_\pm \vec{\tau}^\pm = \vec{C}_\pm + \delta_\pm \vec{c}^\pm$$

où δ_\pm est maintenant la distance du point C_\pm au point de désintégration du τ^\pm . En éliminant comme précédemment le point de production des taus, et en supposant que la paire des taus est produite dos-à-dos, on arrive à:

$$(l_+ + l_-) \vec{\tau} = (\vec{C}_+ \vec{C}_-) + \delta_- \vec{c}^- - \delta_+ \vec{c}^+ \quad (7.10)$$

Introduisons le vecteur \vec{D}_c qui est la distance dans l'espace entre les vecteurs \vec{c}^\pm , issus des points C_\pm , dans l'événement. Sa projection sur le vecteur \vec{h}_\perp défini dans l'espace des

moments est appelée \vec{M}_c :

$$\vec{M}_c = \frac{(\vec{c}_\perp \cdot \overrightarrow{\Delta C}) \vec{h}_\perp}{\vec{h}_\perp \cdot \vec{c}_\perp}$$

Soit \vec{A}_c le vecteur équivalent à \vec{A}_h déterminé par les particules chargées:

$$\vec{A}_c = \frac{(\vec{h}^+ \cos \phi^- + \vec{h}^- \cos \phi^+) \wedge \vec{c}_\perp}{\vec{h}_\perp \cdot \vec{c}_\perp}$$

Comme dans le cas idéal, et en utilisant les angles de désintégration des deux taus, on peut réécrire la relation 7.10 avec les traces chargées:

$$l\vec{\tau} = l\vec{A}_c + \vec{M}_c \quad (7.11)$$

La relation obtenue dans le cas idéal doit toujours être vérifiée:

$$l\vec{\tau} = l\vec{A}_h + \vec{D}_h \quad (7.12)$$

où \vec{A}_h est défini par l'intersection du plan de l'ambiguïté et du plan défini par les deux vecteurs \vec{h}^- et \vec{h}^+ . En égalisant ces deux relations on arrive à :

$$\vec{D}_h = l(\vec{A}_c - \vec{A}_h) + \vec{M}_c \quad (7.13)$$

Dans cette équation, les quantités \vec{M}_c , \vec{A}_c et \vec{A}_h sont mesurables. Par contre, la somme des longueurs de désintégration des taus est inconnue. Pour déterminer une approximation du vecteur \vec{D}_h , on a utilisé la longueur moyenne de l attendue à l'énergie du LEP: $l \approx 0.46$ cm. On obtient ainsi le vecteur \vec{D}_{eff} qui est une approximation du vecteur \vec{D}_h :

$$\vec{D}_{eff} = 0.46(\vec{A}_c - \vec{A}_h) + \vec{M}_c \quad (7.14)$$

Ce vecteur est soit parallèle, soit anti-parallèle à \vec{D}_h . On aura toujours, quel que soit l'état final considéré:

$$\vec{D}_{eff} \cdot \vec{\tau}_1 = -\vec{D}_{eff} \cdot \vec{\tau}_2 \quad (7.15)$$

La direction τ qui sera choisie est toujours celle qui fait un angle plus petit que 90° avec le vecteur \vec{D}_{eff} . Si le vecteur \vec{D}_{eff} est anti-parallèle à \vec{D}_h , la mauvaise direction τ sera retenue.

c) Le choix à partir du vecteur \vec{D}_h

Dans la suite on désigne par \vec{D}_h le vecteur \vec{D}_{eff} . Pour différents états finals, et à partir des quantités $\vec{D}_h \cdot \vec{\tau}_{best}$ et $\vec{D}_h \cdot \vec{\tau}_{worst} = -\vec{D}_h \cdot \vec{\tau}_{best}$, on a déterminé les probabilités des deux directions reconstruites d'être la bonne direction τ . Ceci a été fait comme pour la détermination des probabilités des longueurs de désintégrations. Les deux probabilités ainsi obtenues sont appelées $Prob_{dh1}$ et $Prob_{dh2}$. La résolution sur la direction τ ainsi

choisie est comparée à la résolution sur la direction choisie par les estimateurs précédents dans la Figure 7.20. On voit que les résolutions sont comparables, \vec{D}_h donnant un résultat légèrement meilleur. De plus, le choix à l'aide du seul estimateur \vec{D}_h est plus simple par rapport au choix à partir des deux estimateurs fortement corrélés.

La Figure 7.21 montre les distributions de $\vec{D}_h \cdot \vec{\tau}_{choisi}$ pour différents états finals, dans les données et dans le Monte Carlo. Cette distribution est montrée pour l'ensemble des événements dans la Figure 7.22 où l'on voit également de cosinus de l'angle entre $\vec{\tau}_{choisi}$ et \vec{D}_h . Cet angle est bien reproduit par la simulation. Par contre, la norme de \vec{D}_h n'est pas bien reproduite par le Monte Carlo, en particulier dans les canaux avec des particules neutres dans l'état final. Il y a davantage d'événements avec de grandes valeurs de $|\vec{D}_h|$ dans les données que dans le Monte Carlo. La proportion de choix de la bonne direction est donc bien reproduite par le Monte Carlo, mais les probabilités $Prob_{dhi}$ ne sont pas reproduites correctement par la simulation. Ceci est dû aux très faibles valeurs de $|\vec{D}_h|$. Comme on verra dans le Chapitre 8, ce désaccord aura une incidence négligeable sur la mesure de la polarisation.

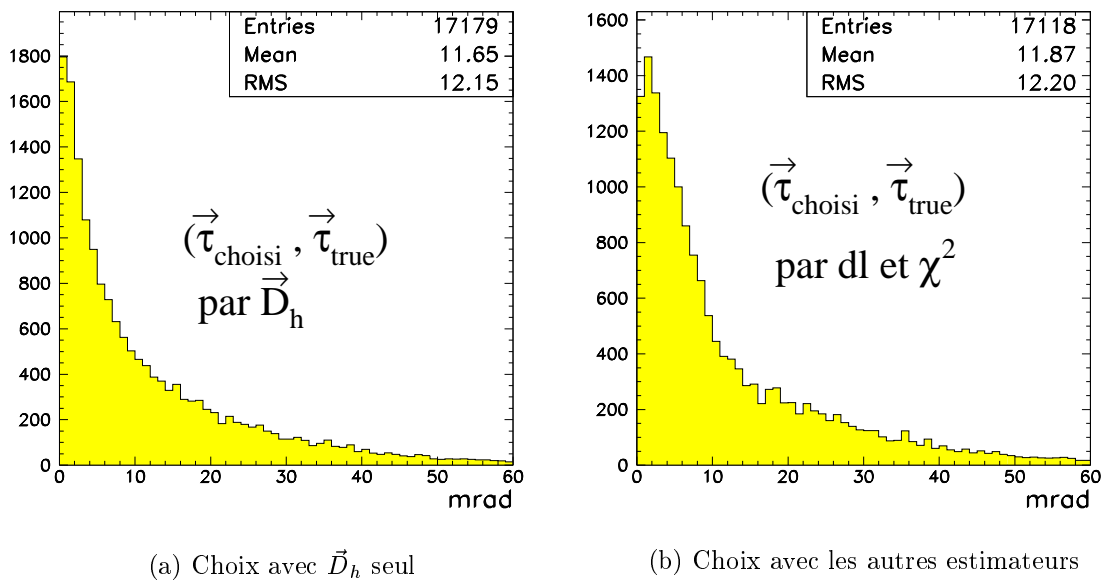


Figure 7.20: Les résolutions obtenues lorsque la direction τ est choisie à partir du seul vecteur \vec{D}_h et lorsque cette direction est choisie à partir des estimateurs décrivant la longueur de vol du τ et la position du τ par rapport au faisceau.

Dans le Chapitre 3, nous avons défini l'angle α dans lequel est contenue l'information venant de la direction τ dans le référentiel du centre de masse des hadrons. La figure 7.23 montre la résolution sur l'angle α lorsqu'on choisit la bonne direction τ ou lorsqu'on choisit la mauvaise direction τ à partir de \vec{D}_h . Les différences entre l'angle correspondant à la direction choisie (ou à la direction rejetée) et l'angle correspondant à la vraie direction τ sont montrées également. La première figure montre quelle est la meilleure résolution qu'on puisse atteindre sur l'angle α , compte tenu des effets de détecteur. Cette distribution

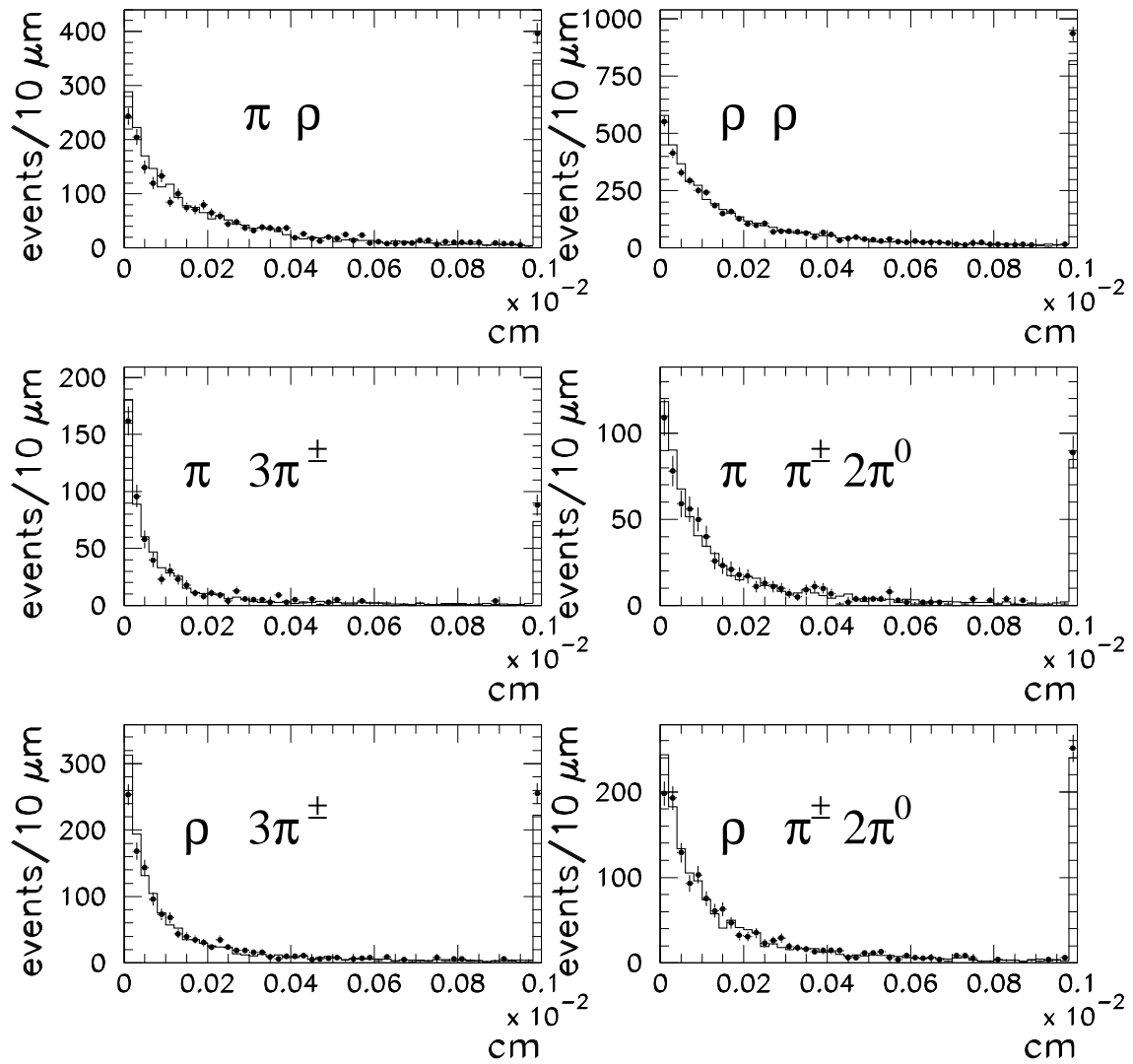


Figure 7.21: La distribution sur les données et sur le Monte Carlo de $\vec{D}_h \cdot \vec{\tau}_{choisi}$ pour les états finals de désintégration de l'événement $\tau^+\tau^-$ en $\pi\rho, \rho\rho \dots$

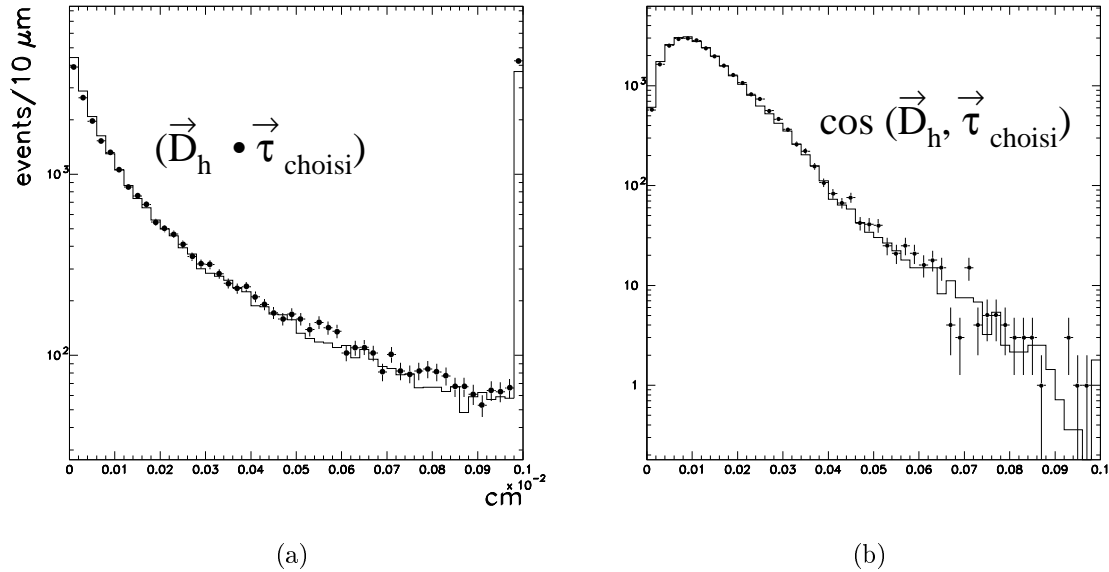


Figure 7.22: Les distributions, dans les données et dans le Monte Carlo, de $\vec{D}_h \cdot \vec{\tau}_{choisi}$ et du cosinus de l'angle entre \vec{D}_h et $\vec{\tau}_{choisi}$ pour l'ensemble des événements hadroniques.

présente des grandes queues non-gaussiennes. La différence entre α_{true} et α_{rec} lorsque la mauvaise direction est choisie (la deuxième figure) dépend entièrement de la taille des deux cônes. Lorsque l'un des deux cônes est large (par exemple correspondant à un hémisphère π), la mauvaise direction sera beaucoup plus loin de la vraie direction τ que pour un cône correspondant à un hémisphère a_1 . Les deux dernières figures sont des combinaisons pondérées des deux premières, compte tenu de la probabilité de bien ou de mal choisir la direction τ la plus proche de la vraie.

7.4 L'échantillon hadronique final

Dans 40% des événements où les deux taus se désintègrent suivant un mode hadronique, les deux cônes construits à partir des quadri-vecteurs des particules présentes dans l'état final ne sont pas sécants. Ceci est principalement dû aux problèmes de résolution sur la reconstruction des deux hadrons.

Nous avons utilisé les paramétrisations obtenues dans le paragraphe (7.2.3) afin d'essayer de récupérer une partie de ces événements pour l'analyse de la polarisation avec la direction du τ . A partir de leur configuration initiale, on fait fluctuer les impulsions des deux hémisphères hadroniques de manière indépendante. 500 fluctuations sont effectuées par événement. Si au moins 10 tirages rendent les deux cônes sécants, une direction pourra être mesurée dans l'événement. Pour la moitié des événements sans intersection des cônes dans la configuration initiale, une direction τ peut ainsi être mesurée.

A la suite des procédures de mesure et de récupération des directions dans les cas où les deux cônes ne sont pas sécants initialement, l'échantillon hadronique final est composé

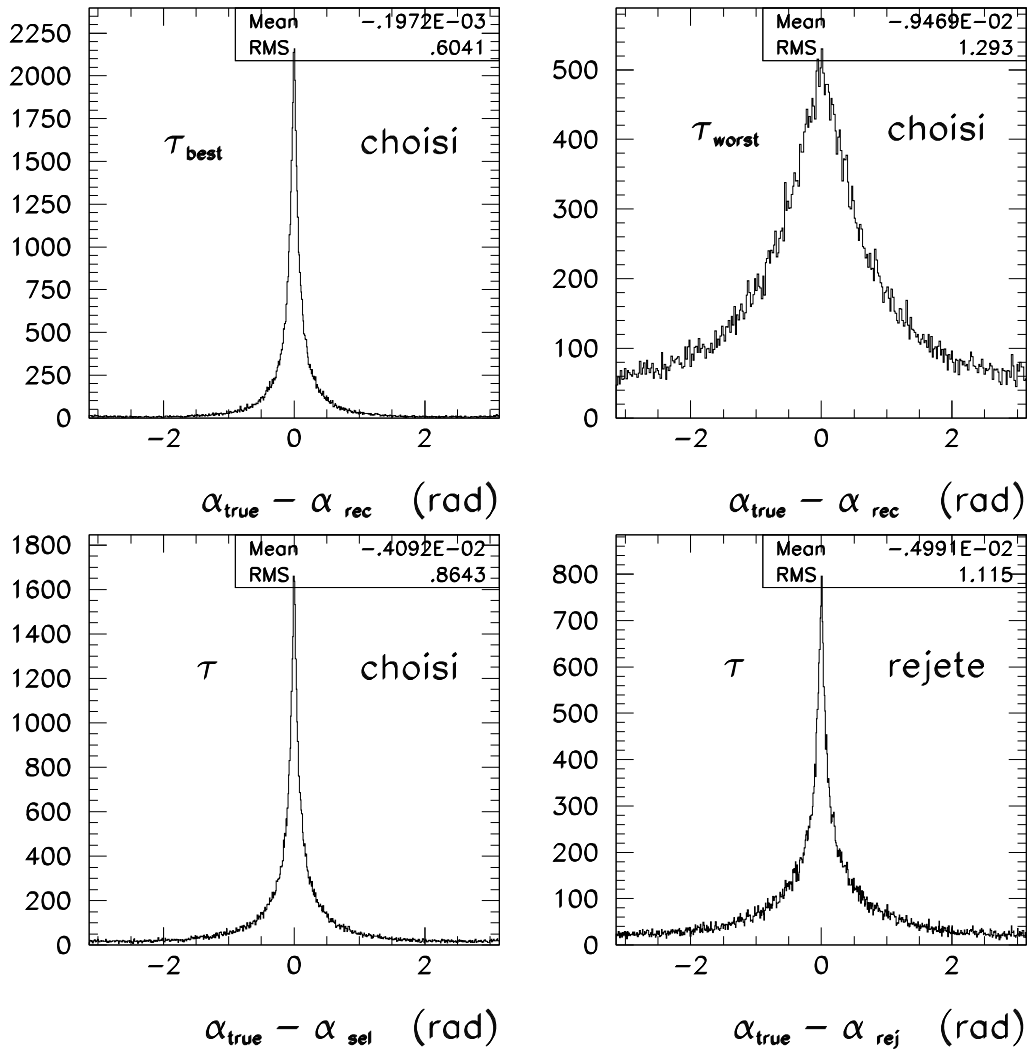


Figure 7.23: La résolution sur l'angle α contenant l'information sur la direction du τ , lorsque c'est la bonne direction qui est choisie, lorsque c'est la mauvaise direction qui est choisie, et pour la direction choisie et rejetée.

de trois types d'événements: ceux où aucune direction n'a pu être déterminée (20%), ceux où une direction est obtenue après la fluctuation des cônes (20%) et ceux où deux directions sont mesurables initialement (60%).

Les événements avec deux directions peuvent être traités de deux manières différentes. Soit une direction est choisie par le vecteur \vec{D}_h et c'est la seule direction retenue dans l'événement, soit les deux directions sont retenues avec leurs probabilités respectives $Prob_{dh1}$ et $Prob_{dh2}$ d'être la bonne direction. Les deux approches ont été étudiées et celle donnant la meilleure sensibilité à la mesure de la polarisation a été retenue (voir le Chapitre 8).

Lorsqu' il n'y a pas de direction mesurée initialement et que au moins 10 fluctuations de l'état final hadronique rendent les deux cônes sécants, on peut essayer de choisir à chaque tirage "réussi" une direction à partir de sa position par rapport au vecteur \vec{D}_h . La direction retenue sera

$$\vec{\tau}_{choisifinal} = \sum_{i=1}^k \vec{\tau}_{choisi}^i$$

où k est le nombre ($10 \leq k \leq 500$) de fluctuations réussies. La résolution sur la direction τ ainsi déterminée est comparée dans la Figure 7.24(a) à la résolution sur la direction τ obtenue en moyennant sur la somme des deux directions obtenues à chaque tirage réussi:

$$\vec{\tau}_{choisifinal} = \sum_{i=1}^k (\vec{\tau}_1^i + \vec{\tau}_2^i) \quad (7.16)$$

La résolution est meilleure lorsqu'on ne choisit pas de direction au cours du tirage. En effet, si les deux directions reconstruites sont très éloignées de la vraie direction, un biais sera introduit en choisissant une direction parmi les deux. La direction mesurée à partir de la relation 7.16 sera en moyenne la direction tangente aux deux cônes. Une seule direction est donc retenue pour ces événements. Lorsque ces événements sont rajoutés aux événements avec deux directions, la résolution sur la direction choisie n'est pas dégradée. La Figure 7.24(b) montre la résolution sur l'angle α correspondant à la direction τ ainsi définie.

En conclusion, dans 60% des événements hadroniques, on a reconstruit deux directions τ avec des probabilités $Prob_{dhi}$, dans 20% des événements on a une seule direction τ et dans les derniers 20%, il n'y a pas de direction τ . Le chapitre 8 traite des sensibilités obtenues en utilisant de plusieurs manières l'information contenue dans la (ou les) direction(s) du τ .

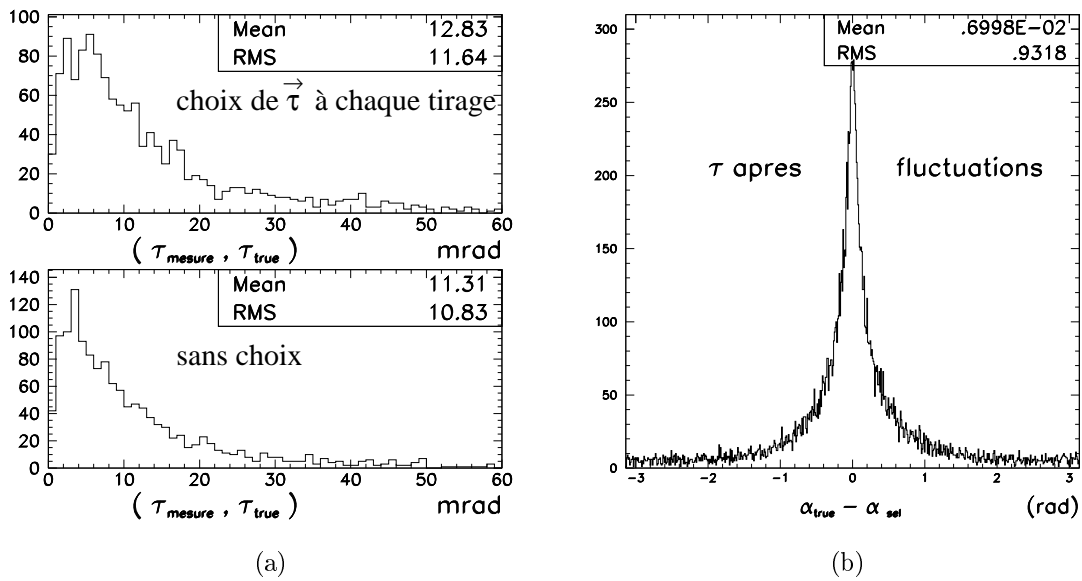


Figure 7.24: (a) La résolution sur la direction τ pour les événements où cette direction est obtenue par la fluctuation des hémisphères hadroniques. (b) La résolution sur l'angle α dans lequel est contenue l'information sur la direction du τ lorsque la direction est obtenue par fluctuations des hémisphères hadroniques.

Chapitre 8

Étude Monte Carlo des sensibilités des différentes mesures de la polarisation

8.1 Introduction

Nous venons de voir comment la direction du τ est déterminée expérimentalement. Pour un canal hadronique donné, trois types d'événements doivent être traités séparément, car les observables disponibles ne sont pas les mêmes. Il faut distinguer les événements où un des hémisphères τ s'est désintégré suivant un mode hadronique, et l'autre suivant un mode leptonique. Dans ces événements, la direction du τ ne peut pas être reconstruite et l'observable mesurant la polarisation est l'observable ω définie dans le Chapitre 3. Les événements dans lesquels les deux taus se désintègrent suivant un mode hadronique, mais dans lesquels une direction n'a pas pu être reconstruite même après fluctuation des deux hémisphères vont être traités de la même manière et avec la même observable ω .

Dans les autres événements, il y a soit une, soit deux directions τ mesurables. Dans le cas où il y en a deux, les probabilités pour chacune d'être la bonne direction τ sont notées P_{Dh1} et P_{Dh2} . Dans ce chapitre, nous allons nous concentrer sur les événements dans lesquels une ou deux directions ont été mesurées, et nous allons comparer les sensibilités obtenues par la méthode "classique" d'analyse de la polarisation (c'est-à-dire sans utiliser la direction) aux sensibilités obtenues en utilisant la direction du τ .

8.2 Le traitement de la direction pour la polarisation

Cette étude a été faite sur un échantillon de 400 000 événements $\tau^+ \tau^-$ générés par KORALZ. Les programmes de sélection, d'identification de particules chargées, de traitement de photons et de π^0 , et de classification décrits dans le chapitre 5 ont été utilisés. Les effets d'acceptance et de résolution sont donc inclus. La moitié des événements sont utilisés comme données, l'autre moitié servant à définir les distributions de références pour les deux états d'hélicités.

Le paragraphe suivant décrit le principe de la mesure de la polarisation, quel que soit le canal de désintégration ou l'observable utilisé.

8.2.1 L'extraction de la polarisation

Considérons un canal de désintégration du τ noté i . Le nombre d'événements prédits par le Monte Carlo pour le canal i et dans un intervalle j de la distribution de ω est:

$$M_j^i = C_j^i + \sum_{l \neq i} W_j^{il} + \sum_k B_j^{ik} \quad (8.1)$$

où

- C_j^i est le nombre d'événements de signal dans le canal i
- W_j^{il} est le nombre d'événements de bruit de fond τ , donc d'événements issus de processus $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ mais générés dans un canal l autre que le canal i
- B_j^{ik} est le nombre d'événements de bruit de fond non-tau, provenant du processus de bruit de fond k . Les bruits de fond considérés dans l'analyse sont $Z \rightarrow e^+ e^-$, $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $Z \rightarrow q \bar{q}$ et les événements $\gamma \gamma$ (voir le Tableau 5.1).

Si $N_{gen}^{D,G}$ est le nombre d'événements Monte Carlo générés dans l'état d'hélicité droite (D) (ou gauche (G)) dans le canal i et F^i le facteur de normalisation tel que la somme d'événements dans le Monte Carlo soit égale au nombre d'événements dans les données une fois le bruit de fond non-tau soustrait, alors C_j^i s'écrit en fonction du nombre d'événements de signal dans les deux états d'hélicité (C_j^{Di} et C_j^{Gi}):

$$C_j^i = F^i(P_\tau) \left(\frac{(1 + P_\tau)}{2} \frac{C_j^{Di}}{N_{gen}^{Di}} + \frac{(1 - P_\tau)}{2} \frac{C_j^{Gi}}{N_{gen}^{Gi}} \right) \quad (8.2)$$

où P_τ est la valeur recherchée de la polarisation. On a une expression de même type pour W_j^{il} .

Notons ici que le bruit de fond tau est ajusté en même temps que le signal puisqu'il contient en général de l'information sur la polarisation, alors que le bruit de fond non-tau est soustrait des données. Pour un canal de désintégration i , si D_i est le nombre d'événements observés dans les données une fois le bruit de fond non-tau soustrait, la polarisation P_τ est définie comme la valeur qui maximise la fonction de vraisemblance suivante:

$$\mathcal{L}(P_\tau) = D_i \sum_j \log(M_j^i(P_\tau)) \quad (8.3)$$

8.2.2 Le traitement des événements où deux directions sont mesurées

Pour chaque événement considéré, plusieurs variables sensibles à la polarisation ont été définies. A partir des quadri-vecteurs générés des produits de désintégration des τ , les variables ω_τ (en utilisant la direction du τ) et ω (sans l'utiliser) ont été calculées. La direction du τ utilisée est dans ce cas la vraie direction du τ^- dans l'événement. Ces deux variables sont notées $\omega_{true \tau}$ et ω_{true} . Les distributions de ces variables sont construites pour les "données" et pour les deux états d'hélicité du Monte Carlo. La polarisation utilisée dans la simulation Monte Carlo est d'abord mesurée à partir de ces distributions idéales.

La polarisation a été ensuite mesurée à partir de l'observable notée ω_{rec} , obtenue cette fois-ci à partir des quadri-vecteurs reconstruits et sans utiliser aucune des deux directions.

Dans le Monte Carlo, la direction la plus proche de la vraie direction τ est connue et notée τ_{best} . La polarisation a été enfin mesurée en utilisant cette direction et les quadri-vecteurs reconstruits des produits de désintégration.

Deux manières ont été envisagées pour traiter les événements dans lesquels on a pu mesurer deux directions τ . Une seule de ces deux directions, celle qui a la plus grande probabilité $P_{Dh\ i}$, notée $\vec{\tau}_{sel}$ peut être retenue. L'information contenue dans la direction $\vec{\tau}_{rej}$ serait alors perdue.

On peut également tenir compte des informations contenues dans les deux directions τ avec leurs probabilités $P_{Dh\ i}$. La distribution des événements s'écrit alors comme une somme pondérée des distributions correspondant aux deux directions τ :

$$\begin{aligned} W(\omega) &= P_{Dh1} f_1(\omega_{\tau1})(1 + P_{\tau}\omega_{\tau1}) + P_{Dh2} f_2(\omega_{\tau2})(1 + P_{\tau}\omega_{\tau2}) \\ &= F(1 + P_{\tau}\Omega) \end{aligned} \quad (8.4)$$

Une nouvelle observable Ω a ainsi été introduite:

$$\Omega = \frac{P_{Dh1} f_1 \omega_{\tau1} + P_{Dh2} f_2 \omega_{\tau2}}{P_{Dh1} f_1 + P_{Dh2} f_2} \quad (8.5)$$

C'est une moyenne pondérée des observables $\omega_{\tau i}$ correspondant aux deux directions τ mesurées. Les variables $\omega_{\tau i}$ sont calculées pour l'hémisphère dans lequel on mesure la polarisation (hémisphère ρ ou a_1). Pour mesurer le gain en sensibilité apporté par l'introduction des probabilités $P_{Dh\ i}$, il est aussi intéressant de mesurer la polarisation en tenant compte des deux directions mesurées dans l'événement de manière équiprobable.

Afin de comparer les sensibilités obtenues en utilisant ces différentes observables dans la mesure de la polarisation, nous avons défini trois échantillons d'événements de *signal* dans lesquels deux directions τ sont reconstruites: $(\rho + had)$, $(a_1(3\pi) + had)$ et $(a_1(\pi 2\pi^0) + had)$. La polarisation est mesurée à partir des sept observables définies ci-dessus. Les sensibilités sont calculées à partir des erreurs statistiques de chacune des mesures. Les résultats sont montrés dans le Tableau 8.1 et commentés dans le paragraphe suivant.

La sensibilité se dégrade davantage lorsque les événements de bruit de fond sont aussi inclus dans la mesure de la polarisation, comme le montre le Tableau 8.2. Ce sont ces efficacités qui devront être comparées à celles mesurées sur les données afin de tester la qualité de l'analyse.

8.3 La compréhension des sensibilités obtenues

Commençons par nous intéresser aux sensibilités obtenues à partir des variables ω_{true} . Alors que les sensibilités idéales indiquées dans le Tableau 3.1 du Chapitre 3 sont de 0.58 quel que soit le canal de désintégration hadronique du τ , ces sensibilités valent 0.57 (ou 0.56) lorsque la variable $\omega_{true\ \tau}$ est utilisée. Ceci montre l'effet de l'acceptance du détecteur.

Lorsqu'on passe des variables générées aux variables reconstruites, les sensibilités obtenues sont davantage dégradées lorsque la direction est utilisée que lorsqu'elle ne l'est

Événement →	$(\rho + had)$	$(a_1(3\pi) + had)$	$(a_1(\pi 2\pi^0) + had)$
Méthode ↓			
(1) ω_{true} , sans $\vec{\tau}$	0.48 ± 0.01	0.41 ± 0.01	0.41 ± 0.01
(2) ω_{true} , avec $\vec{\tau}$	0.57 ± 0.01	0.57 ± 0.01	0.56 ± 0.01
(3) ω_{rec} , sans $\vec{\tau}$	0.46 ± 0.01	0.40 ± 0.01	0.37 ± 0.01
(4) ω_{rec} , avec $\vec{\tau}_{best}$	0.52 ± 0.01	0.53 ± 0.01	0.47 ± 0.01
(5) ω_{rec} , avec $\vec{\tau}_{sel}$	0.47 ± 0.01	0.45 ± 0.01	0.38 ± 0.01
(6) Ω_{rec} , avec $P = 50\%$	0.51 ± 0.01	0.47 ± 0.01	0.42 ± 0.01
(7) Ω_{rec} , avec P_{Dh_i}	0.51 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.43 ± 0.01

Tableau 8.1: Les sensibilités à la polarisation obtenues à partir des variables indiquées, déterminées à partir des quadri-vecteurs générés (les deux premières lignes) ou reconstruits (les cinq lignes suivantes). Les deux directions sont utilisées simultanément dans les deux dernières lignes du tableau.

Événement →	$(\rho + had)$	$(a_1(3\pi) + had)$	$(a_1(\pi 2\pi^0) + had)$
Méthode ↓			
(3) ω_{rec} , sans $\vec{\tau}$	0.44 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.33 ± 0.01
(4) ω_{rec} , avec $\vec{\tau}_{best}$	0.50 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.40 ± 0.01
(5) ω_{rec} , avec $\vec{\tau}_{sel}$	0.45 ± 0.01	0.40 ± 0.01	0.33 ± 0.01
(6) Ω_{rec} , avec $P = 50\%$	0.48 ± 0.01	0.42 ± 0.01	0.36 ± 0.01
(7) Ω_{rec} , avec P_{Dh_i}	0.48 ± 0.01	0.43 ± 0.01	0.37 ± 0.01

Tableau 8.2: La dégradation des sensibilités par rapport à la table précédente due au bruit de fond des autres canaux de désintégration du τ dans les trois types d'événements.

pas (en comparant les lignes (1) et (3) d'une part et (2) et (5) d'autre part). Les valeurs moyennes des variables reconstruites sont données en fonction des valeurs de la variable générée dans la Figure 8.1 pour les trois canaux de désintégration étudiés où la direction τ_{sel} est utilisée. Une droite est définie par ces points; sa pente, plus précisément son écart à l'unité, donne directement la dégradation de la sensibilité engendrée par le passage des variables "true" aux variables "reconstruites".

Lorsqu'on compare les sensibilités obtenues à partir de $\omega_{true\ \tau}$ avec celles obtenues en utilisant l'observable $\omega_{rec\ \tau_{best}}$, la dégradation est due aux effets de résolution dans la reconstruction des cônes hadroniques. Cependant, la direction τ_{best} n'est pas connue dans les données et les sensibilités indiquées dans la ligne (4) sont les sensibilités qu'on obtiendrait en choisissant à chaque fois la direction la plus proche de la vraie direction τ . Les sensibilités sont dégradées davantage lorsqu'on choisit une direction à partir du vecteur \vec{D}_h , comme l'indique la comparaison des lignes (4) et (5).

Si on mesure la polarisation seulement à partir de la direction τ_{sel} , la sensibilité est dégradée de manière relative de près de 20% dans les canaux ρ et $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, et de plus de 30% dans le canal $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ par rapport aux sensibilités indiquées dans la ligne (2). Cette méthode n'est donc pas une méthode acceptable pour d'utiliser la direction, car elle rejette trop d'information. Si au lieu de ne tenir compte que de cette direction, on mesure la polarisation à partir de la variable Ω dans laquelle les deux directions interviennent avec leurs probabilités respectives, les sensibilités augmentent (voir les lignes (5) et (7)). Il est donc plus intéressant de ne pas rejeter la direction de plus basse probabilité, la sensibilité étant fortement dégradée par les événements dans lesquels c'est la direction la plus éloignée de la vraie direction du τ qui est sélectionnée.

On peut comparer les sensibilités obtenues en attribuant la même probabilité aux deux directions τ (ligne (6)) à celles indiquées dans la ligne (7). L'accroissement est insignifiant dans le cas du canal ρ . Dans ce canal, la sensibilité obtenue à partir de la variable Ω (avec $P_i = 50\%, i = 1, 2$) est inférieure de 1% seulement à la plus grande sensibilité qu'on peut espérer obtenir (ligne (4)), compte tenu des effets de résolution intervenant dans la mesure de la direction. Il y a donc peu de place pour une amélioration importante de la sensibilité. Dans le canal $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, cette différence est de 6% et l'on peut espérer un accroissement plus important de sensibilité lorsque l'on tient compte des probabilités mesurées des deux directions d'être la bonne direction. En fait, cet accroissement est de 1% seulement.

La Figure 8.2 montre l'évolution de la sensibilité à la mesure de la polarisation dans le canal $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ en fonction de la probabilité de choisir la direction τ_{best} . Selon le mode de désintégration dans l'hémisphère opposé à l'hémisphère $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, la procédure établie dans le Chapitre 7 choisit la bonne direction dans 65 à 70% des cas. Dans cette région, la courbe donnant l'évolution de la sensibilité est relativement plate. Pour atteindre une sensibilité proche de 53%, il aurait fallu choisir la bonne direction dans au moins 90% des cas, ce qui est impossible compte tenu des capacités de résolution du détecteur ALEPH, sans faire des coupures très strictes sur la qualité des traces retenues. Si ces coupures sont faites, la perte de statistique engendrée détériore le gain en sensibilité obtenu.

Il est intéressant de savoir de quelle résolution a-t-on besoin sur l'angle α qui a été défini dans le Chapitre 3 et qui contient l'information sur la direction du τ . Pour séparer le problème de résolution du problème du choix d'une direction τ parmi les deux directions reconstruites, on va s'intéresser à l'effet de la dégradation de la résolution de cet angle sur la mesure de la polarisation faite à partir de l'observable $\omega_{\tau\ best}$. La différence entre

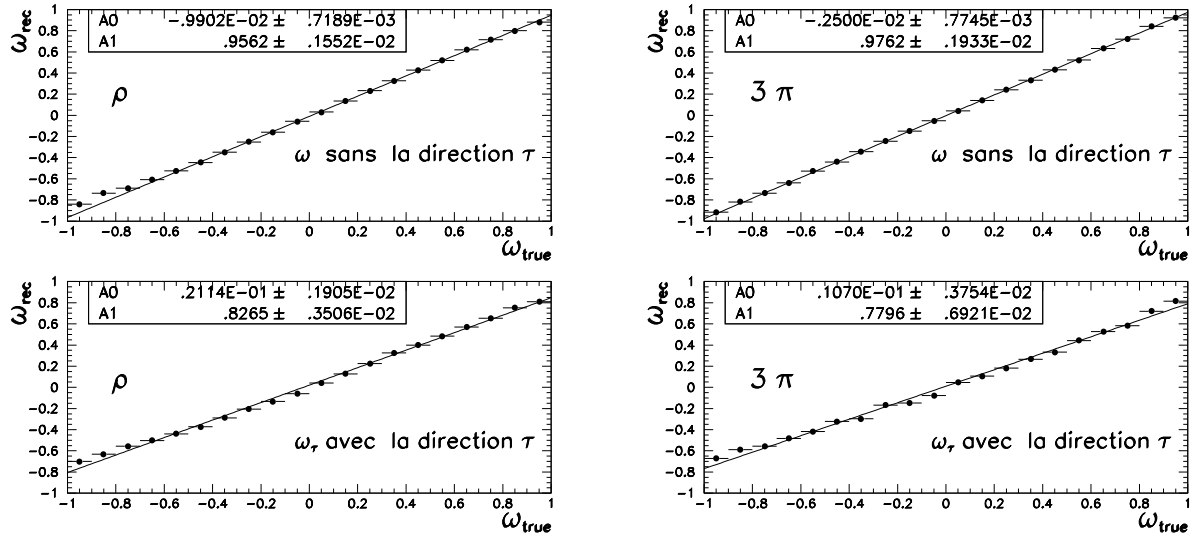
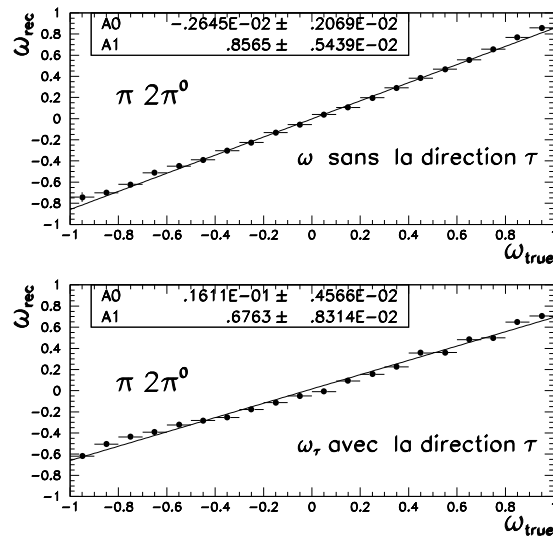
(a) ρ (b) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ (c) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$

Figure 8.1: Les valeurs moyennes des variables reconstruites (avec la direction τ_{sel} et sans elle) en fonction des valeurs générées.

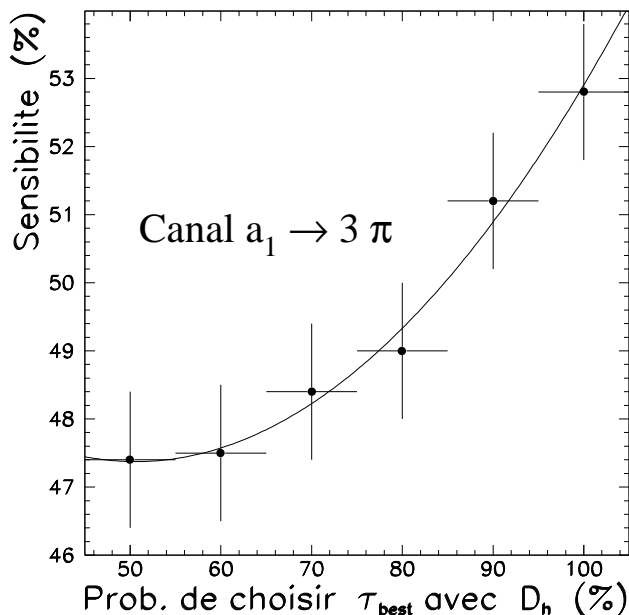


Figure 8.2: La sensibilité dans le canal $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ en fonction de la proportion d'événements dans lesquels la bonne direction est choisie.

l'angle α correspondant à la vraie direction et l'angle α correspondant à la direction τ_{best} est montré dans la Figure 8.3. La courbe en trait plein correspond à la résolution d'ALEPH sur cet angle. Cette résolution a été améliorée d'un facteur 5 ou dégradée du même facteur (les courbes en pointillé). L'effet sur la sensibilité de la mesure de la polarisation de la variation de cette résolution est montré dans la Figure 8.4 lorsque la polarisation est mesurée avec la direction τ_{best} . Si la résolution sur cet angle était améliorée d'un facteur 2 par exemple (ce qui paraît très difficile), la sensibilité augmente de 1%, ce qui se traduit par un gain sur l'erreur statistique de la mesure de la polarisation de 2%, ce qui est faible. Si cette résolution est dégradée d'un facteur 2, la sensibilité diminue de 2%, ce qui se traduit par une augmentation de l'erreur statistique de 4%.

8.4 Les événements avec une seule direction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que lorsque les directions tau deviennent mesurables à partir des fluctuations des cônes initiaux, la meilleure résolution est obtenue en prenant la direction moyenne mesurée au cours de ces fluctuations. Le Tableau 8.3 résume les sensibilités obtenues sur l'échantillon dans lequel la direction est obtenue par fluctuation des hémisphères, et à partir de plusieurs observables. Les sensibilités sur la direction moyenne obtenue au cours de la fluctuation (voir la relation 7.16) sont comparables aux sensibilités obtenues dans l'échantillon avec deux directions pour la direction dans *sélectionnée* à partir du vecteur \vec{D}_h (voir le Tableau 8.1).

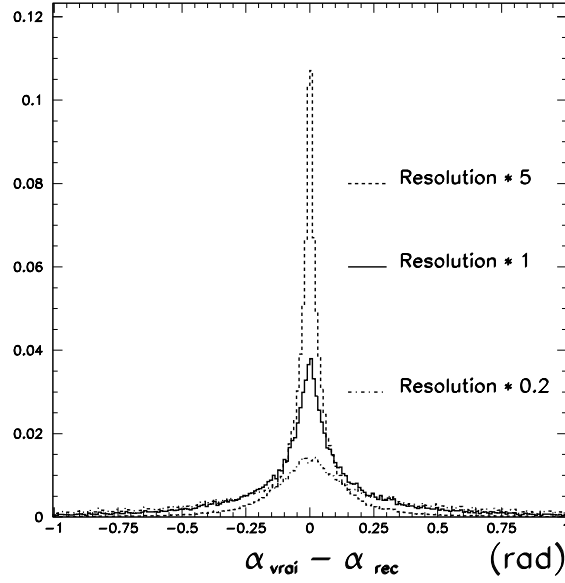


Figure 8.3: La résolution sur l'angle α obtenue par ALEPH pour la direction τ_{best} (trait plein): l'effet d'une amélioration ou dégradation de cette résolution d'un facteur 5 est montré.

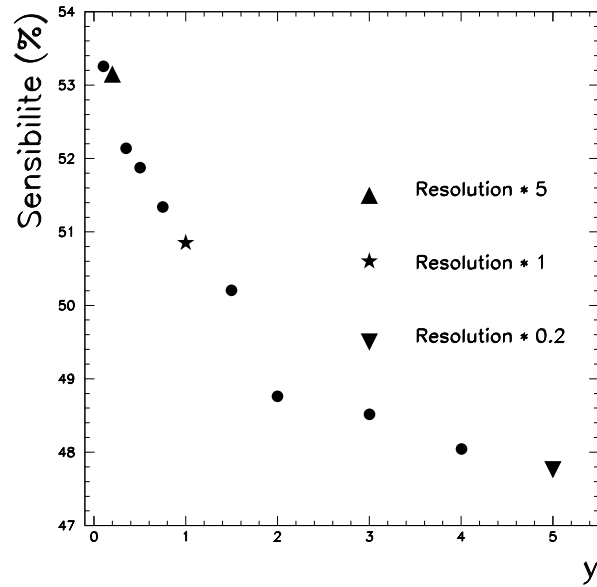


Figure 8.4: La résolution sur l'angle α obtenue par ALEPH pour la direction τ_{best} (trait plein). L'effet d'une amélioration ou dégradation de cette résolution d'un facteur 5. y est la facteur dont la résolution a été dégradée.

Événement →	$(\rho + had)$	$(a_1(3\pi) + had)$	$(a_1(\pi 2\pi^0) + had)$
Méthode ↓			
(1) ω_{true} , sans $\vec{\tau}$	0.49 ± 0.01	0.47 ± 0.01	0.44 ± 0.02
(2) ω_{true} , avec $\vec{\tau}$	0.57 ± 0.01	0.57 ± 0.01	0.56 ± 0.01
(3) ω_{rec} , sans $\vec{\tau}$	0.45 ± 0.01	0.47 ± 0.01	0.38 ± 0.01
(4) ω_{rec} , avec $\vec{\tau}_{moyen}$	0.48 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.39 ± 0.02

Tableau 8.3: Les sensibilités à la polarisation obtenues à partir des variables indiquées, déterminées à partir des quadri-vecteurs générés (les deux premières lignes) ou reconstruits (les deux dernières lignes) pour les événements avec une direction.

8.5 Récapitulation

En résumé, les observables qui sont utilisées dans l’analyse de la polarisation *avec* la direction et qui donnent la plus grande sensibilité sont :

- Si il y a 2 directions reconstruites: Ω avec P_{Dh_i}
- Si il y a 1 direction reconstruite: ω avec $\vec{\tau}_{moyen}$
- Si il n’y a pas de direction: ω .

8.6 La corrélation entre les mesures de la polarisation avec et sans l’utilisation de la direction

L’amélioration de la sensibilité obtenue en introduisant la direction du τ dans la variable ω peut être exprimée à l’aide de la corrélation entre la mesure de la polarisation sans la direction et celle avec la direction du τ . Toute l’information contenue dans la variable “standard” (sans l’utilisation de la direction) est préservée dans la variable ω_τ . Notons σ l’incertitude obtenue sur la mesure de la polarisation sans utiliser la direction et σ_τ celle obtenue avec l’utilisation de la direction. Le coefficient de corrélation entre les deux mesures vaut alors:

$$\rho = \frac{\sigma_\tau}{\sigma} < 1$$

Étant donné que le gain en sensibilité est relativement faible dans les trois canaux considérés, le coefficient de corrélation sera important. Connaissant la corrélation entre les deux mesures, on peut montrer que la fluctuation “permise” de la valeur de la polarisation mesurée à partir de l’observable utilisant la direction (notée $P_{\tau \text{ dir}}$) et celle obtenue sans utiliser la direction (notée $P_{\tau \text{ st}}$) sur le même échantillon de données est:

$$\sigma^2(P_{\tau \text{ st}} - P_{\tau \text{ dir}}) = \sigma^2 - \sigma_\tau^2$$

On peut ainsi comparer les valeurs de la polarisation obtenues avec et sans la direction compte tenu des incertitudes statistiques des mesures. Nous reviendrons sur ces comparaisons dans le Chapitre 10.

Partie IV

Les résultats de la mesure de la polarisation

Chapitre 9

L'étude des erreurs systématiques dans la polarisation du tau

9.1 Introduction

La mesure de la polarisation se situant dans le cadre des tests de précision, il est essentiel de bien maîtriser tous les effets systématiques possibles. Toute imperfection dans la simulation des événements de signal ou de bruit de fond peut entraîner un biais sur la mesure de la polarisation qu'il importe d'évaluer.

Ce chapitre présente les études qui ont été faites pour estimer chacun des effets systématiques considérés. Leur description suit le cours de l'analyse de la polarisation: les systématiques dues à la sélection des événements, faite à partir de **TSLT**, sont décrites en premier. Le programme d'identification des particules chargées **TAUPIDX** peut entraîner des efficacités d'identification des hadrons chargés, électrons ou muons différentes de celles calculées par la simulation. Les systématiques correspondantes sont décrites dans la deuxième partie. Ensuite, les systématiques concernant l'identification des photons et la reconstruction des π^0 par le programme **PEGASUS**, qui sont les systématiques dominantes pour les modes de désintégration du τ en ρ et $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, sont examinées. Les effets de calibration des énergies des photons dans le ECAL et des impulsions des traces chargées dans la TPC sont décrits avant de procéder, dans le cas du canal $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, aux systématiques de reconstruction de traces proches et finalement, pour les deux modes de désintégration du canal a_1 , aux systématiques dues au modèle décrivant les désintégrations de la résonance a_1 . Les systématiques dues à la mauvaise simulation des rapports d'embranchement du tau, au bruit de fond tau et au bruit de fond non tau sont présentées en dernier.

9.2 Les systématiques dues à la sélection des événements

La sélection des événements taus utilisée dans cette analyse a été décrite dans la partie 5.1. Outre les coupures d'acceptance, cette sélection comporte des coupures spécifiques pour éliminer les différents bruits de fond pouvant contaminer l'échantillon des taus. Ces bruits de fond sont les événements $q\bar{q}$, Bhabha, dimuons, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$ et les événements cosmiques.

Afin d'estimer les effets systématiques provenant de cette sélection, nous avons procédé en deux étapes: en premier, nous avons cherché à savoir quelles sont les coupures les plus critiques, c'est-à-dire celles qui rejettent des événements dont la polarisation moyenne est différente de la polarisation moyenne des événements acceptés comme événements taus. Dans un second temps nous avons calculé le biais introduit dans la mesure de la polarisation par d'éventuelles différences dans les efficacités de ces coupures sur les données et sur le Monte Carlo. Les coupures dont nous avons examiné l'effet sur la mesure de la polarisation sont les coupures contre les bruits de fond spécifiques. Les coupures d'acceptance ne vont pas introduire d'effets systématiques importants, car elles portent sur des variables qui sont bien reproduites par le Monte Carlo.

Pour déterminer quelles sont les coupures qui peuvent le plus biaiser l'analyse de la polarisation, la polarisation moyenne des événements rejetés par chaque coupure a été déterminée sur le Monte Carlo. Pour le canal π , la Figure 9.1 montre la distribution en $x = E_\pi/E_{beam}$ des événements rejetés par les coupures indiquées. Les distributions des deux états d'hélicité sont montrés dans cette figure pour les événements qui sont rejetés et ceux qui sont sélectionnés par TSLT. Les événements sélectionnés sont normalisés par rapport aux événements rejetés. Les distributions de l'état d'hélicité $+1/2$ ($-1/2$) des événements rejetés sont très différentes des distributions des événements $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$ sélectionnés. Ainsi, la coupure contre les événements $\gamma\gamma$ rejette des événements où le τ a majoritairement une hélicité $-1/2$ et si l'efficacité de cette coupure est différente dans les données et dans le Monte Carlo, la polarisation mesurée des événements $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$ sera affectée en conséquence.

Pour les événements $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-$, les coupures les plus dangereuses sont les coupures contre les événements $\gamma\gamma$, la coupure contre les événements $q\bar{q}$ sur la somme des angles d'ouverture des jets, la coupure sur la somme des énergies dominantes et la coupure contre les événements Bhabha. Les distributions des deux états d'hélicité des trois ω des événements rejetés et sélectionnés sont montrées dans la Figure 9.2. Les distributions des deux états d'hélicité pour les trois variables des deux modes de désintégration du a_1 sont données dans les Figure 9.3 et 9.4. La coupure sur les énergies des traces les plus énergiques biaise de nouveau la polarisation car les événements d'hélicité $+1/2$ sont coupés.

L'acceptance de la sélection est montré en fonction des variables ω_τ et ω (x dans le cas du canal π) dans les Figures 9.5 et 9.6.

Connaissant les coupures dangereuses pour l'analyse de la polarisation, il faut ensuite connaître les différences entre les efficacités sur les données et sur le Monte Carlo des différentes coupures. Ces différences d'efficacité ont été déterminées dans le cadre de l'analyse des rapports d'embranchement leptoniques [60]. Nous avons profité de cette étude dont nous exposons les étapes brièvement ici.

Les différences d'efficacité ont été estimées pour les coupures contre les événements $\gamma\gamma$, contre les $q\bar{q}$, contre les événements di-leptons et pour la coupure sur la somme des énergies des traces les plus énergiques. Trois types d'états finals ont été considérés: les configurations (e-X), (μ -X) où X est un état final quelconque et les configurations de type (h-h) où aucun des deux hémisphères ne comporte de leptons.

Pour les coupures n'impliquant qu'une seule variable à la fois, les distributions des données et du Monte Carlo sont comparées une fois toutes les autres coupures appliquées. Le bruit de fond qui doit être soustrait des données est déterminé à partir du Monte Carlo. La normalisation du bruit de fond sur les données a été ajustée dans une région

Evenements π rejetes par TSLT02

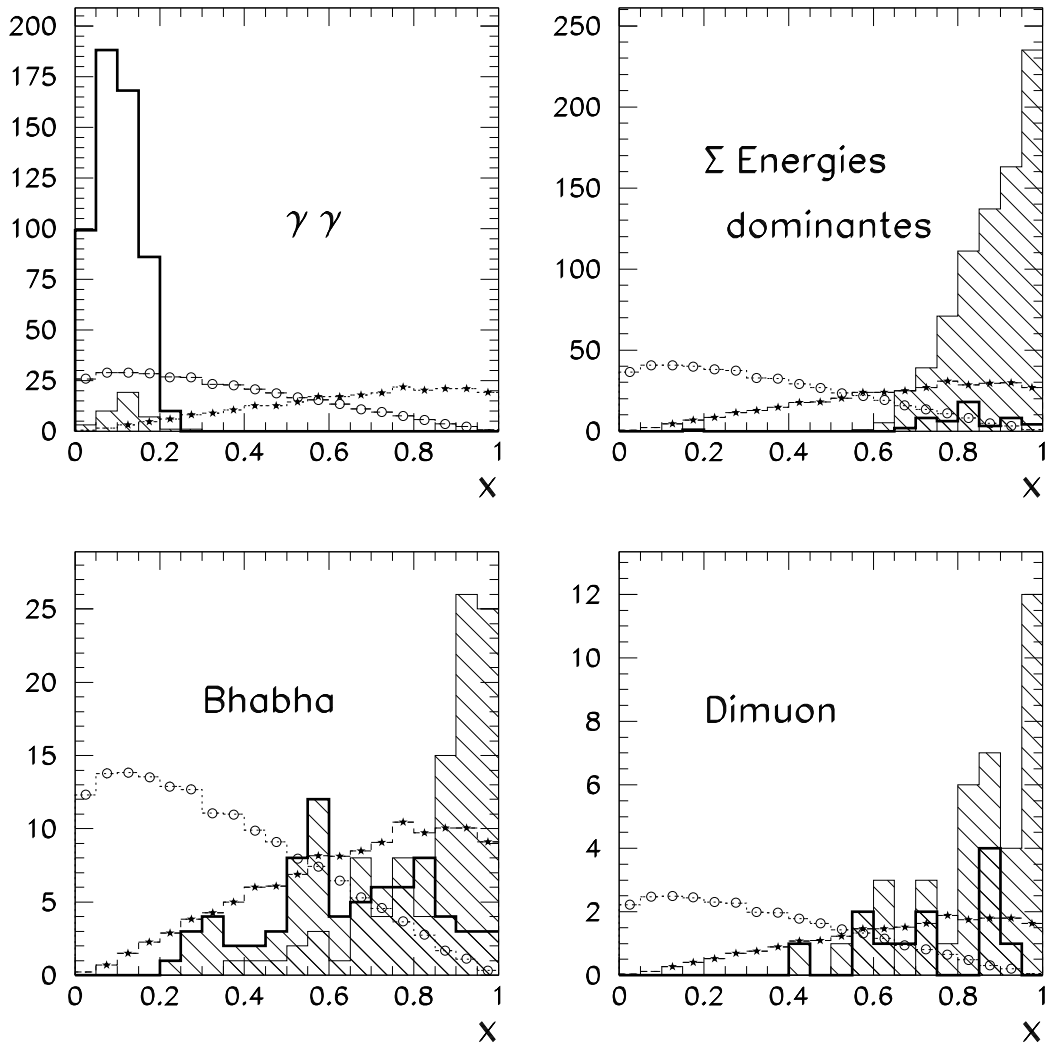


Figure 9.1: La distribution pour le Monte Carlo de la variable x pour les événements pions rejetés par les coupures contre les événements $\gamma\gamma$, Bhabha, dimuons et par la coupure sur les énergies dominantes. L'état d'hélicité -1 est en gras pour les événements rejetés, et en cercles pour les événements sélectionnés. L'état d'hélicité $+1$ est en hachuré pour les événements rejetés, et en étoiles pour les événements sélectionnés (normalisés aux événements rejetés).

Evenements ρ rejetes par TSLT02

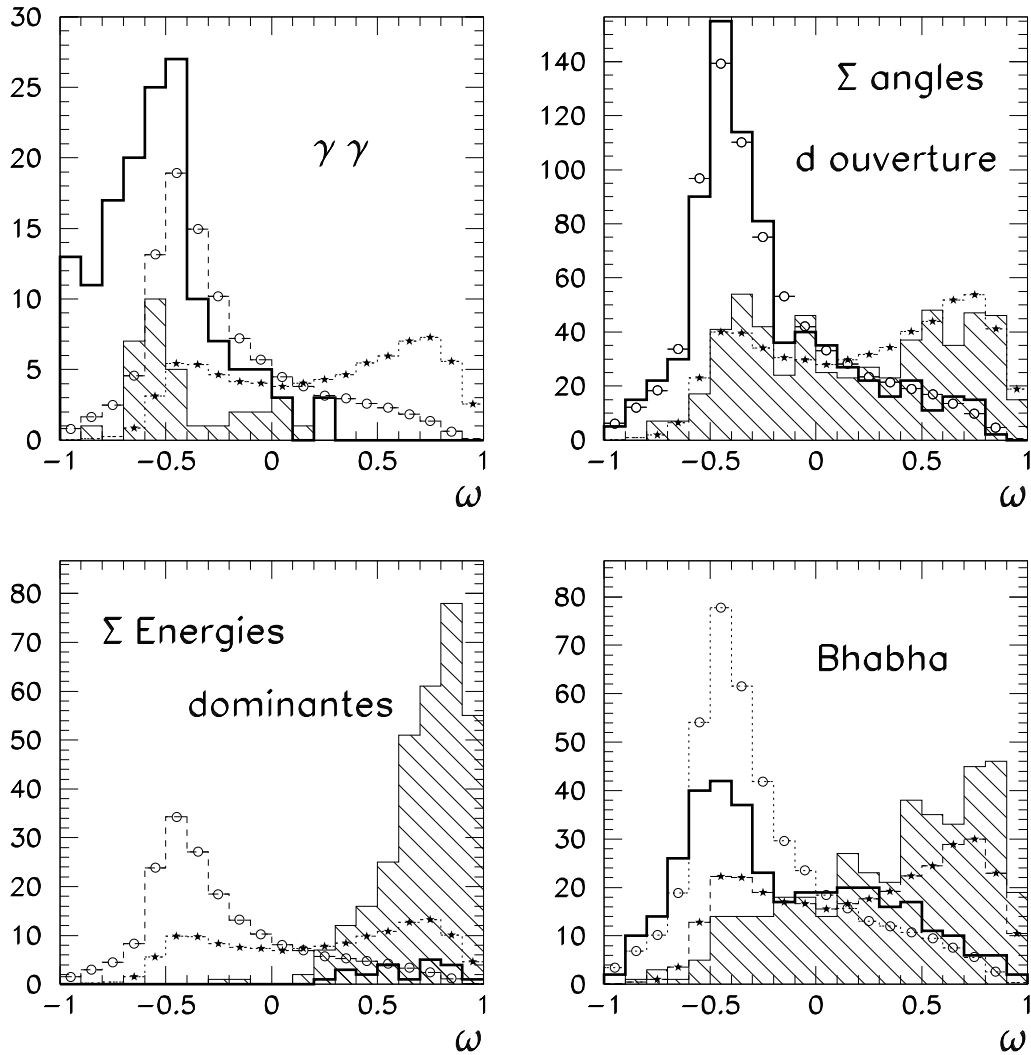


Figure 9.2: La distribution pour le Monte Carlo de la variable ω (sans la direction τ) pour les événements ρ rejetés par les coupures contre les événements $\gamma\gamma$, Bhabha, par la coupure sur les angles d'ouverture et sur les énergies dominantes. L'état d'hélicité -1 est en gras pour les événements rejetés, et en cercles pour les événements sélectionnés. L'état d'hélicité +1 est en hachuré pour les événements rejetés, et en étoiles pour les événements sélectionnés (normalisés aux événements rejetés).

Evenements $a_1(3\pi^\pm)$ rejetes par TSLT02

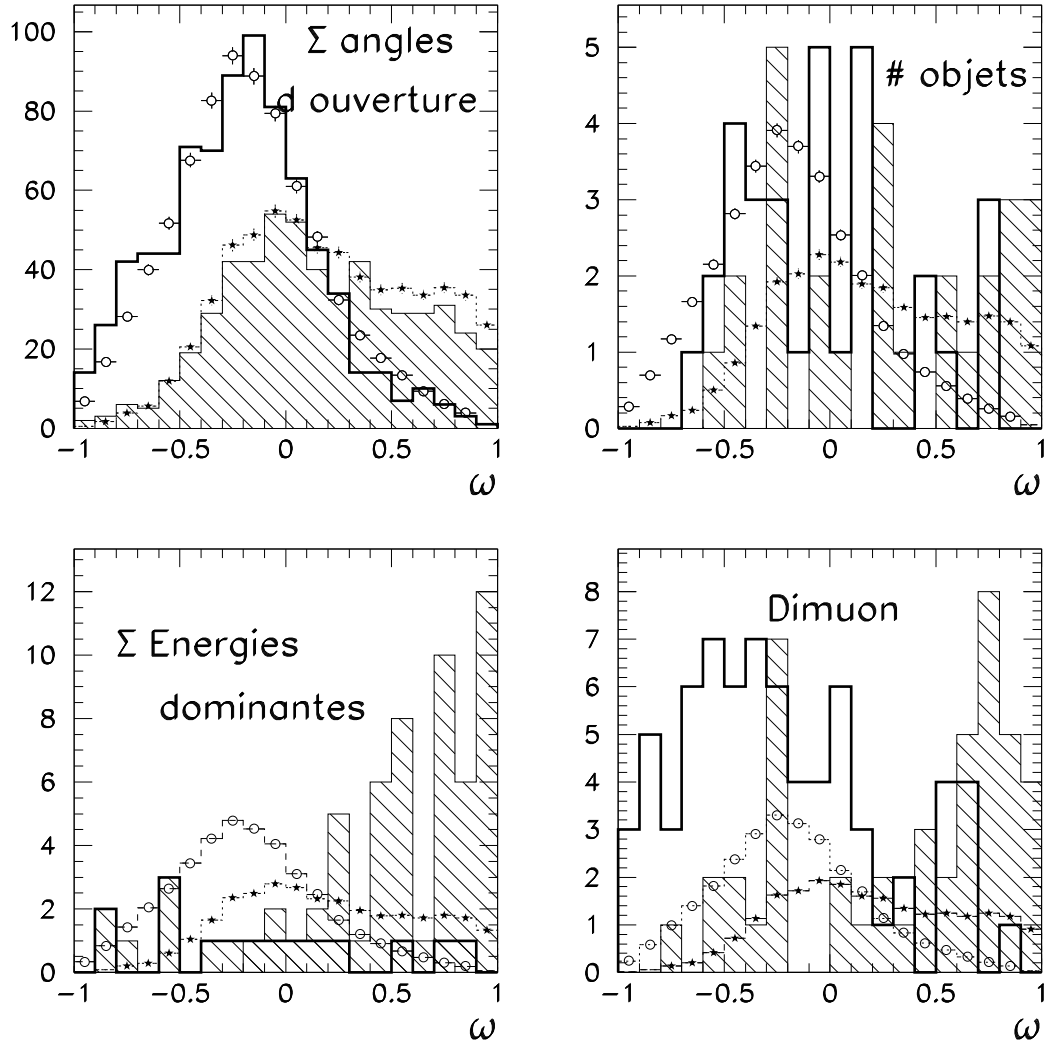


Figure 9.3: La distribution pour le Monte Carlo de la variable ω pour les événements $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ rejetés par les coupures indiquées de TSLT. L'état d'hélicité -1 est en gras pour les événements rejetés, et en cercles pour les événements sélectionnés. L'état d'hélicité +1 est en hachuré pour les événements rejetés, et en étoiles pour les événements sélectionnés (normalisés aux événements rejetés).

Evenements $a_1(\pi^\pm 2\pi^0)$ rejetes par TSLT02

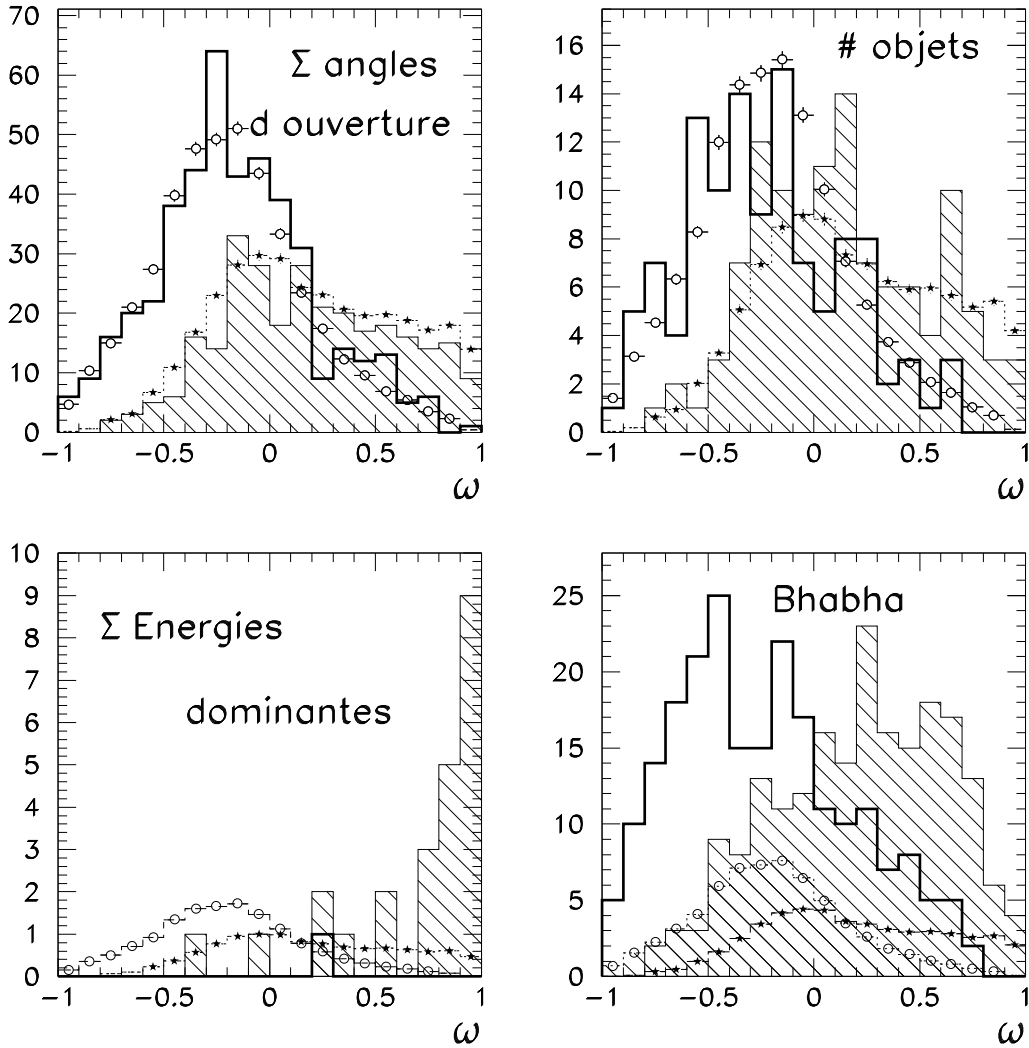


Figure 9.4: La distribution pour le Monte Carlo de la variable ω pour les événements $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ rejetés par les coupures indiquées de TSLT. L'état d'hélicité -1 est en gras pour les événements rejetés, et en cercles pour les événements sélectionnés. L'état d'hélicité +1 est en hachuré pour les événements rejetés, et en étoiles pour les événements sélectionnés (normalisés aux événements rejetés).

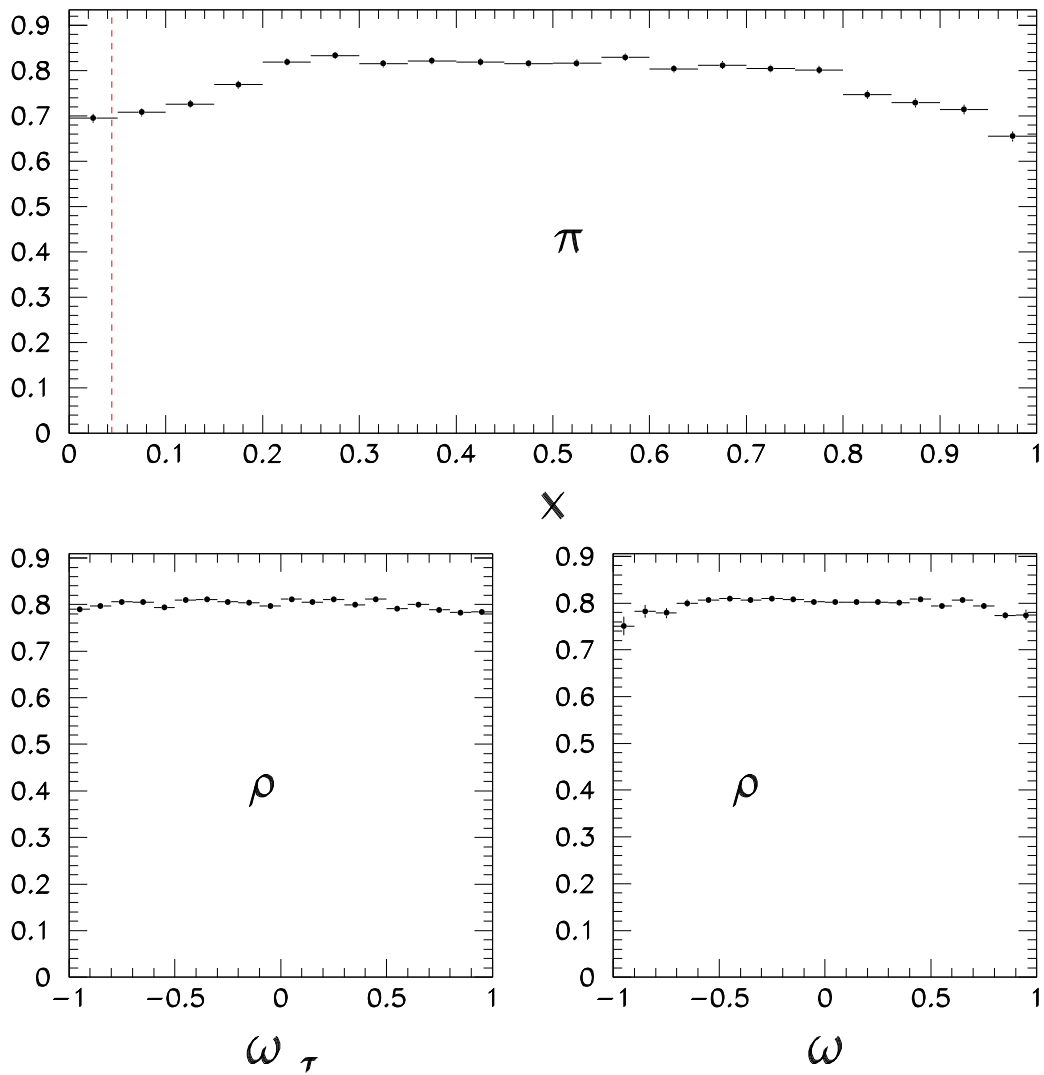


Figure 9.5: L'acceptance de la sélection en fonction de la variable x dans le canal π , et des variables ω_τ et ω dans le canal ρ . L'effet des coupures contre les $\gamma\gamma$, dimuons et Bhabha est visible dans le canal π . Dans ce canal, la coupure à 2 GeV/c est en pointillé.

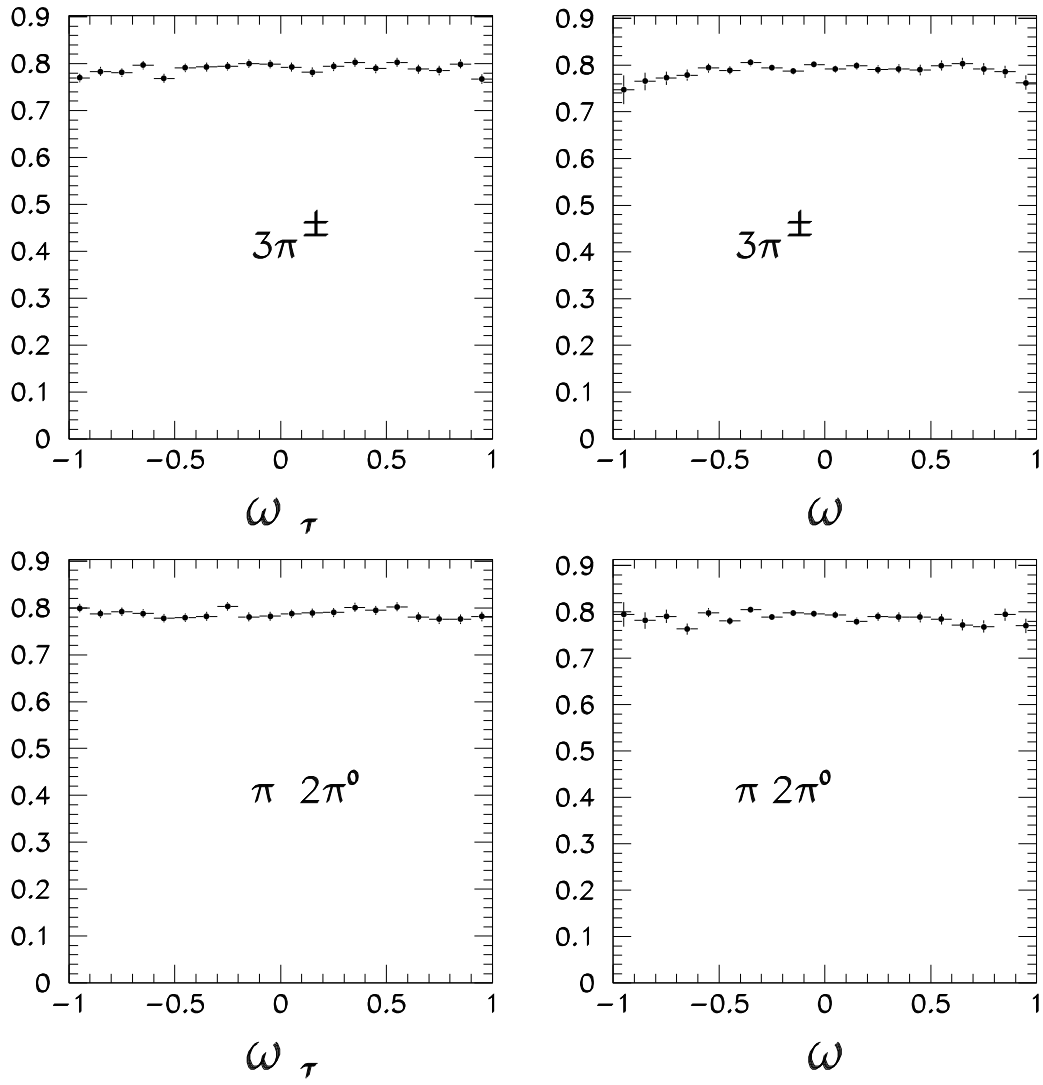


Figure 9.6: L'acceptance de la sélection en fonction des variables ω_τ et ω dans les canaux $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ et $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$.

en dehors de la coupure où le bruit de fond est dominant. Ainsi, seule la forme du bruit de fond est déterminée par le Monte Carlo, la normalisation étant fixée par les données. L'efficacité est ensuite mesurée sur les données et sur le Monte Carlo en prenant en compte la distribution du bruit de fond ainsi ajusté. La Figure 9.7 illustre ce qui est fait pour estimer la différence des efficacités pour la coupure sur l'énergie totale (cette coupure rejette les événements Bhabha et di-muons). La valeur de la coupure est indiquée, ainsi que le bruit de fond et la région qui a servi à le normaliser.

Pour les coupures contre les événements $q\bar{q}$, la situation est différente puisque ces coupures impliquent deux variables corrélées, le nombre d'objets et la somme des angles d'ouvertures des jets. Un événement ne sera soumis à ces coupures que s'il n'est pas du type τ (un événement est de type τ si dans un des deux hémisphères il n'y a qu'une seule trace chargée et une masse invariante $M_{jet} \leq 1 GeV$). Il faut donc d'abord déterminer l'efficacité de ne pas appliquer ces coupures à un événement. Elle est mesurée sur les données et sur le Monte Carlo en déterminant quelle est la part d'hémisphères avec $M_{jet} > 1 GeV$ si l'hémisphère opposé satisfait à la condition d'être τ -like. Ensuite, pour mesurer l'efficacité des coupures sur le nombre d'objets et les angles d'ouverture des jets, on suppose pour commencer que les deux hémisphères ne sont pas corrélés pour ces deux variables. On forme alors des événements complets en combinant les hémisphères opposés aux hémisphères satisfaisant à la condition d'être τ -like définie plus haut. On mesure ensuite l'efficacité des deux coupures sur ces nouveaux événements. Ceci est fait sur les données et sur le Monte Carlo. Pour tenir compte d'une corrélation entre les deux hémisphères, l'efficacité mesurée sur les données est corrigée par le rapport des efficacités mesurées sur le Monte Carlo original et sur le Monte Carlo obtenu à partir des hémisphères combinés.

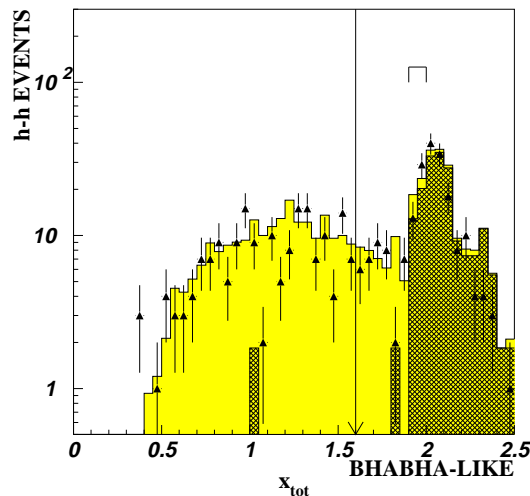


Figure 9.7: La distribution de l'énergie totale pour les événements hadroniques, toutes les autres coupures étant appliquées. L'effet des coupures sur les événements de type *Bhabha-like* est montré. Le bruit de fond est en grisé, les données étant les triangles. La région dans laquelle le bruit de fond a été normalisé est indiquée également [60].

état final \rightarrow coupure \downarrow	$e X$	μX	$h h$
contre les $\gamma \gamma$	$-(0.4 \pm 0.6)10^{-3}$	$-(0.4 \pm 0.6)10^{-3}$	0
contre les $q \bar{q}$	$-(0.3 \pm 0.3)10^{-3}$	$-(0.2 \pm 0.2)10^{-3}$	$-(1.6 \pm 1.2)10^{-3}$
$E_{leading}$	0	0	$+(0.3 \pm 0.5)10^{-3}$
contre les Bhabha et dimuons	$-(0.5 \pm 0.7)10^{-3}$	$-(0.1 \pm 0.6)10^{-3}$	$-(1.6 \pm 0.7)10^{-3}$

Tableau 9.1: Les valeurs numériques indiqués sont les différences d'efficacité des coupures de TSLT entre les données et le Monte Carlo .

Les différences d'efficacité $\epsilon_{data} - \epsilon_{MC}$ des coupures les plus importantes sont données dans le Tableau 9.1. Connaissant alors la polarisation moyenne des événements rejetés par chacune de ces coupures, la polarisation des événements taus sélectionnés par TSLT, la fraction des événements qui sont dans les configurations (e-X), (μ -X) et (h-h) et les différences $\epsilon_{data} - \epsilon_{MC}$, une correction et son erreur systématique a été calculée dans les canaux π , ρ et a_1 . Par exemple, la correction à appliquer à la polarisation du fait de la coupure sur la somme des énergies des trace énergiques pour le canal π est la suivante:

$$\Delta P_\tau = (P_\tau^{cut} - \bar{P}_\tau) \left(\frac{N_\pi^{cut}}{N_\pi^{sel}} \right)_{hem} \left(\frac{N_{\pi X}^{gene}}{N_{\pi X}^{cut}} \right)_{ev} B_h \Delta \epsilon_{hh}^{cut} \left(\frac{N_{\pi h}^{cut}}{N_{\pi h}^{gene}} \right)_{ev} \left(\frac{N_{hh}^{gene}}{N_{\pi h}^{cut}} \right)_{ev}$$

Dans cette relation, la polarisation moyenne des événements sélectionnés est notée \bar{P}_τ et celle des événements rejetés par la coupure P_τ^{cut} . B_h est le rapport d'embranchement du τ en un état final hadronique (0.649) et $\Delta \epsilon_{hh}^{cut}$ désigne la valeur qui figure dans le Tableau 9.1. Les autres quantités sont les nombres d'événements ou d'hémisphères contenant des π (ou des hadrons pour hh) coupés par cette coupure (cut), générés ($gene$) ou sélectionnés (sel). X désigne un état final quelconque et h un état final hadronique.

Les résultats obtenus ainsi sont donnés dans le Tableau 9.2. Les erreurs systématiques introduites par l'utilisation de ce programme de sélection des paires des taus sont très faibles dans tous les cas.

Canal	correction et erreur systématique en %
π	-0.06 ± 0.13
ρ	-0.02 ± 0.03
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$	-0.02 ± 0.01
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$	-0.006 ± 0.006

Tableau 9.2: Les corrections à appliquer sur la mesure de la polarisation, et les effets systématiques correspondants, pour les coupures de TSLT.

9.3 Les systématiques d'identification des particules chargées

Dans cette étude, il est important de s'assurer que l'efficacité d'identification des hadrons chargés, ou la probabilité de mauvaise identification d'un lepton chargé comme un hadron, ne dépendent pas de l'impulsion de la particule chargée d'une manière qui soit différente

dans les données et dans le Monte Carlo. Si une dépendance en fonction de l'impulsion est observée dans le rapport $\epsilon_{data}/\epsilon_{MC}$, il faut corriger la polarisation mesurée pour tenir compte de cet effet.

Les performances du programme d'identification des particules chargées **TAUPIDX** ont été testées sur les échantillons de données identifiés à partir des critères physiques et cinématiques dans le domaine d'impulsion entre 2 et 45 GeV/c. Comme il a déjà été précisé dans la partie 5.2, l'efficacité d'identification des hadrons chargés a été mesurée sur un échantillon issu des désintégrations hadroniques des taus, comportant un π^0 dans l'état final, car il est difficile d'obtenir autrement des lots de hadrons chargés isolés permettant de tester cette identification.

La Figure 9.8 montre l'efficacité d'identification du hadron chargé telle qu'elle est mesurée sur les données et sur le Monte Carlo en fonction de l'impulsion. La dépendance en énergie du rapport de ces deux efficacités est aussi représentée. Sauf à très haute énergie, l'efficacité sur les données est toujours plus basse que celle du Monte Carlo d'environ 0.5%. Pour estimer la systématique due à cette différence d'efficacité dans l'analyse de la polarisation, on a fait fluctuer de manière gaussienne le poids des événements Monte Carlo où le hadron chargé est correctement identifié à l'intérieur des erreurs sur le rapport $\epsilon_{data}/\epsilon_{MC}$, les données restant inchangées. Ceci ne doit être fait que pour les événements Monte Carlo où la nature de la particule chargée a été déterminée par le programme **TAUPIDX**. En effet, si la réponse de l'identification est que la particule chargée est un lepton alors que dans le même hémisphère un π^0 de type résolu ou de type non-résolu a été détecté (voir la section 5.3), la particule chargée sera déclarée hadron. Donc, dans le cas des événements ρ et $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, la fraction des événements où le (ou les) π^0 est (sont) reconstruit(s) comme photon(s) résiduel(s) doit être soumise à cette fluctuation.

L'efficacité d'identification d'un électron a été mesurée sur les données grâce aux événements Bhabha pour des énergies supérieures à 8 GeV, et par des événements $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ pour les énergies inférieures à 8 GeV. De même, les événements $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont utilisés pour mesurer l'efficacité d'identification des muons issus des désintégrations des taus. A basse énergie, ce sont les $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ qui ont été utilisés. Comme on peut négliger la probabilité d'une mauvaise identification des électrons en muons (ou réciproquement), les efficacités d'identification des électrons (ou des muons) donnent immédiatement les probabilités d'identifier un électron (ou un muon) comme un hadron. Ces probabilités de mauvaise identification des leptons en hadrons sont montrées dans les Figures 9.9 et 9.10 où le rapport entre les données et le Monte Carlo est également indiqué.

Pour estimer l'effet systématique dû à une simulation incorrecte de la probabilité de mauvaise identification des électrons comme hadrons (*Misid*), on a fait fluctuer le poids des événements Monte Carlo où l'électron a été identifié comme hadron en fonction de l'impulsion du hadron, compte tenu des incertitudes sur le rapport $Misid_{data}/Misid_{MC}$. Dans le cas des muons, il n'y a aucune raison de supposer que l'efficacité des chambres à muons varie brusquement en fonction de l'énergie. Les muons sont identifiés essentiellement par les chambres à muons et par le HCAL, et n'interfèrent donc pas avec des gerbes de photons dans le ECAL. Pour les électrons, la situation est très différente, car ils interagissent dans le ECAL. Donc, pour les muons, le rapport $Misid_{data}/Misid_{MC}$ a été ajusté en fonction de l'impulsion du lepton par une droite. L'effet systématique a été mesuré en faisant fluctuer cette droite compte tenu de la matrice de corrélation entre ses coefficients.

Cette méthode d'estimer l'effet systématique est appliquée aux canaux π , ρ et $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$. Par contre, le canal $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ ne fait pas intervenir l'identification globale (sauf pour identifier les électrons provenant des photons convertis).

Le résultat de ces études est résumé dans le Tableau 9.3. L'effet de l'identification des particules sur la polarisation a été estimé aussi bien dans le cadre de l'analyse qui utilise la direction du τ lorsque celle-ci est disponible, que dans le cadre de l'analyse "standard", dans laquelle cette information n'est pas utilisée. Le résultat " ρ avec $\vec{\tau}$ " est le résultat de la mesure de la polarisation dans trois échantillons différents: celui où deux directions τ sont mesurées, celui où une direction est obtenue par la fluctuation des hémisphères hadroniques et celui regroupant les événements sans la direction τ . Une partie de ce dernier échantillon est formée par des événements où la fluctuation des hémisphères n'a pas permis de reconstruire une direction. Le reste de cet échantillon est formé par les événements où l'hémisphère opposé comporte une désintégration leptonique.

Canal	correction et erreur systématique en %
π	-0.20 ± 0.17
ρ sans $\vec{\tau}$	$+0.05 \pm 0.06$
ρ avec $\vec{\tau}$	$+0.02 \pm 0.06$
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ sans $\vec{\tau}$	-0.07 ± 0.06
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ avec $\vec{\tau}$	-0.10 ± 0.06

Tableau 9.3: Les effets systématiques dus à l'identification de particules.

9.4 Les systématiques des photons et des π^0

L'étude des effets systématiques concernant les photons et les π^0 a pour point de départ les études systématiques effectuées pour l'analyse des rapports d'embranchement hadronique du τ , car l'analyse de la polarisation a utilisé les mêmes procédés de reconstruction et de classification que l'analyse des rapports d'embranchement. Cependant, d'autres études complémentaires sont nécessaires pour la mesure de la polarisation car celle ci repose sur l'analyse de la cinématique de la désintégration. Elles seront détaillées ici.

Les effets systématiques à étudier concernant la reconstruction des photons sont de deux types: ceux concernant la définition des photons et ceux liés aux coupures qui déterminent l'efficacité de reconstruire un photon. Une fois ces effets décrits, les systématiques concernant la reconstruction de π^0 seront examinées. Les systématiques décrites ici sont les systématiques dominantes dans le cas du canal ρ et $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$.

9.4.1 Les distributions de référence

La manière dont les photons sont définis par le programme **PEGASUS** a été décrite dans la Section 5.3.

La distinction entre les photons produits dans les événements $\tau^+\tau^-$ (soit par rayonnement, soit à partir des π^0) et les mauvais photons (voir 5.3), se fait à partir de variables discriminantes dont on construit les distributions de référence. La Figure 9.11 montre la distribution des données et du Monte Carlo pour ces différentes variables. Dans ces figures, les deux distributions sont normalisées au même nombre de photons.

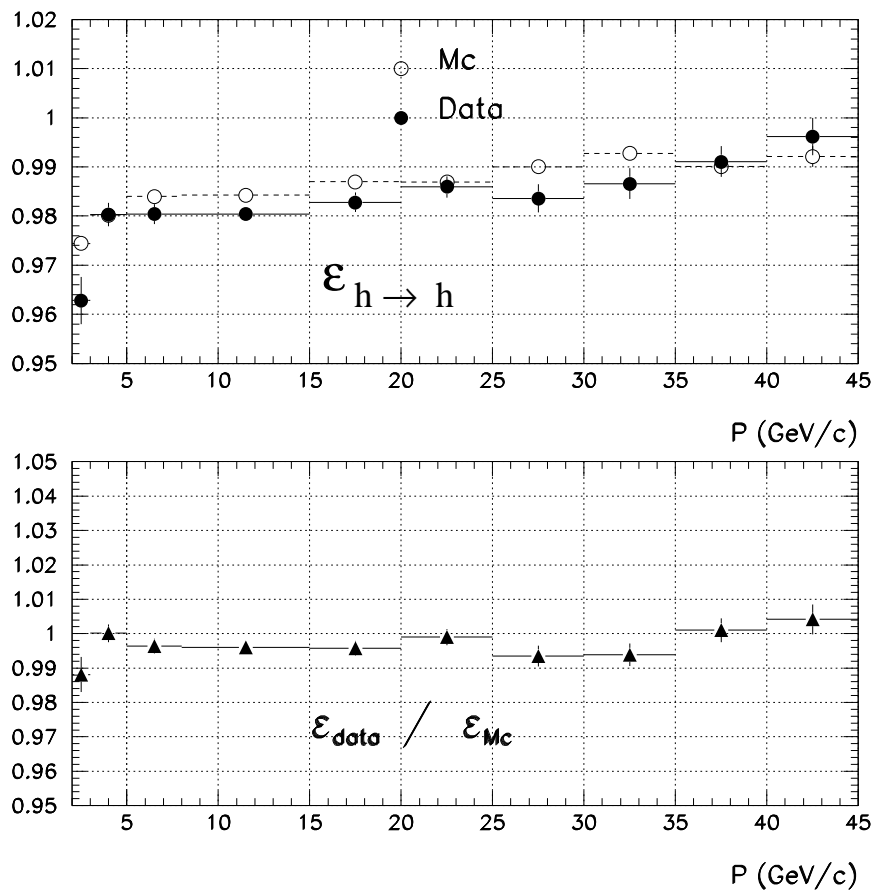


Figure 9.8: La dépendance en impulsion de l'efficacité d'identification des hadrons dans les données et dans le Monte Carlo .

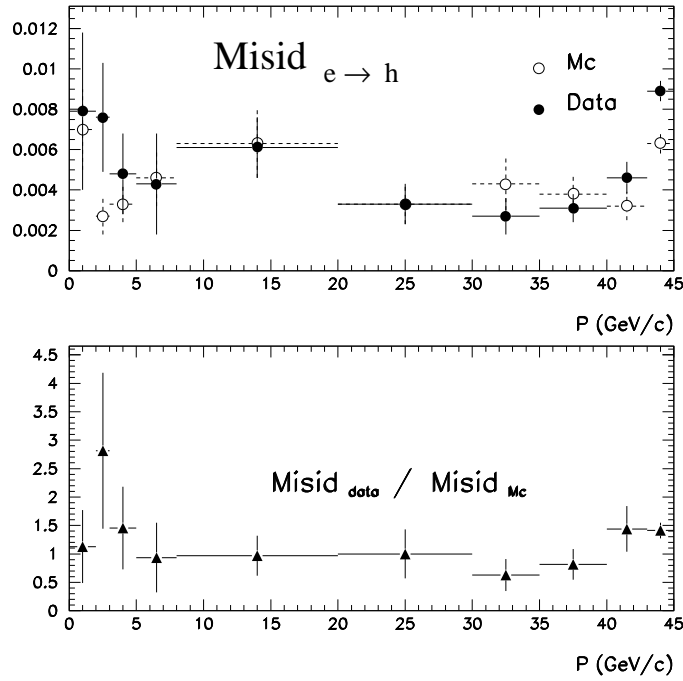


Figure 9.9: La dépendance en impulsion de la probabilité d'identifier un électron comme un hadron dans les données et dans le Monte Carlo .

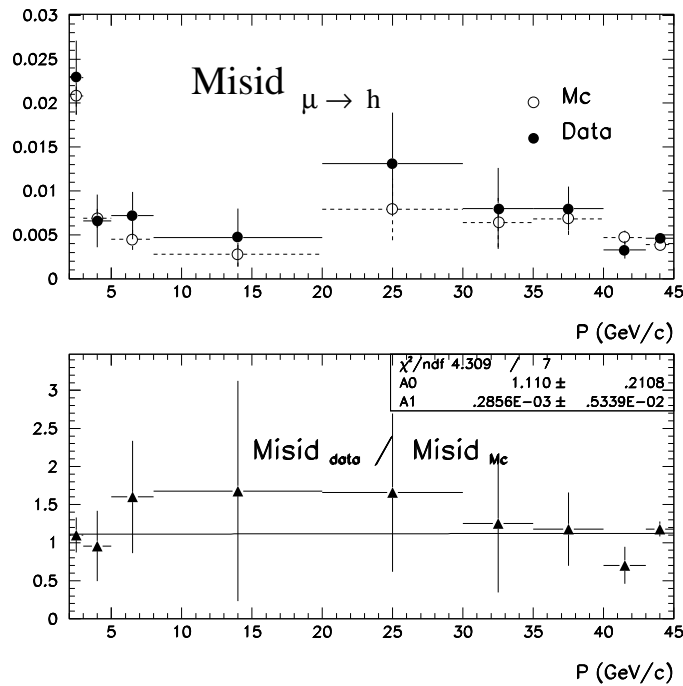


Figure 9.10: La dépendance en impulsion de la probabilité d'identifier un muon comme un hadron dans les données et dans le Monte Carlo .

Certaines distributions du Monte Carlo des variables discriminantes ont été corrigées à partir des distributions des données. L'effet systématique associé a été estimé de manière conservative en comparant la polarisation mesurée avec et sans l'application de ces corrections: ainsi, toute la correction est prise comme erreur systématique. La variation de la polarisation qui résulte de ces deux ensembles de distributions de références est résumée dans le Tableau 9.4.

Canal	Erreur systématique en %
ρ sans $\vec{\tau}$	± 0.32
ρ avec $\vec{\tau}$	± 0.32
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ sans $\vec{\tau}$	± 0.61
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ avec $\vec{\tau}$	± 0.66
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ sans $\vec{\tau}$	± 1.17
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ avec $\vec{\tau}$	± 1.55

Tableau 9.4: Les effets systématiques dus aux distributions de référence utilisées.

9.4.2 La simulation des faux photons

Les faux photons sont les photons dont l'estimateur $P_{\gamma res}$ défini dans la partie 5.3 est inférieur à 0.5. Le comportement de cet estimateur est montré sur la Figure 9.12. Un bon accord est obtenu entre les données et le Monte Carlo après avoir augmenté la part de faux photons dans la simulation de 16% en moyenne sur tous les canaux.

Cet excès a été déterminé pour chaque canal où la polarisation est mesurée. Pour le mesurer, il faut d'abord connaître l'efficacité de reconnaître un bon et un faux photon dans le Monte Carlo. On ne connaît pas a priori l'origine (bon ou faux photon) d'un photon reconstruit dans le Monte Carlo. On peut déterminer cette origine en comparant l'énergie et la position du photon reconstruit aux mêmes quantités pour tous les photons générés. Ainsi, l'accord peut être bon pour l'énergie et pour l'angle, ou bon pour une seule de ces quantités, ou mauvais pour les deux. L'efficacité de cette association entre les photons reconstruits et les photons générés est obtenue en ajustant les distributions de $P_{\gamma res}$ des photons déclarés faux photons et des bons photons du Monte Carlo à la distribution de tous les photons également dans le Monte Carlo. Les photons dont l'origine n'est pas identifiée clairement lors de cette association sont ainsi redistribués entre les bons et les faux photons en supposant que leur distribution de probabilité est identique à celle des photons associés.

Connaissant cette efficacité et en supposant que le nombre de bons photons est correctement reproduit par la simulation, on peut déterminer l'excès de faux photons dans les données, canal par canal, de deux manières. La première consiste à ne pas tenir compte de la forme des distributions des photons dans les données, mais seulement de leur nombre. La deuxième consiste à ajuster par les distributions du Monte Carlo des bons photons et des faux photons la distribution de tous les photons dans les données. Cette deuxième méthode est sensible à un éventuel désaccord sur la forme des distributions, alors que la première ne l'est pas. Les deux méthodes ont donné des résultats comparables. Pour les canaux utilisés dans notre analyse, les résultats sont montrés avec les incertitudes sur ces excès dans le Tableau 9.5. Les incertitudes sur l'excès de faux photons reflètent les

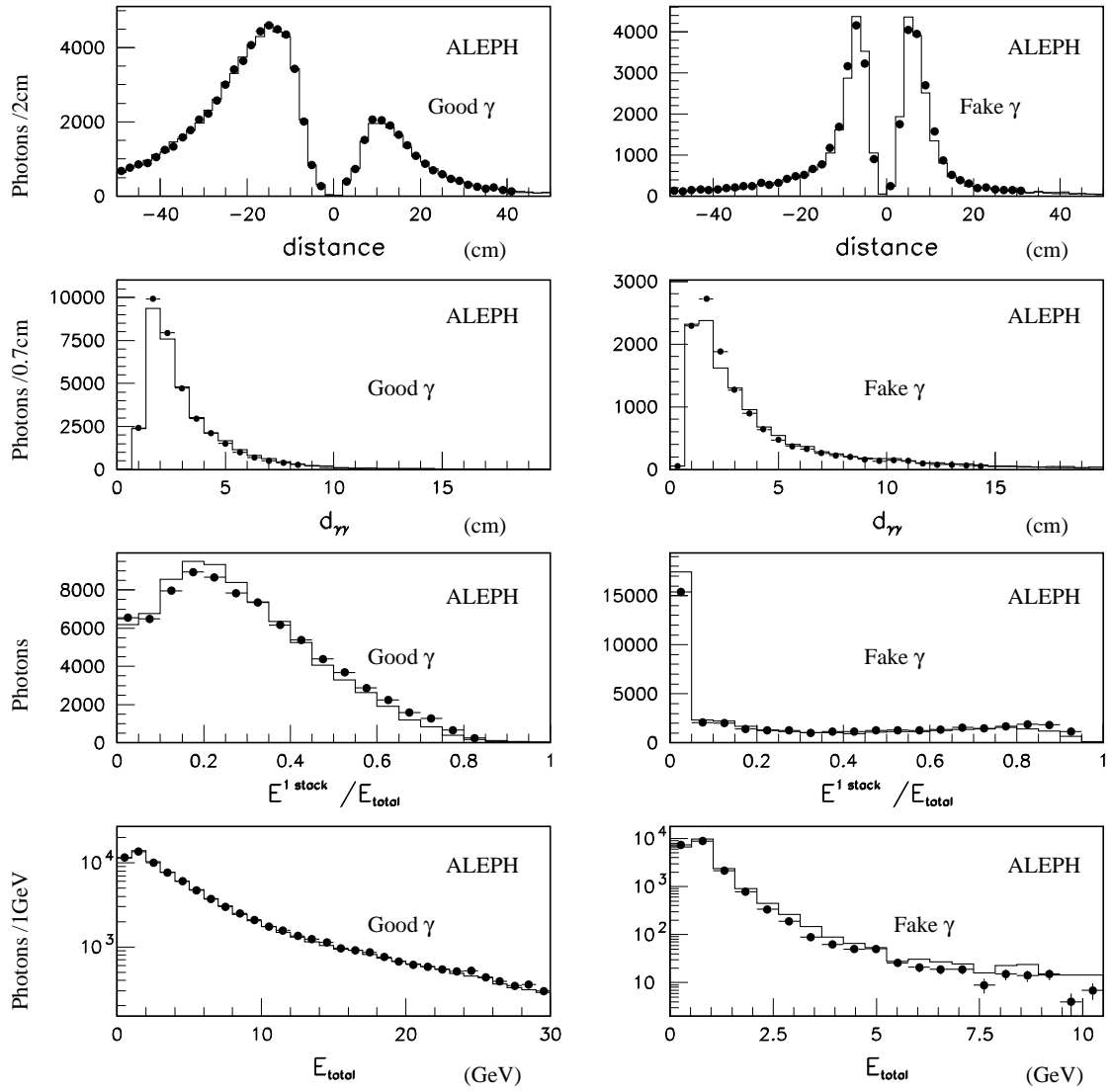


Figure 9.11: Les distributions pour les bons photons et les faux photons des grandeurs qui ont servi à discriminer entre les deux types de photons.

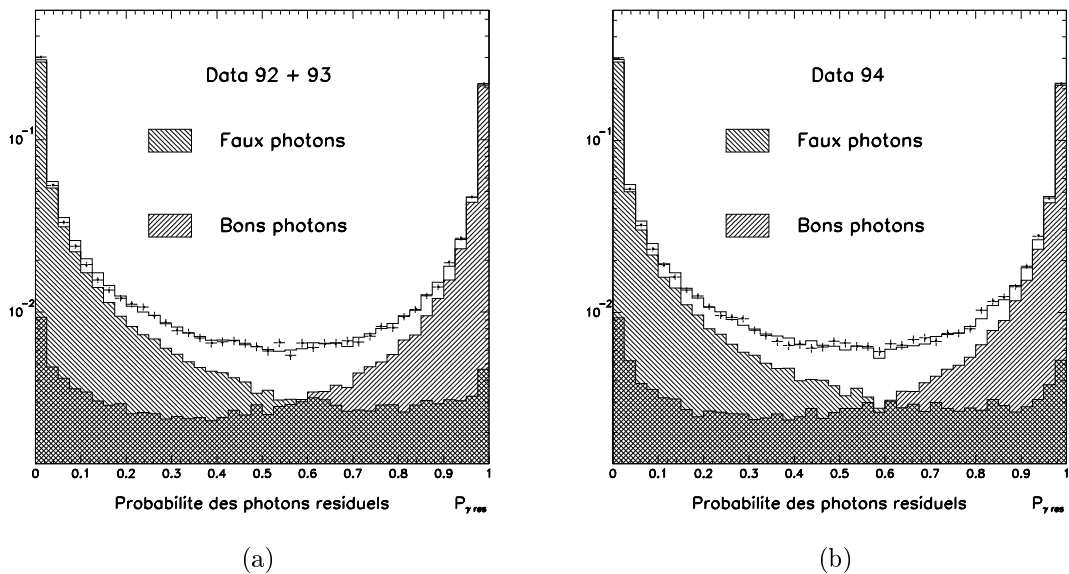


Figure 9.12: La distribution sur les données et sur le Monte Carlo de l'estimateur $P_{\gamma_{res}}$. La contribution de faux photons a été augmentée dans le Monte Carlo pour ajuster la distribution Monte Carlo à celle des données.

incertitudes sur la forme des distributions de probabilité et la méconnaissance de la part exacte des faux photons électromagnétiques et hadroniques.

Canal	excès de faux photons
π	$(10 \pm 4)\%$
ρ	$(28 \pm 14)\%$
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$	$(10 \pm 5)\%$
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$	$(30 \pm 15)\%$

Tableau 9.5: L'excès de faux photons dans les données par rapport au Monte Carlo

Pour estimer la sensibilité de la polarisation au nombre de faux photons, la part de ces photons a été globalement diminuée de 16% dans le Monte Carlo. Cette méthode est préférable à celle qui consistait à augmenter la part de faux photons dans le Monte Carlo en le rapprochant ainsi des données, car il est plus difficile et peu fiable de générer ces photons.

La différence entre les polarisations des données mesurées en utilisant ces deux Monte Carlo (celui de référence et celui dans lequel la part des faux photons a été diminuée) a servi à estimer l'effet systématique. La polarisation a été mesurée sur les données, mais aussi sur plusieurs échantillons de Monte Carlo afin d'avoir plusieurs estimations de l'effet de la réduction de faux photons. Une correction est appliquée canal par canal à partir des résultats du Tableau 9.5, sauf pour le canal π où une estimation directe est effectuée en comparant l'efficacité de la coupure à 0.2 sur la probabilité du faux photon résiduel dans les données et dans le Monte Carlo (voir le Chapitre 6 et la Figure 6.5). La variation de la

polarisation correspondant à l'incertitude sur l'excès de faux photons est donnée comme erreur systématique dans le Tableau 9.6.

Canal	Erreur systématique en %
ρ sans $\vec{\tau}$	-0.42 ± 0.21
ρ avec $\vec{\tau}$	-0.53 ± 0.26
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ sans $\vec{\tau}$	-0.20 ± 0.10
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ avec $\vec{\tau}$	-0.50 ± 0.25
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ sans $\vec{\tau}$	-2.0 ± 1.0
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ avec $\vec{\tau}$	-2.5 ± 1.25

Tableau 9.6: Les effets systématiques dus à l'excès de faux photons dans les données.

Regardons à présent quel est l'effet de cet excès de faux photons pour le canal ρ , par exemple. La distribution des trois observables utilisées ($\omega, \omega_\tau, \Omega$ définies dans le Chapitre 8) est donnée pour le signal ρ et pour le bruit de fond du canal π dans la Figure 9.13. Les deux états d'hélicité sont montrés pour le bruit de fond et pour les données. Le signal est normalisé au bruit de fond dans ces figures. Les événements π reconstruits comme ρ ne représentent que 1 % des événements ρ . Malgré cette faible contamination, ces distributions montrent que ce bruit de fond sera beaucoup plus dangereux pour la mesure de la polarisation que le bruit de fond des événements $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ alors que ces événements représentent pourtant 5.5% de l'échantillon sélectionné comme ρ . La distribution des trois observables des événements $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ est très semblable à la distribution de ces observables pour le signal ρ , comme le montre la Figure 9.14. A l'inverse, le bruit de fond du canal π dans le ρ contribue essentiellement à l'état d'hélicité +1 et biaise ainsi davantage la mesure de la polarisation.

Le bruit de fond π dans le canal ρ est dû aux événements où le photon reconstruit comme bon photon résiduel est en fait un faux photon. Comme la distribution d'énergie des faux photons est piquée à basse énergie, l'asymétrie entre l'énergie du π^\pm et le photon résiduel est grande et la distribution en ω est piquée aux grandes valeurs de ω , donc vers les événements de polarisation +1. En supposant que tous les événements du bruit de fond π reconstruit dans le canal ρ ont la valeur $\omega = +1$, une réduction de 30% du nombre de faux photons dans le Monte Carlo diminuera la part du bruit de fond du π dans le ρ de la même quantité, et l'état d'hélicité +1 sera appauvri. La polarisation obtenue sur les données sera donc plus positive de 0.3% que celle obtenue en faisant l'ajustement avec tous les faux photons dans le Monte Carlo. Cette estimation approximative de l'effet systématique est en accord avec l'effet systématique montré dans le Tableau 9.6.

Une autre manière de vérifier si la mauvaise simulation du nombre de faux photons n'entraîne pas des effets supplémentaires sur la mesure de la polarisation consiste à prendre les événements reconstruits comme π et accompagnés d'un faux photon dont la probabilité $P_{\gamma res}$ est proche de la valeur 0.5 (on rappelle ici que les événements π accompagnés d'un photon satisfaisant à la condition $0.2 \leq P_{\gamma res} \leq 0.5$ sont rejetés par la classe π , mais ne sont pas acceptés dans la classe ρ pour l'analyse de la polarisation). Ces événements ont une probabilité proche de la valeur seuil qui détermine si un photon est accepté comme bon photon résiduel provenant de processus physiques, ou s'il est déclaré faux photon. Ces événements sont une source de bruit de fond pour la classe ρ . Comme le montre la Figure 9.16, après que la part de faux photons ait été augmentée de 10%, l'accord entre

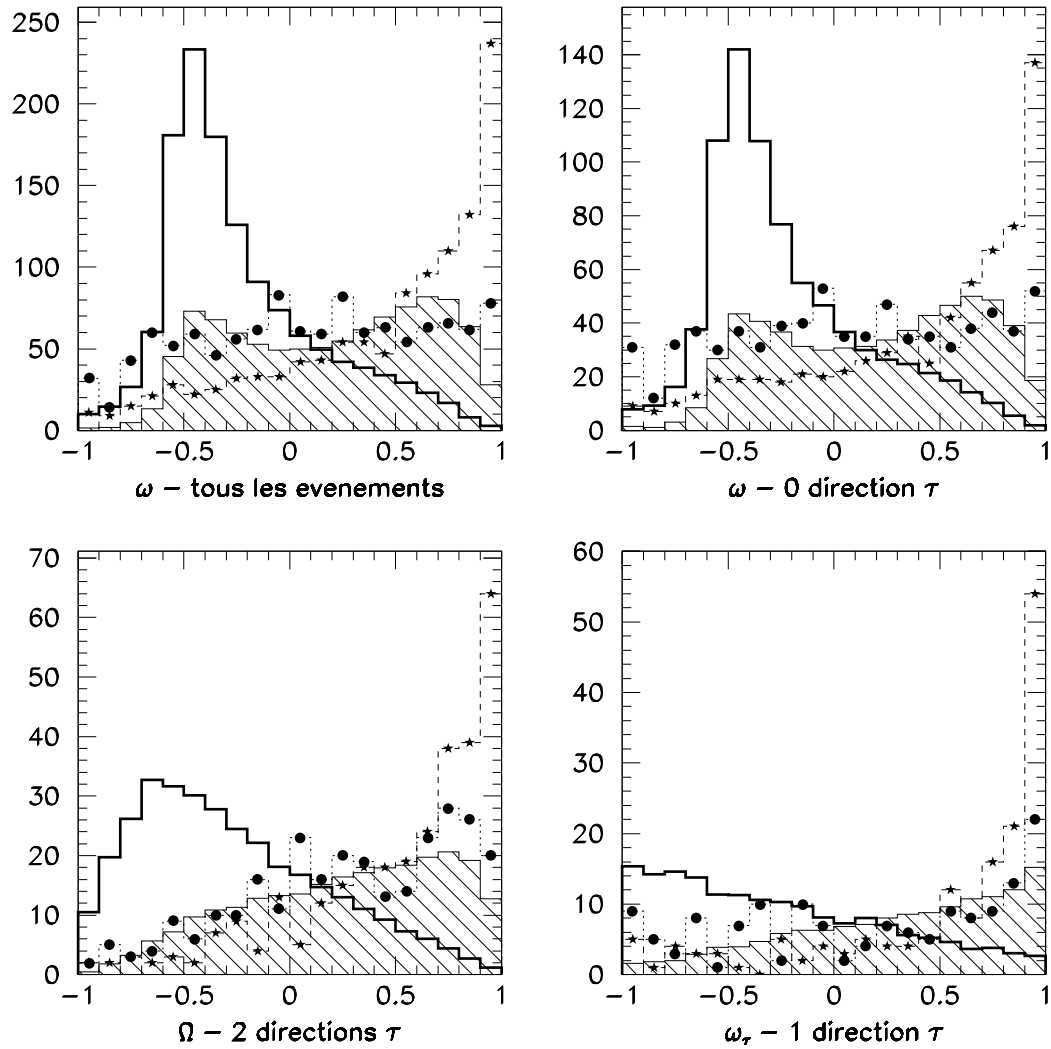


Figure 9.13: La distribution des trois observables $(\omega, \omega_\tau, \Omega)$ utilisées dans la mesure de la polarisation pour le signal ρ et pour le bruit de fond π . Le signal est normalisé au bruit de fond. L'état d'hélicité -1 est en trait fort dans le signal, et en cercles pour le bruit de fond. L'état d'hélicité $+1$ est en hachuré pour le signal, et en étoiles pour le bruit de fond.

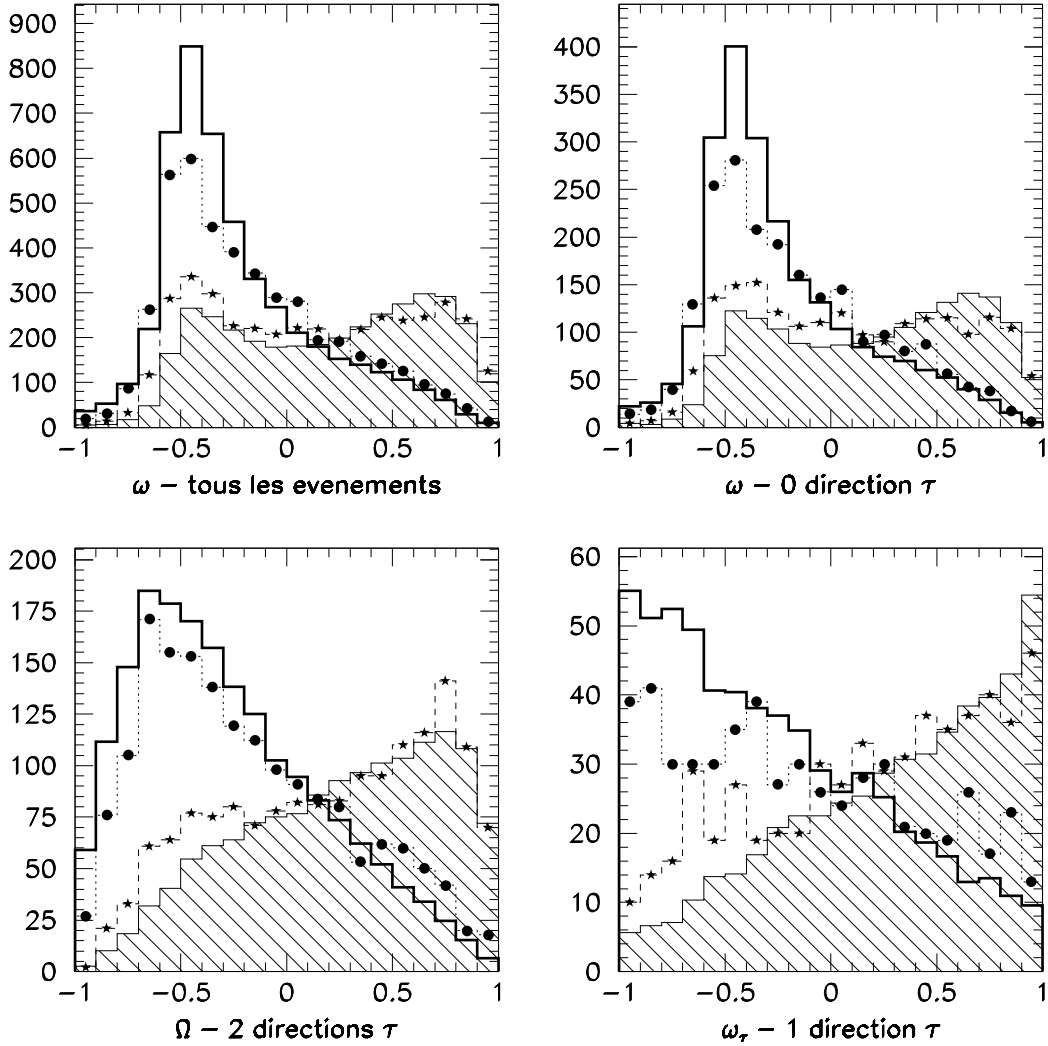


Figure 9.14: La distribution des trois observables utilisées dans la mesure de la polarisation pour le signal ρ et pour le bruit de fond $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$. Le signal est normalisé au bruit de fond. L'état d'hélicité -1 est en trait fort dans le signal, et en cercles pour le bruit de fond. L'état d'hélicité $+1$ est en hachuré pour le signal, et en étoiles pour le bruit de fond.

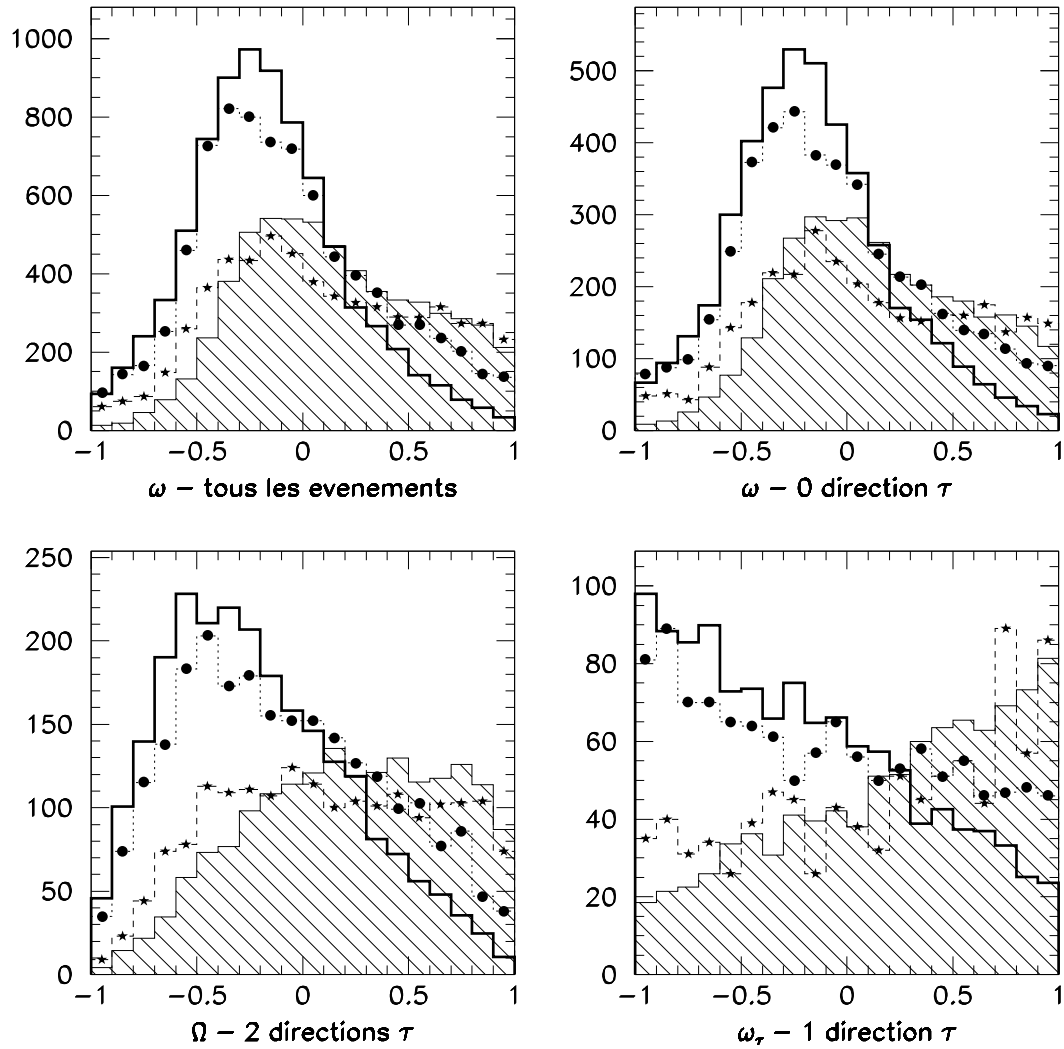


Figure 9.15: La distribution des trois observables utilisées dans la mesure de la polarisation pour le signal $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ et pour le bruit de fond. Le signal est normalisé au bruit de fond. L'état d'hélicité -1 est en trait fort dans le signal, et en cercles pour le bruit de fond. L'état d'hélicité $+1$ est en hachurée pour le signal, et en étoiles pour le bruit de fond.

les données et le Monte Carlo est satisfaisant. La distribution en énergie des photons dont la probabilité est proche de 0.5 est également satisfaisante et ne présente pas de désaccord entre les données et le Monte Carlo. L'énergie du photon (ou du π^0) est un paramètre très sensible à la polarisation du τ dans le canal ρ . La distribution de la distance du faux photon à la trace chargée est également en bon accord entre les données et le Monte Carlo, comme le montre la Figure 9.18.

De même, nous avons vérifié qu'il n'y a pas de désaccord pour la distribution d'énergie ou de distance à la trace chargée dans les événements ρ dans lesquels le π^0 est un photon résiduel et dont la probabilité $P_{\gamma \text{ res}}$ est proche de 0.5. La région $0.5 < P_{\gamma \text{ res}} < 0.7$ est enrichie en faux photons. Les Figures 9.17 et 9.19 montrent un bon accord entre les données et le Monte Carlo.

9.4.3 La coupure sur la distance entre le photon et la trace chargée

La position du problème

Rappelons brièvement comment l'algorithme GAMPEX trouve les photons dans le ECAL. Les tours projectives du ECAL sont divisées en trois niveaux de profondeur, dits *storeys*. GAMPEX recherche les *storeys* avec un maximum local de dépôt d'énergie dans la première, puis dans les deux autres couches du ECAL. Les *storeys* voisins (c'est-à-dire ceux avec lesquels il partage une face commune) sont associés au storey d'énergie maximum. Ainsi est constitué un amas qui sera appelé photon si la distance entre le barycentre de l'amas et la trace chargée dépasse 2 cm et si son énergie est supérieure à 300 MeV.

La distance à la trace chargée est un paramètre important pour distinguer les bons photons des faux photons. La distribution de cette distance est représentée pour les données et le Monte Carlo dans la Figure 9.20. La normalisation entre les données et le Monte Carlo est faite dans cette figure pour les distances supérieures à 12 cm. La distribution de cette distance au niveau généré est montrée en pointillés. On voit que même lorsque la distance du photon à la trace chargée est de quelques cm au niveau généré, une partie de ces photons est perdue lors de la reconstruction. Ceci se produit lorsque l'énergie déposée par le photon se superpose à l'énergie déposée par la trace chargée, et le barycentre de l'énergie attribuée au candidat photon se trouve à moins de 2 cm de la trace.

La comparaison des efficacités déterminées sur les données et sur le Monte Carlo (le rapport du nombre d'événements non-rejetés au nombre d'événements générés) montre que le rapport est compatible avec 1. La variation entre les efficacités statistiquement permise est reproduite en changeant la valeur de la coupure de moins de 1mm. L'effet systématique sur la polarisation est obtenu en changeant de la même quantité cette coupure dans les données par rapport au Monte Carlo.

Plusieurs autres coupures utilisées pour définir les photons et les π^0 peuvent entraîner des efficacités différentes sur les données et sur le Monte Carlo. L'estimation de l'effet systématique dû à ce désaccord entre les données et le Monte Carlo a été faite de la même manière dans tous ces cas. Nous décrivons ici la prescription utilisée. La procédure ne sera pas rappelée dans les paragraphes traitant des autres effets systématiques.

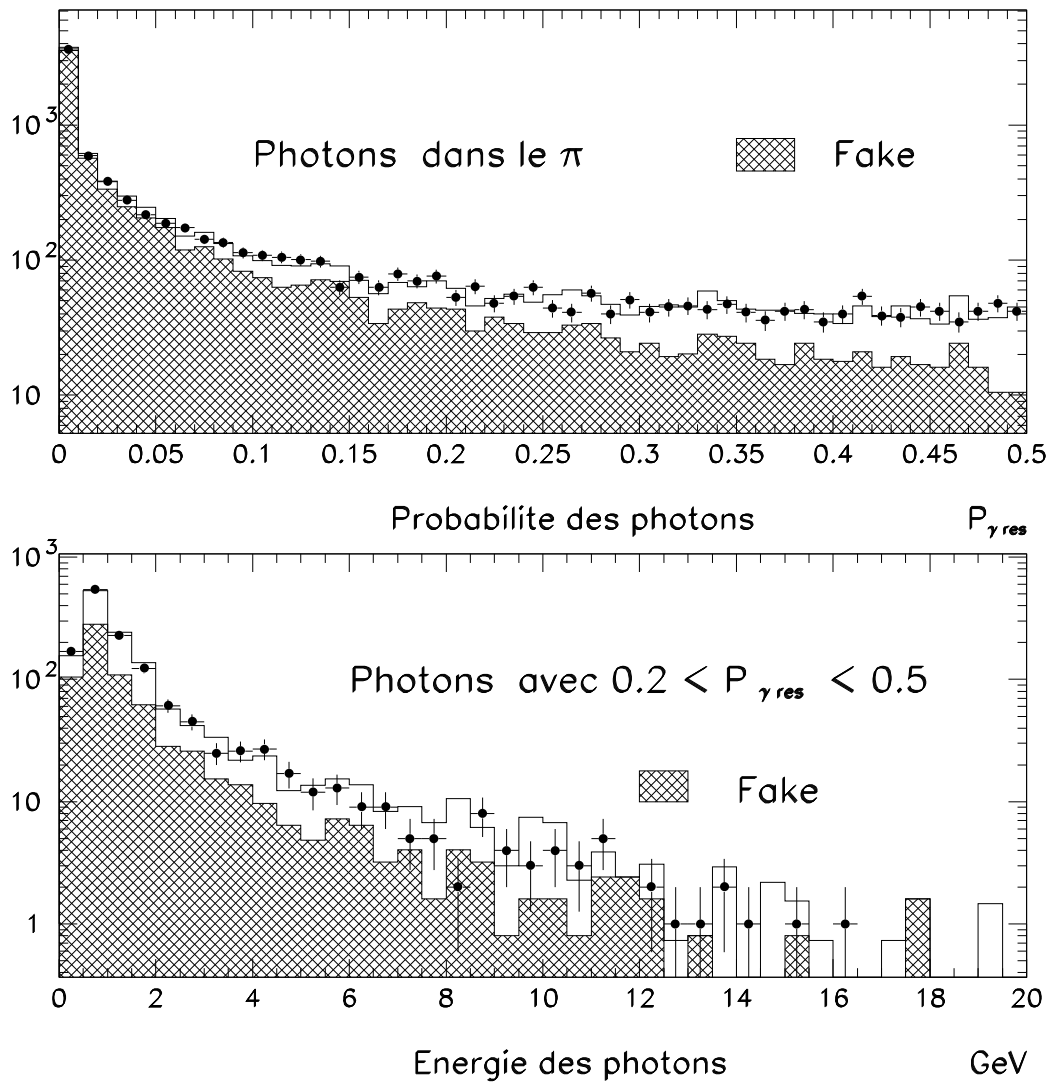


Figure 9.16: La distribution de la probabilité des photons dans le canal π , et la distribution de l'énergie des photons de probabilité proche de 0.5.

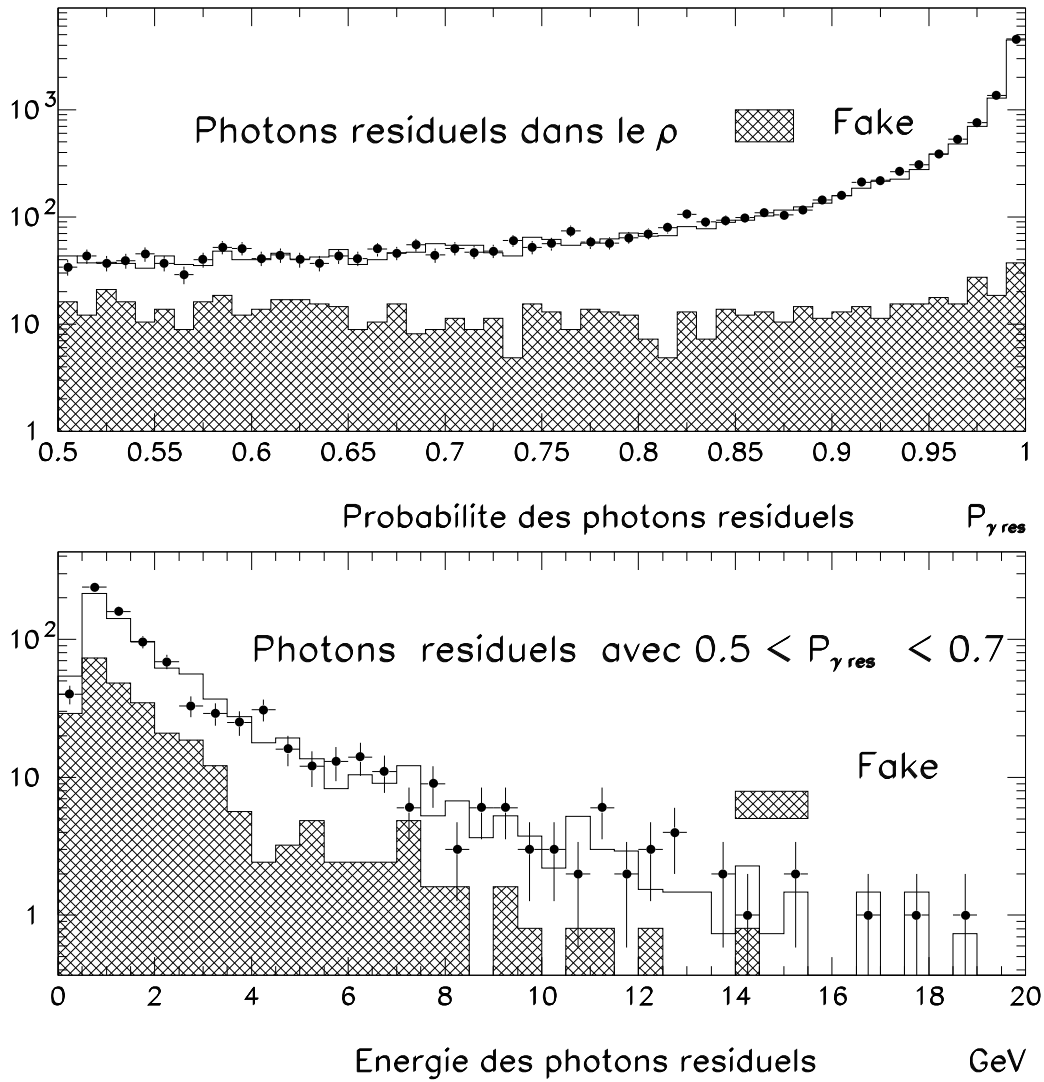


Figure 9.17: La distribution de la probabilité des photons résiduels dans le canal ρ , et la distribution de l'énergie des photons de probabilité proche de 0.5.

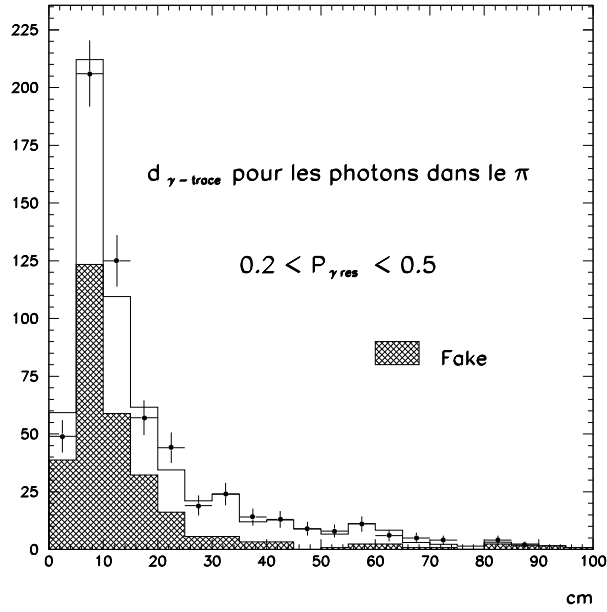


Figure 9.18: La distribution de la distance à la trace chargée des photons dans le canal π pour lesquels la probabilité est proche de 0.5.

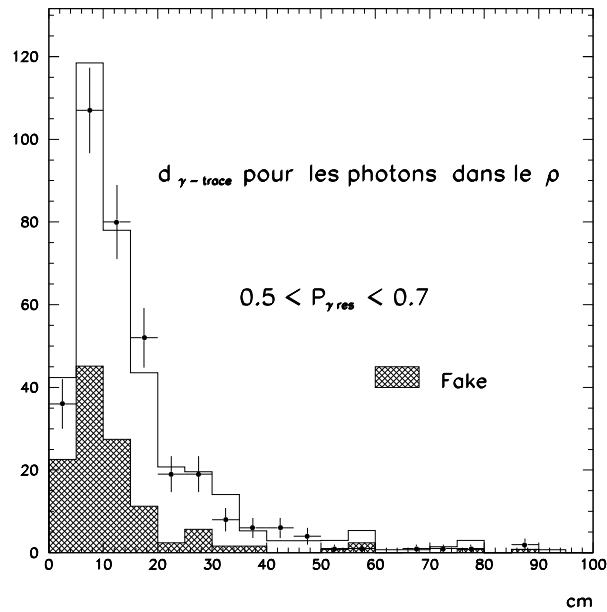


Figure 9.19: La distribution de la distance à la trace chargée des photons résiduels dans le canal ρ dans une région enrichie en faux photons.

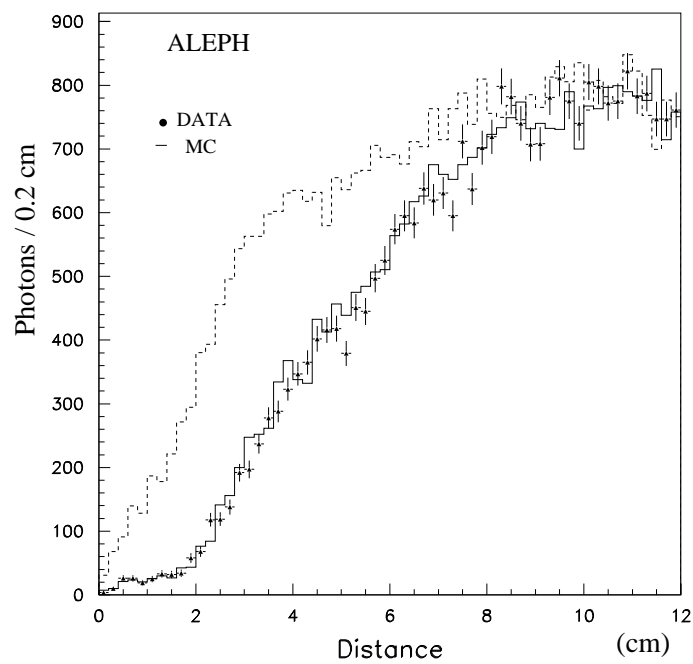
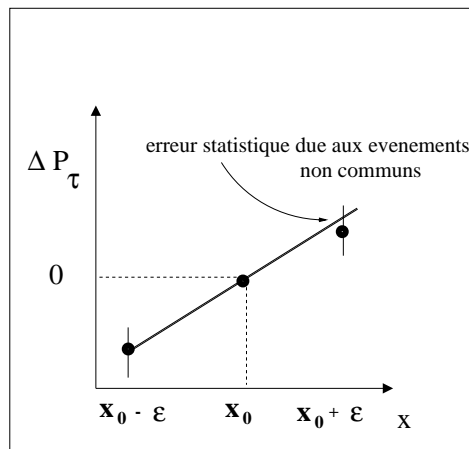


Figure 9.20: La distribution de la distance entre le photon et la trace chargée pour les données et le Monte Carlo. Les pointillés montrent la distribution de cette distance au niveau des événements générés avant la reconstruction.

La méthode pour déterminer l'effet systématique

Pour une variable x sur laquelle une coupure est faite, la comparaison de sa distribution sur les données et sur le Monte Carlo permet de mettre une limite supérieure sur la qualité de l'accord entre les données et le Monte Carlo. Pour avoir les mêmes efficacités de la coupure sur les données et sur le Monte Carlo, la coupure doit être déplacée de Δx dans le Monte Carlo par exemple, et l'incertitude sur ce Δx est noté $\delta_{\Delta x}$. Dans le cas particulier de la coupure sur la distance du photon à la trace chargée, $\delta_{\Delta x} = 1mm$. La polarisation est alors mesurée sur trois échantillons: dans le premier la coupure sur x à sa valeur normale x_0 . Dans les deux autres échantillons, la valeur de la coupure a été modifiée dans les données uniquement (par exemple de $\pm\epsilon$) pour mesurer la sensibilité de la polarisation à la coupure considérée. Les erreurs associées aux polarisations mesurées à $x = x_0 \pm \epsilon$ sont des fluctuations statistiques relatives à la valeur $x = x_0$ attendues compte tenu du nombre d'événements non communs entre les données pour $x = x_0$ et celles pour $x = x_0 \pm \epsilon$.



Une droite est ensuite ajustée pour passer par les 3 points avec une pente a et une incertitude sur cette pente δa . L'erreur systématique que nous avons choisi de retenir pour rendre compte d'une différence d'efficacité entre les données et Monte Carlo de la coupure sur x est alors $(|a| + \delta a)\delta_{\Delta x}$.

A chaque fois que nous avons estimé un effet systématique, nous l'avons fait dans deux cas: dans le cas de l'analyse avec l'utilisation de la direction du τ , mais également dans le cas de l'analyse sans la direction. L'amélioration de la sensibilité de la mesure de la polarisation étant faible malgré tout, on ne s'attend pas à ce que cette faible amélioration entraîne des effets systématiques importants. Cela a été vérifiée dans tous les cas.

Nous avons donc mesuré la polarisation dans les trois échantillons définis par les trois observables utilisées: l'échantillon avec deux directions mesurées et l'observable Ω , l'échantillon dans lequel la direction a été obtenue par une fluctuation de l'état hadronique et dans lequel c'est la variable ω_τ qui est l'observable utilisée, et finalement l'échantillon sans direction.

Lorsqu'une coupure varie de $\pm\epsilon$, un événement reconstruit initialement comme ρ (par exemple) peut être reconstruit comme π (par exemple). La masse invariante de l'hémisphère peut être modifiée et l'hémisphère ρ peut être retenu dans l'analyse de la polarisation dans la configuration $x = x_0$, mais rejeté dans la configuration $x = x_0 \pm \epsilon$. L'introduction de la direction, et par conséquent de trois observables différentes, nous oblige à tenir compte également des hémisphères pour lesquelles le nombre de directions τ aurait changé entre les configurations avec $x = x_0$ et celles avec $x = x_0 \pm \epsilon$. Rappelons que la méthode retenue pour mesurer une direction dans les événements où les deux cônes ne sont pas sécants consiste à faire fluctuer les deux hémisphères hadroniques. Un hémisphère dans lequel il y a une direction τ lorsque $x = x_0$ peut soit avoir 1 direction τ , soit 2 directions τ , soit aucune direction lorsque la coupure sur x va varier. Con-

trairement au cas où deux directions sont reconstruites dans l'événement, si une seule direction τ est mesurée dans les trois cas ($x = x_0, x = x_0 \pm \epsilon$) les observables ω_τ ne seront pas corrélées car elles résulteront d'états finals différents. Cette différence n'est pas due à l'effet systématique étudié, mais aux fluctuations non corrélées des hémisphères. Lorsque la coupure sur x varie de $\pm\epsilon$, une fraction non-négligeable d'événements vont passer de la configuration avec une (ou zéro) direction τ vers celle avec zéro (ou une) direction τ . Par contre, peu d'événements ayant initialement deux directions τ en auront une ou zéro après le changement de la valeur de la coupure x .

Ces études nous amènent à regrouper les échantillons à 0 ou 1 direction et à les analyser en utilisant la variable ω sans la direction du τ pour éviter les fluctuations statistiques discutées ci-dessus. La perte en sensibilité qui en résulte est faible, car le gain en sensibilité est surtout dû aux événements pour lesquels les deux directions sont mesurées. Pour l'évaluation des effets systématiques, nous allons donc mesurer la polarisation dans deux sous-ensembles: le premier est formé par les événements où deux directions τ sont mesurées; le deuxième regroupe tous les autres événements.

Application à la distance entre le photon et la trace

Revenons au cas particulier de la coupure sur $d_{\gamma\text{-trace}}$. La variation de la polarisation dans les deux sous-ensembles est montrée dans la Figure 9.21(a) et (b). Les erreurs appliquées à $\delta d = \pm 0.1$ cm sont calculées à partir du nombre d'événements non communs entre la configuration avec $d = 2\text{cm}$ et $d = 2 \pm 0.1$ cm. Les polarisations mesurées dans les deux ensembles sont ensuite combinées, compte tenu des événements échangés entre les deux sous-ensembles. La variation de la polarisation combinée ainsi obtenue est montrée sur la Figure 9.21(d). Les incertitudes appliquées aux points correspondant à $\delta d = \pm 0.1$ cm sont le résultat de la combinaison des incertitudes appliquées dans les Figures 9.21(a) et (b). Si la polarisation est mesurée dans tous les événements sans prendre en compte l'information contenue dans la direction du τ , la variation de la polarisation est montrée dans la Figure 9.21(c). Les erreurs systématiques obtenues par la méthode où la direction du τ n'est pas utilisée et la méthode avec l'utilisation de cette direction sont de même ordre. En effet, l'effet systématique obtenu sans utiliser la direction est de $0.11 + 0.06 = 0.17\%$ alors que l'utilisation de la direction dans une partie des événements donne un effet systématique de $0.14 + 0.07 = 0.21\%$. La variation de la polarisation résultant du changement de la coupure sur la distance entre le photon et la trace chargée de ± 0.1 est donnée dans le Tableau 9.7.

Canal	Erreur systématique en %
π	± 0.10
ρ sans $\vec{\tau}$	± 0.17
ρ avec $\vec{\tau}$	± 0.21
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ sans $\vec{\tau}$	± 0.52
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ avec $\vec{\tau}$	± 0.55
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ sans $\vec{\tau}$	± 0.22
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ avec $\vec{\tau}$	± 0.24

Tableau 9.7: Les effets systématiques de la coupure sur la distance entre le photon et la trace chargée.

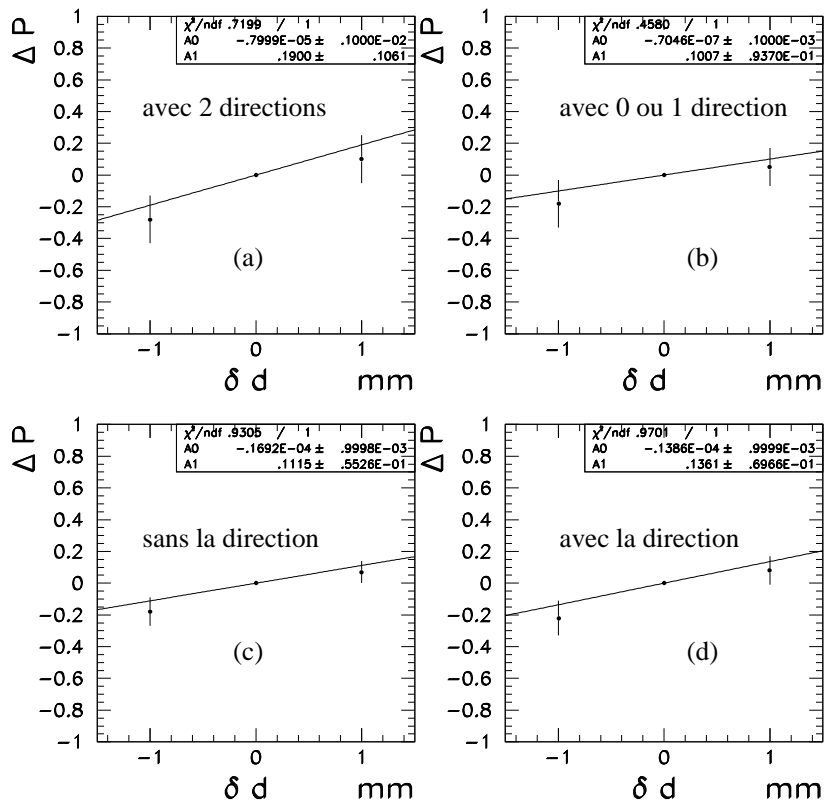


Figure 9.21: La variation de la polarisation observée lorsque la valeur de la distance à la trace chargée varie de $\pm 0.1\text{cm}$. Les erreurs sont calculées à partir du nombre d'événements non communs entre la configuration de départ et la configuration utilisée pour l'étude de l'effet systématique. La figure (d) est la combinaison de (a) et (b).

Les tests complémentaires

La polarisation a également été mesurée en modifiant la coupure sur la distance de l'amas à la trace entre 2 cm et 10 cm, simultanément dans les données et dans le Monte Carlo. Ceci permet une vérification globale de la stabilité de la mesure de la polarisation. Pour le canal ρ , et pour les données analysées en 1992, cette étude est résumée dans le Tableau 9.8. Aucun effet systématique n'est observé. De même, lorsque cette coupure est fixée à 8 cm pour toutes les données prises entre 1992 et 1994, et pour le Monte Carlo, il n'y a pas d'indication d'un effet systématique, comme le montre le Tableau 9.9.

	$d = 2cm$	$d = 5cm$	$d = 8cm$	$d = 10cm$
sans la direction τ	0	$(+0.92 \pm 0.62)\%$	$(+0.49 \pm 1.03)\%$	$(+0.57 \pm 1.16)\%$
avec la direction τ	0	$(+0.87 \pm 0.73)\%$	$(+0.49 \pm 1.16)\%$	$(-0.18 \pm 1.34)\%$

Tableau 9.8: La variation de la polarisation pour plusieurs valeurs de la coupure sur la distance de la trace chargée à l'amas pour les données ρ de 1992.

	$d = 2cm$	$d = 8cm$
sans la direction τ	0	$(+0.37 \pm 0.50)\%$
avec la direction τ	0	$(+0.20 \pm 0.57)\%$

Tableau 9.9: L'effet sur la polarisation d'un changement de la valeur de la coupure sur la distance entre le photon et la trace chargée simultanément dans les données 1992 à 1994 et dans le Monte Carlo.

La proximité entre la trace chargée et le π^0 peut aussi entraîner une mauvaise reconstruction de l'énergie du π^0 . Dans le cas du canal ρ , et pour les différentes valeurs de la distance entre le photon et la trace, la distribution de l'énergie du π^0 est montrée dans les Figures 9.22 et 9.23. L'accord entre les données et le Monte Carlo est satisfaisant aussi bien aux petites qu'aux grandes distances.

La distribution de l'énergie du π^0 dans le ρ (ou dans le canal $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$), toutes distances confondues ($d > 2cm$), est montrée sur la Figure 9.24 (9.25). Un léger excès d'événements dans les données est visible lorsque le π^0 a une énergie élevée. On peut penser que ceci est dû aux événements où le π^0 est proche de la trace chargée dont l'interaction dans le ECAL augmenterait l'énergie reconstruite du photon. Ainsi, l'énergie totale du π^0 serait mal mesurée et surestimée. Le même excès est visible dans le canal $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ (voir la Figure 9.25). La distribution de la distance du π^0 de plus de 38 GeV (valeur à partir de laquelle il y a un excès de données par rapport au Monte Carlo), ou du photon le plus proche dans le cas où le π^0 est résolu dans le canal ρ , est montrée dans la Figure 9.26. Cette distribution est en bon accord avec le Monte Carlo et ne montre pas un excès d'événements aux petites distances. L'excès de π^0 très énergiques dans les données n'est donc pas la conséquence de la proximité de la trace chargée et du photon.

9.4.4 Le seuil en énergie des photons

Pour qu'un amas reconstruit dans le ECAL soit retenu comme candidat photon il faut que son énergie soit supérieure à 300 MeV. La distribution de l'énergie des amas reconstruits dans le Monte Carlo et dans les données est montrée sur la Figure 9.27. Les faux photons

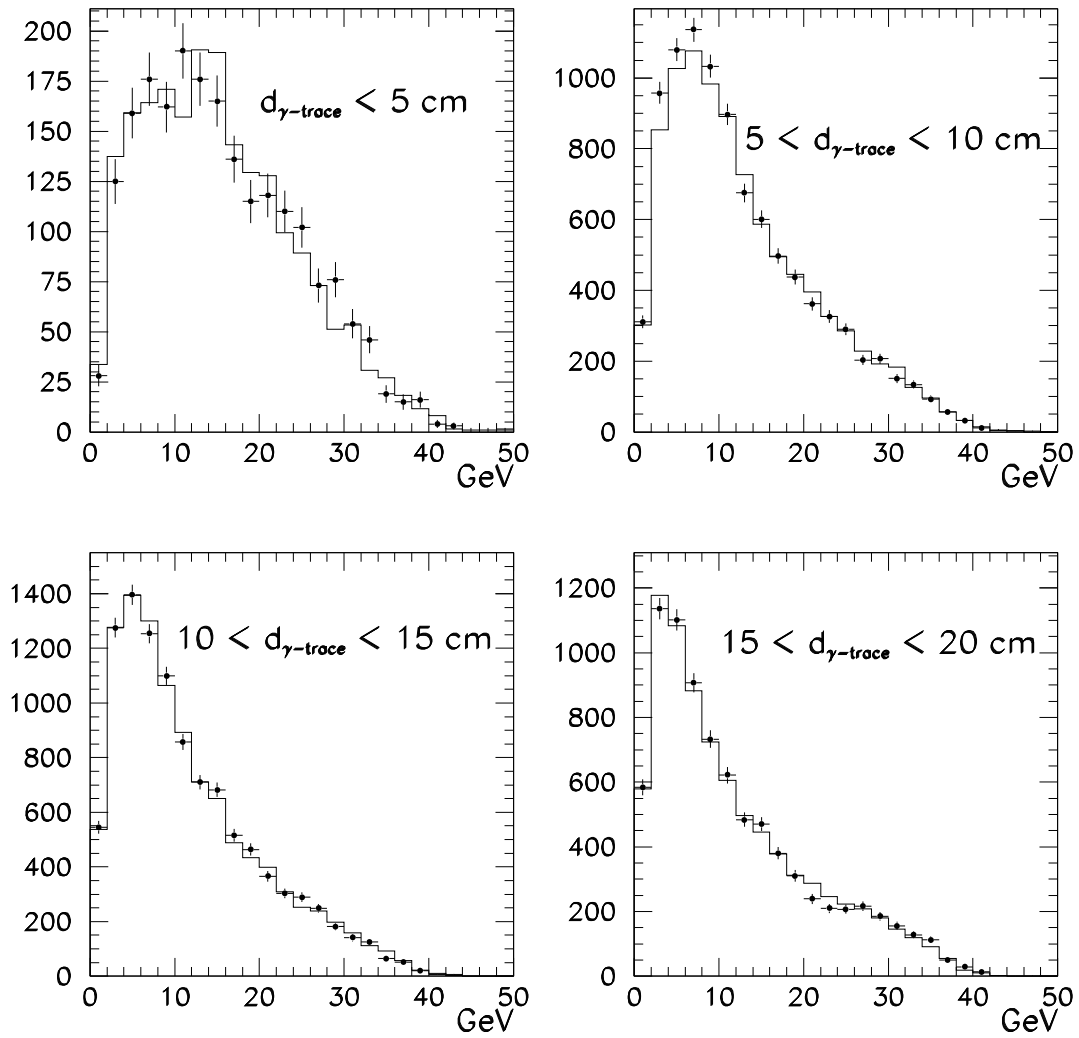


Figure 9.22: La distribution de l'énergie du π^0 dans le ρ pour différentes valeurs de la distance du photon à la trace chargée. Lorsque le π^0 est reconstruit avec deux photons, c'est la plus petite des deux distances qui est utilisée.

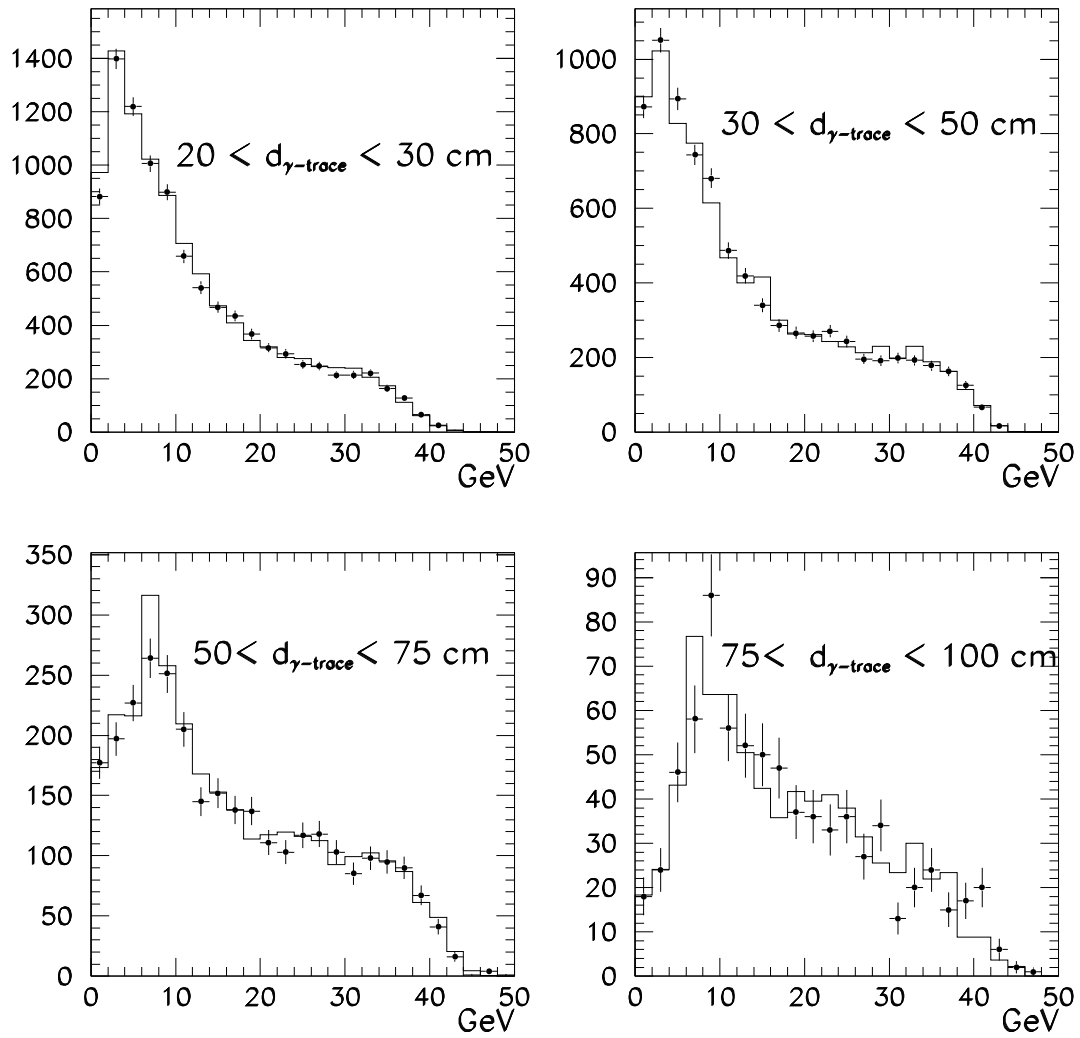


Figure 9.23: La distribution de l'énergie du π^0 dans le ρ pour différentes valeurs de la distance du photon à la trace chargée. Lorsque le π^0 est reconstruit avec deux photons, c'est la plus petite des deux distances qui est utilisée.

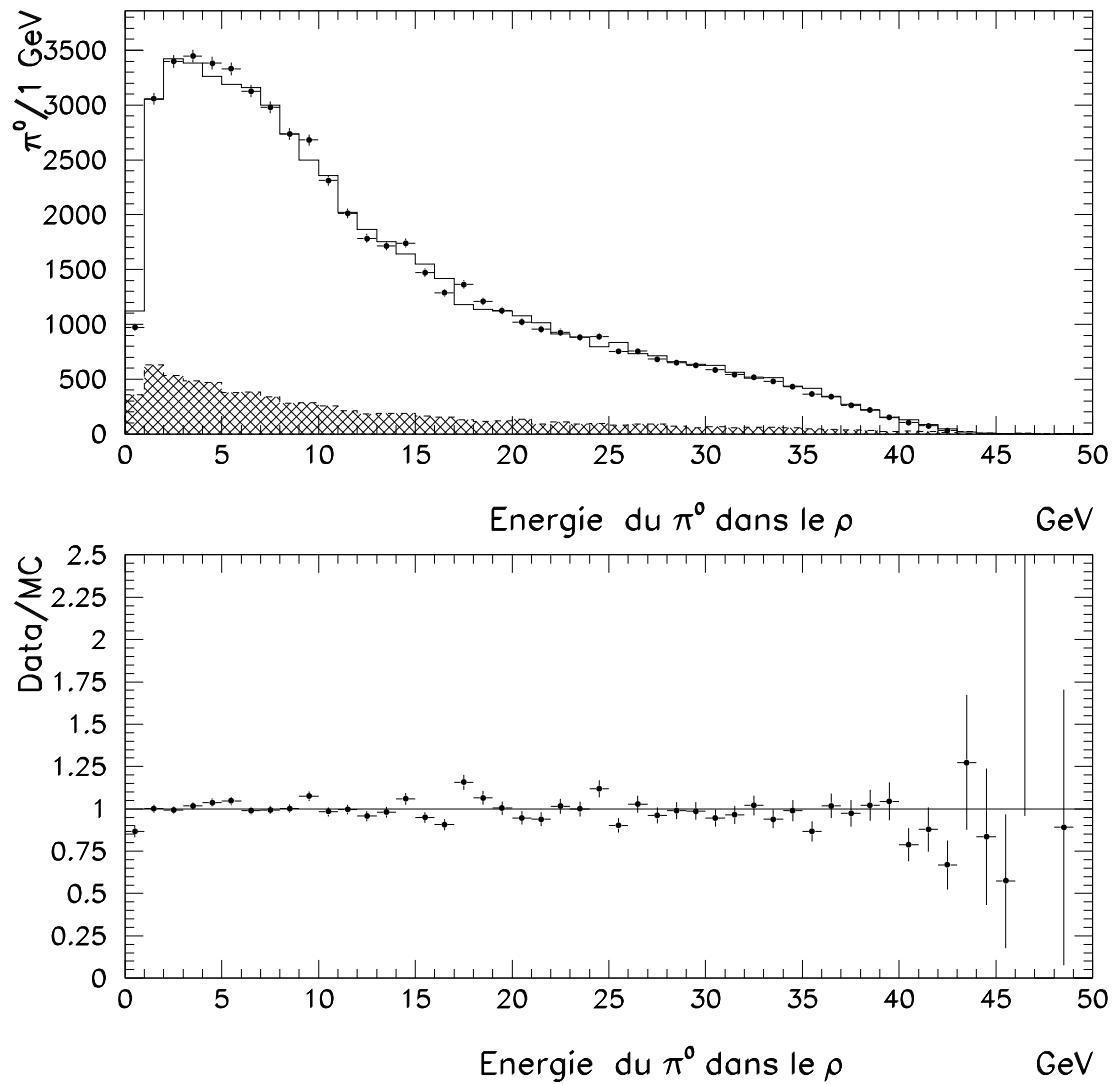


Figure 9.24: La distribution de l'énergie du π^0 dans les données et dans le Monte Carlo pour le canal ρ . Le bruit de fond est montré en grisé. Le rapport de données au Monte Carlo est également montré.

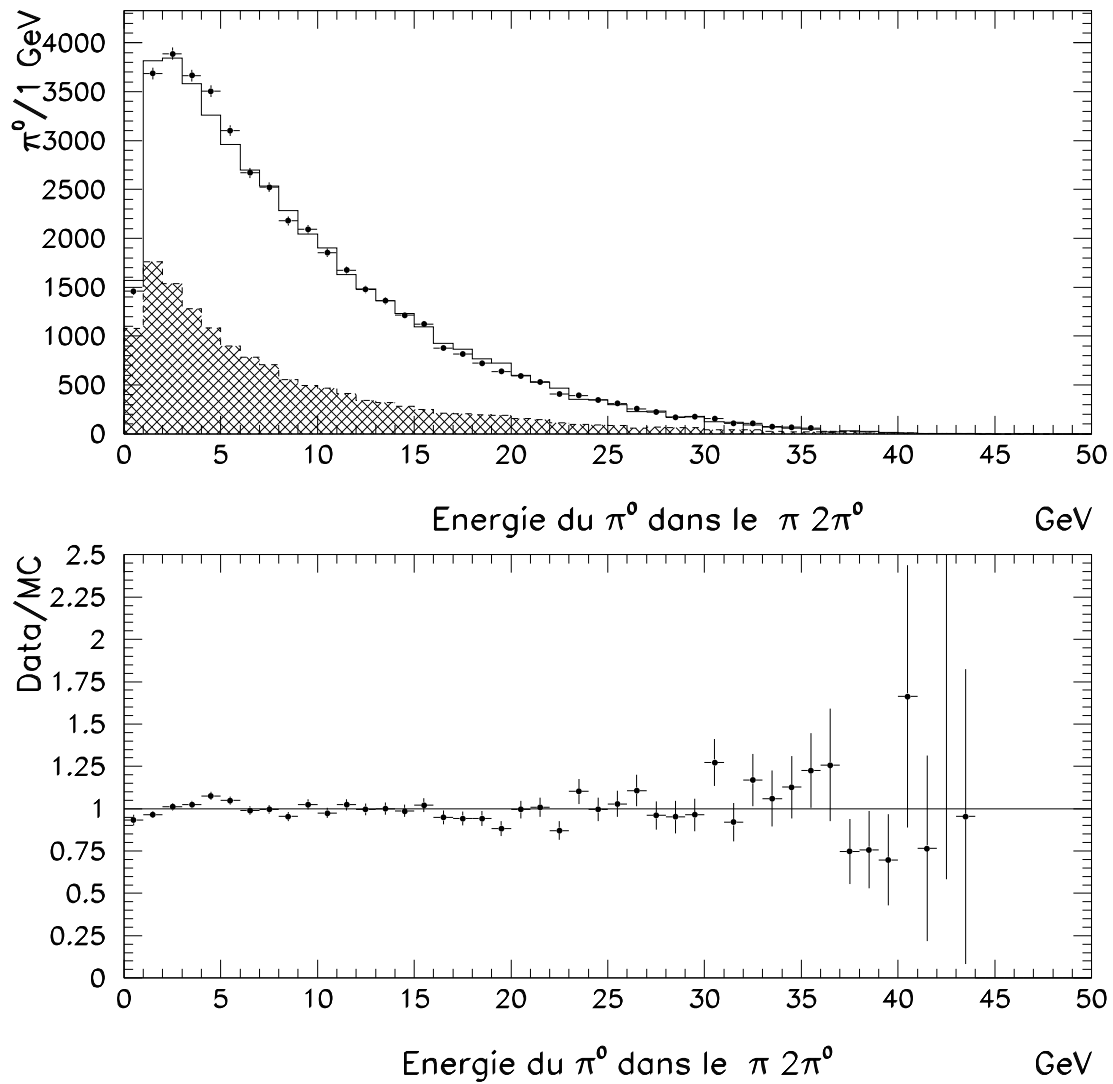


Figure 9.25: La distribution de l'énergie du π^0 dans les données et le Monte Carlo pour le canal $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$.

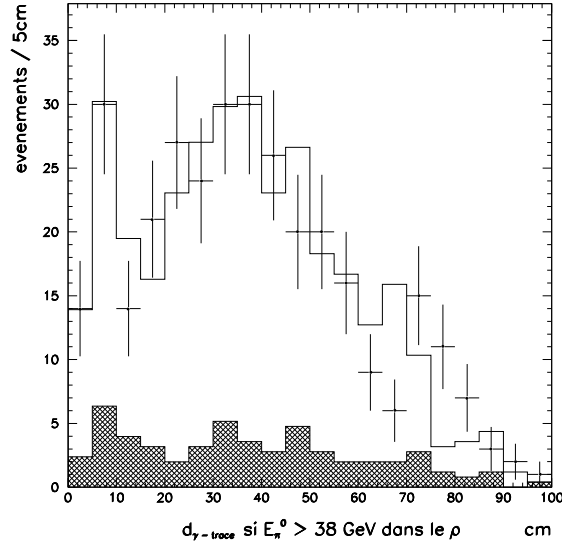


Figure 9.26: La distribution de la distance du π^0 à la trace chargée pour des événements ρ où le π^0 a une énergie plus grande que 38 GeV. La part de faux photons est en grisé.

ont été soustraits de ces distributions. La normalisation est faite pour des valeurs de E_γ plus grandes que 2 GeV. Comme pour la coupure sur la distance entre le photon et la trace chargée, la comparaison des efficacités de cette coupure sur les données et sur le Monte Carlo en dessous de 1 GeV a permis d'établir que les efficacités sont compatibles à condition d'augmenter la valeur de ce seuil de 40 MeV dans le Monte Carlo. L'incertitude sur ces 40 MeV est de ± 20 MeV.

La polarisation a été mesurée pour une valeur de la coupure de 300 MeV et 340 MeV. L'effet sur la polarisation est résumé dans le Tableau 9.10. Cet effet est faible dans tous les canaux.

Canal	Erreur systématique en %
ρ sans $\vec{\tau}$	± 0.06
ρ avec $\vec{\tau}$	± 0.10
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ sans $\vec{\tau}$	± 0.32
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ avec $\vec{\tau}$	± 0.25
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ sans $\vec{\tau}$	± 0.27
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ avec $\vec{\tau}$	± 0.21

Tableau 9.10: Les effets systématiques de la coupure sur le seuil en énergie d'un photon.

9.4.5 La reconstruction des π^0

La masse reconstruite du π^0 intervient dans la définition des couples de photons qui vont former un π^0 . Cette masse reconstruite augmente en fonction de l'énergie du π^0 , à cause du biais sur l'angle d'ouverture du π^0 introduit par le critère de reconstruction utilisé.

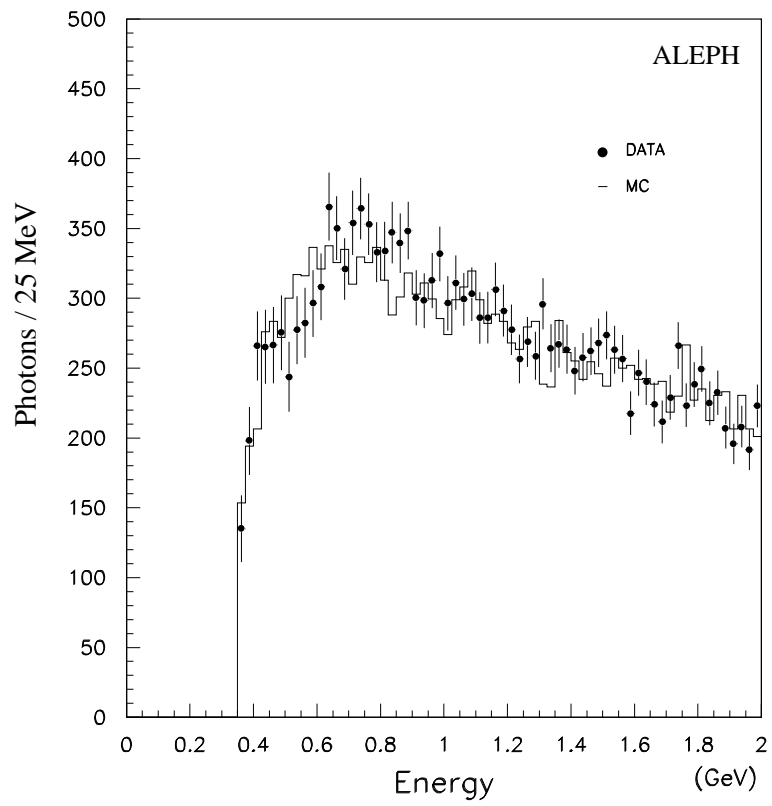


Figure 9.27: La distribution de l'énergie des photons en dessous de 2 GeV pour les données et pour le Monte Carlo.

En effet, lorsqu'un π^0 est reconstruit avec deux photons résolus, la valeur mesurée de cet angle tend à être plus grande que sa vraie valeur. La variation de cette masse et de la résolution sur celle-ci en fonction de l'énergie du π^0 sont montrées dans la Figure 9.28, pour les données et pour le Monte Carlo, dans le baril et dans les bouchons du ECAL. Les erreurs dans cette figure sont des erreurs statistiques et systématiques, ces dernières tenant compte du bruit de fond, des faux photons et de l'ajustement d'une gaussienne fait pour mesurer m_{π^0} . Pour estimer l'effet systématique, on a fait fluctuer m_{π^0} suivant les erreurs statistiques indépendamment d'un intervalle d'énergie à un autre, et suivant des erreurs systématiques de manière globale.

Dans la définition des π^0 intervient également l'estimateur $D_{i,j}^{\pi^0}$. Cet estimateur sert à définir les paires de photons qui vont former un π^0 (voir la Section 5.3). Il est le produit des probabilités P_γ de chacun des deux photons et de la probabilité que ces deux photons forment un π^0 à l'énergie mesurée, compte tenu de la dépendance observée de la variation de la masse mesurée du π^0 avec l'énergie (voir la Figure 9.28).

La distribution de cet estimateur est montrée sur la Figure 9.29. Sur cette distribution, un excès d'événements dans les données est visible pour les basses valeurs. À cause de cet excès, la coupure a été placée différemment dans les données (0.0007) et dans le Monte Carlo (0.00087). Pour estimer l'effet systématique introduit par cette différence entre les données et le Monte Carlo, nous avons fait varier la valeur de la coupure dans les données de ± 0.0002 . Comme dans le cas des distributions de référence, toute la correction est prise comme erreur systématique.

Les variations de la polarisation dues à la paramétrisation de la masse du π^0 et à l'estimateur précédent sont montrées dans le Tableau 9.11. Ces erreurs sont les erreurs systématiques dominantes dans la mesure de la polarisation dans le canal ρ et dans le canal $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$.

Canal	Erreur systématique en %
ρ sans $\vec{\tau}$	± 0.22
ρ avec $\vec{\tau}$	± 0.22
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ sans $\vec{\tau}$	± 0.87
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ avec $\vec{\tau}$	± 0.66

Tableau 9.11: Les effets systématiques dus à la reconstruction des π^0 .

9.5 Les erreurs systématiques dues à la calibration

Deux types d'effets systématiques sont décrits ici. Le premier est dû à une correction de calibration de l'énergie mesurée par le ECAL, et à la précision avec laquelle cette correction a été mesurée. Le deuxième effet est dû aux corrections de flèche et de l'impulsion mesurée dans la TPC.

9.5.1 La calibration du ECAL

Décrivons d'abord comment l'énergie des photons mesurée dans le ECAL a été calibrée. Rappelons que la mesure d'énergie dans GAMPEX est effectuée à partir des quatre tours centrales (voir la Section 5.3.1).

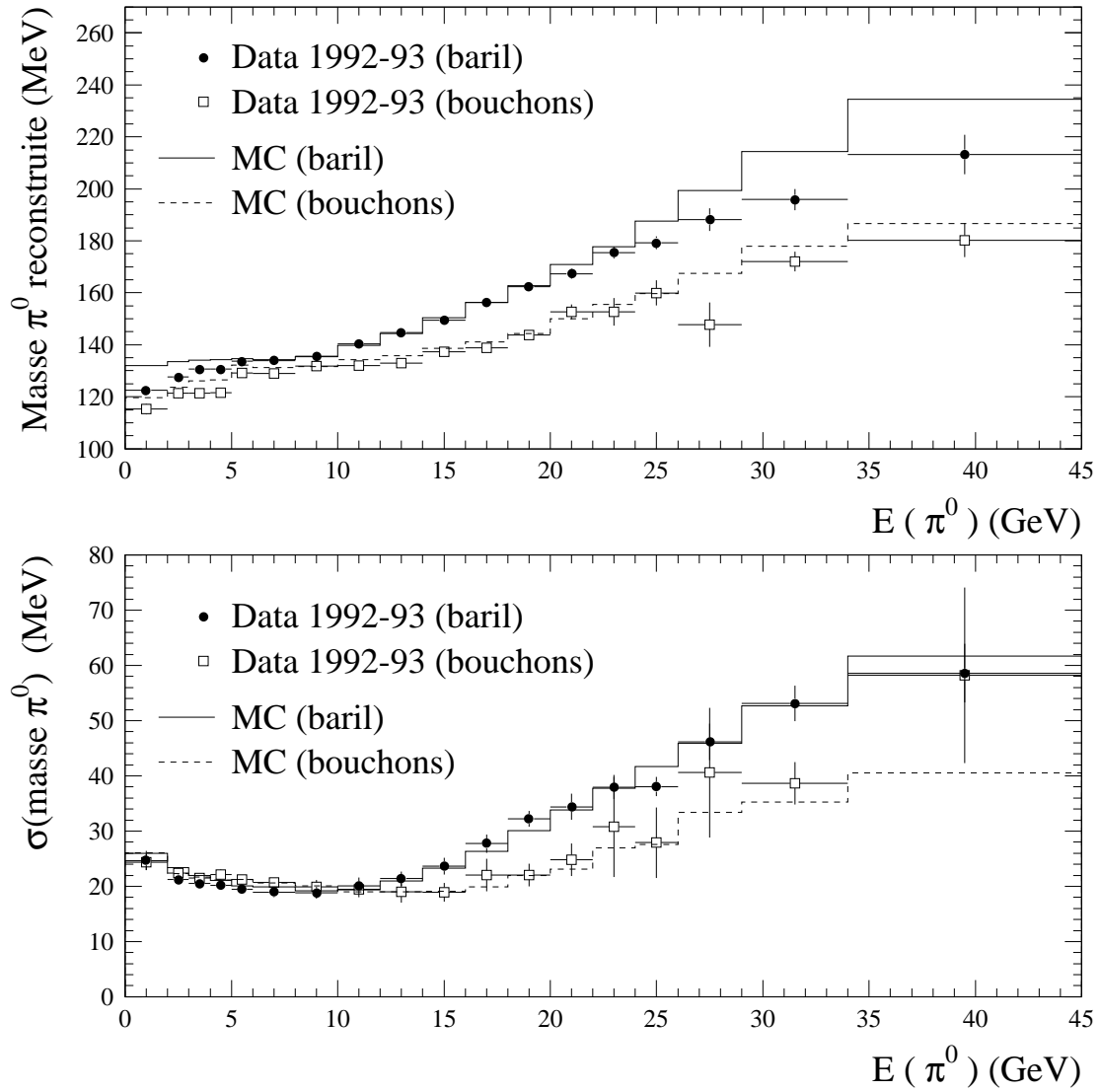


Figure 9.28: La distribution de la masse et du $\sigma_{m_{\pi^0}}$ du π^0 en fonction de son énergie, dans deux régions du détecteur, pour les données et pour le Monte Carlo.

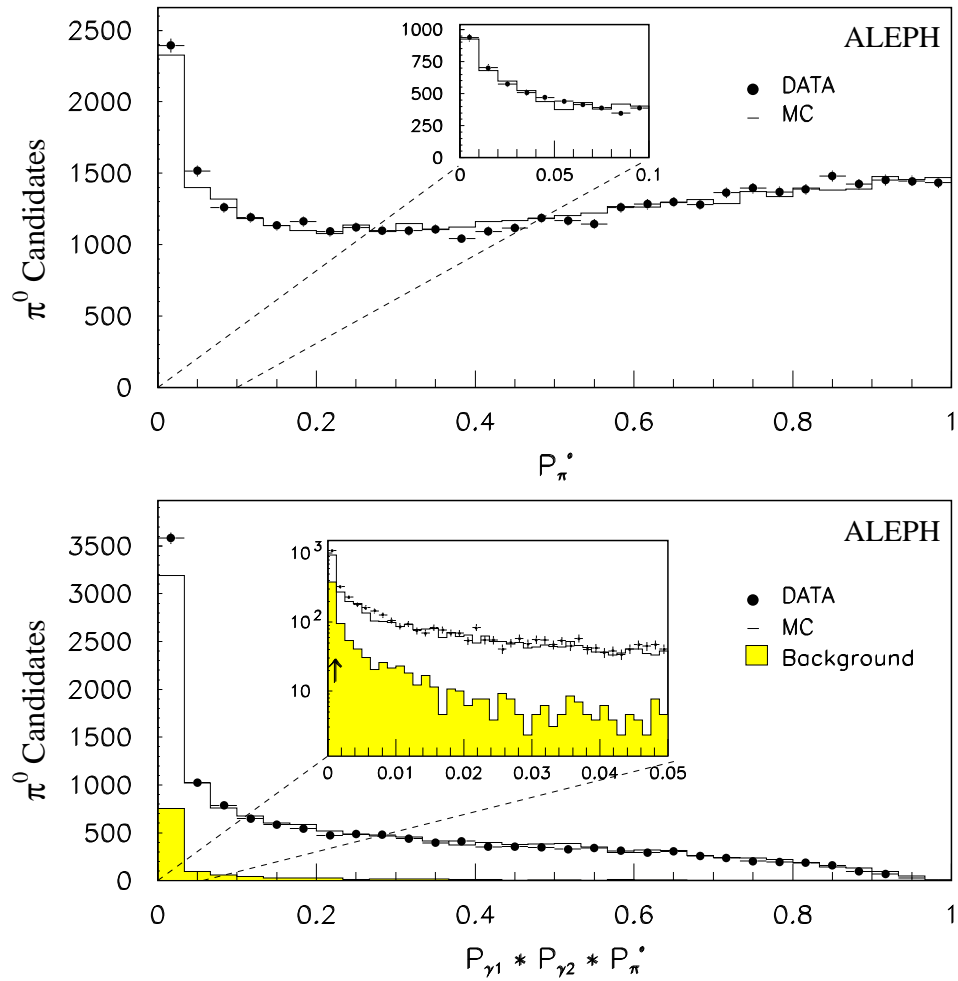


Figure 9.29: La distribution de la probabilité P_{π^0} et de l'estimateur $D_{i,j}^{\pi^0}$ pour les données et pour le Monte Carlo .

Sauf à basse énergie, ce sont les électrons et non les photons, qui ont servi à cette calibration. Ils proviennent des événements Bhabha à haute énergie, des événements taus et des événements $\gamma\gamma$ aux énergies intermédiaires. La coupure sur la distance entre l'amas dans le ECAL et la trace chargée n'a pas été appliquée dans cette étude, ce qui va permettre à GAMPEX de traiter les électrons comme des photons. Pour qu'un électron arrive dans le ECAL, son impulsion transverse doit être plus grande que 1 GeV/c. A plus haute énergie, même si cet électron arrive dans le ECAL, l'angle de la gerbe risque d'être important et le profil transverse de la gerbe qui va se développer dans le ECAL et reconstruit en supposant qu'elle pointe vers la zone d'interaction ne sera pas typique de la gerbe d'un photon aux mêmes énergies. Les photons provenant de π^0 résolus et ayant des énergies entre 350 MeV et 10 GeV ont été utilisés à basse énergie.

Le quotient de l'énergie mesurée par le ECAL à l'impulsion de la particule a été mesuré en fonction de $\cos\theta$ et de l'impulsion, dans les données et dans le Monte Carlo (avec les électrons de plus de 10 GeV) et ceci pour les différentes années de prise de données. Le rapport de ce quotient entre les données et le Monte Carlo est représenté dans la Figure 9.30. A plus basse énergie, l'énergie reconstruite du π^0 a été comparée dans les données et dans le Monte Carlo à l'énergie attendue pour ce π^0 compte tenu de la contrainte de la masse nominale du π^0 et du biais mesuré discuté dans le section précédente. Ceci a été fait dans deux intervalles d'énergie (0-3 GeV et 3 - 10 GeV), et en distinguant le baril du ECAL de ses bouchons. Le rapport des données aux Monte Carlo est représenté dans la Figure 9.30. Il est clair d'après ces distributions qu'il faut appliquer une correction pour la calibration relative de l'énergie des photons entre les données et le Monte Carlo. L'ensemble des données accumulées entre 1992 et 1994 entre dans cette figure, mais la conclusion a été la même quelle que soit l'année.

Cette correction a été appliquée aux données dans la mesure de la polarisation. L'erreur systématique a été estimée en faisant varier la correction à appliquer compte tenu des incertitudes sur celle-ci. L'effet sur la polarisation est montré dans le Tableau 9.12.

Canal	Erreur systématique en %
ρ sans $\vec{\tau}$	± 0.21
ρ avec $\vec{\tau}$	± 0.28
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ avec $\vec{\tau}$	± 0.32
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ sans $\vec{\tau}$	± 0.72
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ avec $\vec{\tau}$	± 0.79

Tableau 9.12: Les effets systématiques dus à la correction apportée à l'énergie mesurée dans le ECAL.

9.5.2 La calibration de la TPC

Décrivons à présent les corrections à appliquer aux traces chargées. La correction de la flèche est une correction qui doit être appliquée pour compenser le fait que la courbure des traces chargées est modifiée de manière différente pour des traces de charges contraires. La cause de cette différence peut être dans une courbure résiduelle au niveau des damiers de la TPC, par exemple. L'effet dépend des angles θ et ϕ . Si le comportement en θ n'est pas symétrique, et si les sections efficaces de production des τ^- à l'avant ne sont pas les mêmes que celles à l'arrière (donc si on observe une asymétrie avant-arrière - ce qui est le

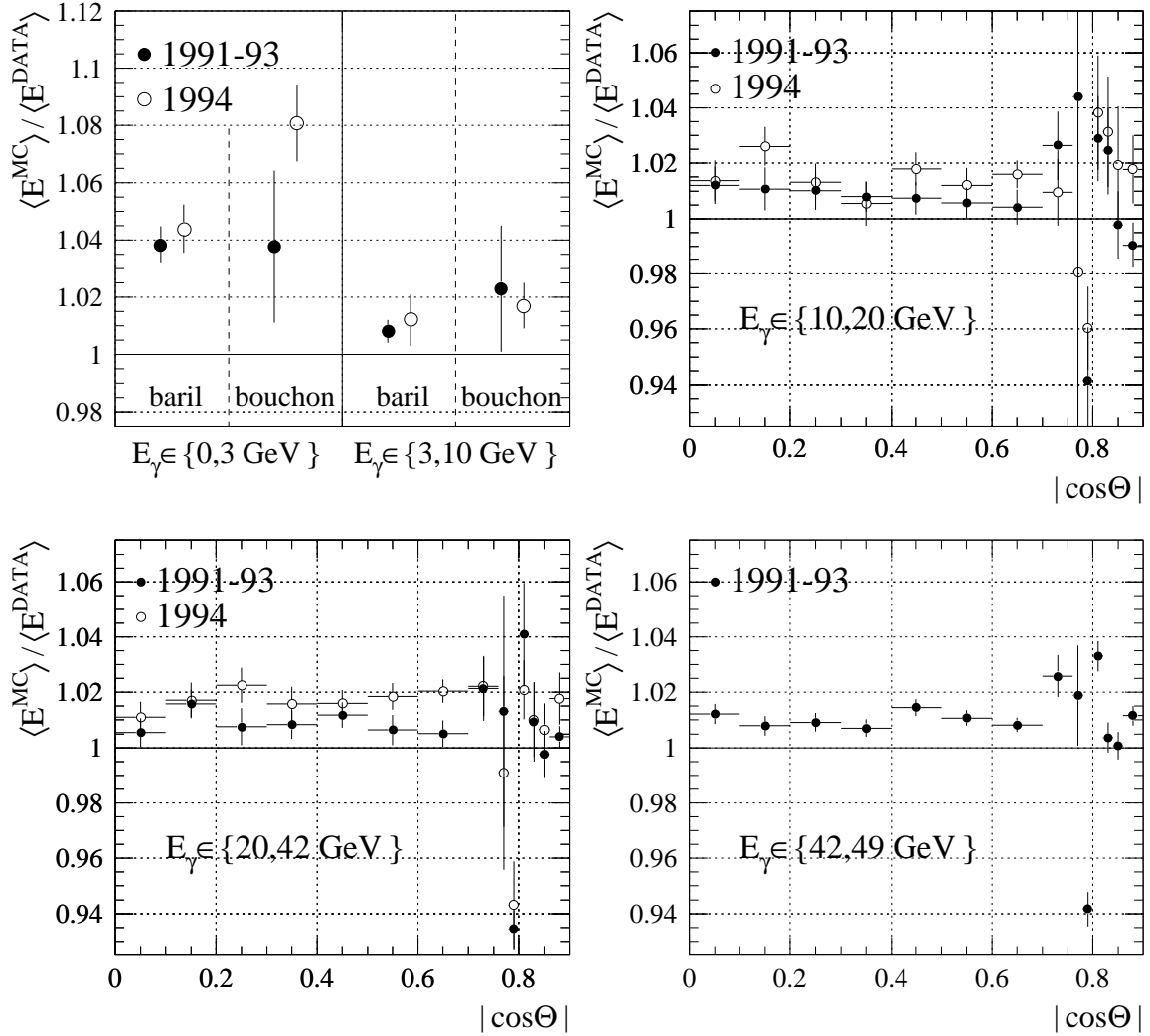


Figure 9.30: Aux basses énergies, le rapport des énergies mesurées aux énergies attendues en utilisant la contrainte de la masse du π^0 dans le Monte Carlo, divisé par le même rapport dans les données, pour deux régions du détecteur (baril et les bouchons). Aux plus hautes énergies, le rapport entre le Monte Carlo et les données de l'énergie mesurée dans l'ECAL à l'énergie mesurée dans la TPC, en fonction de $\cos \theta$ et de l'énergie des électrons (ou des photons à très basse énergie).

cas), la mesure de la polarisation sera biaisée. La valeur de la correction à appliquer est estimée en comparant pour des μ^- et μ^+ le rapport de l'énergie mesurée à l'énergie du faisceau, en fonction des angles θ et ϕ . La correction de la flèche, dépendant des angles θ et ϕ , est de même norme, mais de signe contraire pour les particules de charges contraires. La correction de la flèche établie avec les données de 1992 [62], de 1993 et de 1994 est appliquée ici.

Ensuite, l'impulsion de la TPC est recalibrée en comparant le rapport de l'énergie des muons à l'énergie du faisceau dans les données et le Monte Carlo, en fonction de $\cos\theta$. La correction à appliquer est en moyenne de 0.2%. L'incertitude sur cette calibration pour une trace d'impulsion p s'écrit de la forme $\Delta p/p = 0.0002 + a \cdot p/E_{beam}$. Le premier terme, constant, provient de l'incertitude sur le champ magnétique. Le deuxième terme en $a \cdot p$ est tel que a est inférieur à 0.0008 et provient de l'incertitude sur la correction de la flèche. Pour estimer l'effet systématique dû à la calibration des impulsions des traces chargées, nous avons fait varier la calibration compte tenu de son incertitude. L'effet sur la polarisation de cette calibration est résumé dans le Tableau 9.13.

Canal	Erreur systématique en %
π	± 0.08
ρ sans $\vec{\tau}$	± 0.04
ρ avec $\vec{\tau}$	± 0.05
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ sans $\vec{\tau}$	± 0.10
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ avec $\vec{\tau}$	± 0.13
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ sans $\vec{\tau}$	± 0.05
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ avec $\vec{\tau}$	± 0.10

Tableau 9.13: Les effets systématiques dus à la calibration de l'impulsion des traces chargées.

9.6 La reconstruction des traces proches dans le canal

$$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$$

Dans la désintégration du τ en $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, les traces sont généralement très proches et peuvent se recouvrir sur une partie de leur trajectoire. Un problème de reconstruction peut apparaître pour des traces des particules de même charge et ayant des impulsions transverses proches. En déterminant le rapport entre les données et le Monte Carlo pour ces événements, on peut appliquer un poids aux événements du Monte Carlo pour que leur distribution soit identique à celle des données. Ceci entraîne un changement de la polarisation de 0.5% par rapport à la configuration initiale du Monte Carlo.

9.7 La dynamique de désintégration dans le canal a_1

La désintégration du tau en $a_1\nu_\tau$, et celle du a_1 en $\rho\pi$ sont décrites de manière phénoménologique. Dans TAUOLA [51] et [47], c'est le modèle de Kuhn et Mirkes qui est utilisé [50]. Ce modèle présente l'avantage de permettre de décrire tous les modes de désintégration

hadronique du tau, à condition d'introduire les bons facteurs de forme prenant en compte les résonances.

D'autres approches existent: le modèle de Feindt [54] et le modèle de Isgur [55]. La différence entre ces trois modèles est dans les fonctions de structure utilisées pour décrire le a_1 . Alors que le tenseur leptonique est bien connu, ceci n'est pas le cas pour le tenseur hadronique, car l'échelle d'énergie se situe dans le domaine non perturbatif de QCD.

Dans les modèles de Feindt [54] et le modèle de Isgur [55], le moment angulaire entre le ρ et le π est bien défini et l'amplitude de la désintégration est obtenue comme une superposition des ondes S et des ondes D. Dans le cadre du modèle de Isgur, le rapport de ces deux ondes est fixé par le modèle. Les facteurs de forme donnés par ce modèle pour le ρ et pour le a_1 sont complexes car ils ont des formes de Breit-Wigner avec des masses et des largeurs dépendant de la masse invariante. Dans ce modèle, comme dans celui de Feindt et contrairement au modèle de Kuhn, les courants ne sont pas conservés et ils contiennent une contribution de spin 0.

Les effets systématiques qui pourraient être introduits par ces modèles dans la mesure de la polarisation dans le canal $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ ont été étudiés dans le cadre d'un autre travail portant sur la mesure de la polarisation dans ce canal [49]. Les résultats obtenus dans cette analyse ont été repris ici pour les deux modes de désintégration du a_1 . Aux effets de masse près, la description du mode $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ est la même que celle du mode $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$. Pour estimer l'effet systématique du modèle, des Monte Carlo rapides ont été construits, simulant une même polarisation des désintégrations avec les trois modèles précédents. Pour des événements générés avec le modèle de Feindt par exemple, la polarisation mesurée avec les fonctions de structure correspondant au modèle de Kuhn a été comparée à la polarisation générée (en utilisant les fonctions de structure du modèle de Feindt). La même procédure a été répétée pour le modèle de Isgur. La variation maximum de polarisation observée est évaluée à $\pm 1\%$.

L'erreur systématique venant de la contribution d'un état de spin 0, considéré comme un faible bruit de fond incohérent et dont le niveau est imprécis à $\pm 100\%$, a été estimée à $\pm 0.2\%$.

Il a été montré dans cette étude que le rapport des ondes D/S supposé dans le Monte Carlo n'est pas corrélé avec la polarisation et qu'il suffit d'utiliser une valeur "réaliste" de ce rapport dans la comparaison des trois modèles.

9.8 Les systématiques des rapports d'embranchement des taus

Les rapports d'embranchement ont été mesurés par ALEPH dans le cadre d'une étude globale [34], [33]. L'effet systématique du bruit de fond tau a été estimé à partir des incertitudes statistiques sur les rapports d'embranchement des différents canaux, et de la matrice de covariance donnant les corrélations entre les différents modes. Les rapports d'embranchement du Monte Carlo ont été corrigés par les valeurs mesurées dans les données. Le plus grand effet vient du canal ρ dont le rapport d'embranchement est sous-estimé de presque 1% par rapport à la valeur mesurée. Les autres effets venant du bruit de fond tau et liés au détecteur (la mauvaise identification de particules, les faux photons, la reconstruction des π^0) ont déjà été discutés et pris en compte pour les erreurs systématiques.

9.9 Le bruit de fond non-tau

Le bruit de fond non-tau est faible dans les canaux hadroniques de manière générale. Dans le canal π , il y a une contribution du bruit de fond des événements Bhabha en plus du bruit de fond des événements $q\bar{q}$. Le niveau des bruits de fond non-tau est montré dans le Tableau 9.14. Dans le canal π , 0.11% des événements proviennent des événements $q\bar{q}$, 0.09% des événements Bhabha, et 0.034% des événements di-muons et $\gamma\gamma\mu\mu$. Les autres canaux sont contaminés majoritairement par des événements $q\bar{q}$.

L'incertitude sur le niveau de bruit de fond est de $\pm 50\%$ pour des événements $q\bar{q}$ et de $\pm 20\%$ pour des événements Bhabha. La variation correspondante de la polarisation est prise comme erreur systématique.

canal	π	ρ	$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$	$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$
Bruit de fond non - τ	0.23	0.15	0.10	0.15

Tableau 9.14: Le bruit de fond non-tau en % dans les canaux analysés.

Le bruit de fond non-tau estimé à partir du Monte Carlo est soustrait des distributions des données avant leur ajustement par les distributions des deux états d'hélicité du Monte Carlo. La correction apportée par cette soustraction est importante dans le canal π , car une partie du bruit de fond vient des événements Bhabha. Ces événements sont très piqués aux grandes valeurs de x , donc là où l'état de polarisation +1 est dominant. L'effet de cette soustraction et les erreurs systématiques sont portées dans le Tableau 9.15.

Canal	Effet et erreur systématique en %
π	-0.57 ± 0.28
ρ sans $\vec{\tau}$	-0.16 ± 0.08
ρ avec $\vec{\tau}$	-0.16 ± 0.08
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ sans $\vec{\tau}$	-0.15 ± 0.08
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ avec $\vec{\tau}$	-0.12 ± 0.06
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ sans $\vec{\tau}$	± 0.01
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ avec $\vec{\tau}$	± 0.01

Tableau 9.15: La correction de polarisation due à la soustraction du bruit de fond non-tau et les erreurs systématiques correspondantes

9.10 La statistique du Monte Carlo.

Une erreur systématique vient de la statistique limitée du Monte Carlo. Cet effet a été mesuré en faisant fluctuer les distributions de ω des deux états d'hélicité du Monte Carlo compte tenu des incertitudes statistiques dans chaque intervalle de ces distributions. La variation de la polarisation est prise comme incertitude systématique.

9.11 Résultats des études systématiques

Les corrections et les erreurs systématiques obtenues sont résumées dans les Tableaux 9.16 et 9.17. Quel que soit l'effet étudié, l'utilisation de la direction n'a pas entraîné d'effets

systématiques plus importants que ceux obtenus pour la mesure de la polarisation sans l'utilisation de la direction du τ .

Effet systématique (%)	π	ρ sans $\vec{\tau}$	ρ avec $\vec{\tau}$
Sélection $\tau\tau$	-0.06 ± 0.13	-0.02 ± 0.03	-0.02 ± 0.03
Eff. $h \rightarrow h$ id.	-0.20 ± 0.17	$+0.05 \pm 0.06$	$+0.02 \pm 0.06$
Misid $(e, \mu) \rightarrow h$	$+0.10 \pm 0.24$	$+0.01 \pm 0.05$	-0.02 ± 0.05
τ Br. et bruit τ	-0.01 ± 0.16	$+0.22 \pm 0.16$	$+0.08 \pm 0.16$
Faux photons	$+0.60 \pm 0.30$	-0.42 ± 0.21	-0.53 ± 0.26
Coupures ECAL + HCAL	-0.27 ± 0.26	-	-
Bruit non- τ	-0.57 ± 0.28	-0.16 ± 0.08	-0.16 ± 0.08
Distri. de référence	-	± 0.32	± 0.32
$d_{\gamma\text{-trace}}$	± 0.10	± 0.17	± 0.21
E_{seuil}	-	± 0.06	± 0.10
π^0	-	± 0.22	± 0.22
Calibration TPC	± 0.08	± 0.04	± 0.05
Calibration ECAL	-	± 0.21	± 0.28
Statistique Monte Carlo	± 0.41	± 0.41	± 0.38
Total	-0.41 ± 0.75	-0.32 ± 0.69	-0.63 ± 0.73

Tableau 9.16: Le résultat des études systématiques dans les canaux π et ρ , avec et sans l'utilisation de la direction du τ .

On voit dans les Tableaux 9.16 et 9.17 que la direction n'a pas introduit d'effets systématiques supplémentaires par rapport à la méthode sans l'utilisation de la direction. Pour nous en convaincre, nous avons fait varier la calibration de l'énergie des π^0 , en maintenant la direction du τ constante, et nous avons mesuré la variation de la polarisation. La comparaison avec les valeurs indiquées dans les Tableaux 9.16 et 9.17 montre que la variation de la polarisation s'explique à 90% par la variation de l'énergie des π^0 , et par seulement 10% par la variation de la direction.

Un autre test possible de la taille des effets introduits par la direction est de comparer les fractions d'événements avec 0, 1 ou 2 directions τ dans les données et dans le Monte Carlo. Ces fractions sont données dans le Tableau 9.18. La part d'événements avec 2 directions est légèrement trop grande dans le Monte Carlo par rapport aux données, alors qu'il y a un déficit d'événements avec 1 ou 0 direction. Cette migration d'événements entre l'échantillon avec 2 directions vers celui avec 1 seule direction (obtenue par la fluctuation des hémisphères hadroniques) n'est pas une source d'effets systématiques importants. En effet, si les deux cônes sont sécants et les directions obtenues proches, elles le seront également de celle qui aurait été obtenue par la fluctuation de l'événement. Notons également que le désaccord entre ces fractions est faible.

Pour estimer la corrélation des erreurs systématique entre les différents canaux, il faut tenir compte de la valeur de la variation de la polarisation (avec son signe) pour ces canaux. Par exemple, la correction correspondant au nombre de faux photons a un effet anti-corrélé sur la polarisation entre le canal π et le canal ρ et un effet corrélé entre le ρ et le $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$. Pour chaque effet systématique, nous avons déterminé quelle est la variation de la polarisation lorsque on change un paramètre dans les données par rapport au Monte Carlo, et quelle est la fluctuation de la polarisation statistiquement permise

Effet systématique (%)	$a_1(3\pi) \vec{\not{f}}$	$a_1(3\pi) \vec{\tau}$	$a_1(\pi 2\pi^0) \vec{\not{f}}$	$a_1(\pi 2\pi^0) \vec{\tau}$
Sélection $\tau\tau$	-0.02 ± 0.01	-0.02 ± 0.01	-0.006 ± 0.006	-0.006 ± 0.006
Eff. $h \rightarrow h$ id.	-	-	-0.07 ± 0.06	-0.10 ± 0.06
Misid $(e, \mu) \rightarrow h$	-	-	-0.09 ± 0.09	-0.13 ± 0.09
τ Br. et bruit τ	$+0.13 \pm 0.27$	$+0.05 \pm 0.27$	-0.21 ± 0.27	-0.06 ± 0.27
Faux photons	-0.20 ± 0.10	-0.50 ± 0.25	-2.0 ± 1.0	-2.50 ± 1.25
Bruit non- τ	-0.15 ± 0.08	-0.12 ± 0.06	± 0.01	± 0.01
Distri. de référence	± 0.61	± 0.66	± 1.17	± 1.55
$d_{\gamma-trace}$	± 0.52	± 0.55	± 0.22	± 0.24
E_{seuil}	± 0.32	± 0.25	± 0.27	± 0.21
π^0	-	-	± 0.87	± 0.66
Calibration TPC	± 0.10	± 0.13	± 0.05	± 0.10
Calibration ECAL	-	± 0.32	± 0.72	± 0.79
dynamique	1.0	1.0	1.0	1.0
reconstruction des traces	0.5	0.5	-	-
Statistique Monte Carlo	± 0.68	± 0.70	± 0.84	± 0.91
Total	-0.24 ± 1.60	-0.59 ± 1.67	-2.37 ± 2.36	-2.80 ± 2.65

Tableau 9.17: Le résultat des études systématiques dans les canaux $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ et $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, avec et sans l'utilisation de la direction du τ .

Canal	données	Monte Carlo
ρ		
2 directions	40.94 ± 0.21	41.67 ± 0.13
1 direction	11.48 ± 0.13	11.25 ± 0.08
0 direction (hadronique)	7.82 ± 0.11	7.26 ± 0.06
0 direction (total)	47.57 ± 0.21	47.08 ± 0.13
$a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$		
2 directions	38.62 ± 0.37	39.14 ± 0.22
1 direction	9.83 ± 0.22	9.77 ± 0.13
0 direction (hadronique)	11.59 ± 0.24	10.29 ± 0.13
0 direction (total)	51.53 ± 0.38	51.04 ± 0.22
$a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$		
2 directions	35.12 ± 0.33	36.43 ± 0.2
1 direction	14.74 ± 0.25	13.93 ± 0.15
0 direction (hadronique)	10.29 ± 0.21	9.28 ± 0.12
0 direction (total)	50.11 ± 0.35	49.58 ± 0.21

Tableau 9.18: Les fractions d'événements dans les données et dans le Monte Carlo avec 2, 1 ou 0 directions τ . La part des événements où la fluctuation des hémisphères n'a pas permis de mesurer une direction est séparée de l'ensemble des événements sans direction τ (ils sont dominés par des événements où l'hémisphère en face de celui analysé est purement leptonique).

compte tenu du nombre d'événements qui sont non-communs entre les deux échantillons de données. L'erreur systématique est prise comme la somme (ou la différence si celle-ci est plus grande) de la variation observée de la polarisation et de la variation statistiquement permise. Lorsque l'effet sur la polarisation est purement statistique, la systématique qui est déterminée n'est pas corrélée entre les canaux. Ceci est le cas pour la plus part des systématiques, sauf pour les faux photons et la calibration du ECAL. La corrélation finale entre le ρ et le $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ est de 28%, entre le ρ et le π de -14%, entre le π et le $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ de -19% et négligeable entre les autres canaux. La prise en compte de ces corrélations (et d'anti-corrélations) des systématiques entre les 4 canaux a pour effet de réduire légèrement l'incertitude systématique finale sur la mesure de la polarisation. Cette corrélation n'a pas été utilisée dans l'ajustement final (voir le Chapitre 10) où on a combiné les effets systématiques comme non corrélés.

Dans tous les canaux de désintégration hadronique, les erreurs statistiques sont plus grandes que les erreurs systématiques (voir le Chapitre suivant pour les valeurs des erreurs statistiques). Les erreurs systématiques venant de la statistique limitée du Monte Carlo sont des erreurs importantes. Pour conclure ce Chapitre, remarquons la réduction sensible des erreurs systématiques par rapport à l'analyse précédente de la polarisation dans ALEPH [61].

Chapitre 10

Les résultats de la mesure de la polarisation

Nous avons montré dans le Chapitre 3 comment l'utilisation de la direction du τ peut améliorer la sensibilité de la mesure de la polarisation dans les canaux de désintégration du τ en ρ ou en a_1 . Dans le Chapitre 7, nous avons décrit la manière dont cette direction est mesurée ainsi que le procédé retenu pour choisir une direction parmi les deux directions mesurées. Le Chapitre 8 a été consacré à l'évaluation de la sensibilité des différents canaux à la mesure de la polarisation en fonction de la manière dont l'information contenue dans la direction est exploitée. Finalement, dans le Chapitre 9, nous avons décrit la méthode d'évaluation des effets systématiques dans les canaux hadroniques.

Dans ce chapitre nous présentons les résultats de la mesure de la polarisation que nous avons obtenus à partir des données prises entre 1990 et 1994. Pour cette période, la luminosité intégrée a été de $135 pb^{-1}$ correspondant à $3.6 \cdot 10^6$ désintégrations hadroniques du Z^0 . Ce travail fait partie d'une analyse de la polarisation sur l'ensemble des canaux de désintégration du τ pour la même période. Nous présentons successivement les valeurs de la polarisation:

- dans les canaux hadroniques $\pi\nu_\tau$, $\rho\nu_\tau$ et $a_1\nu_\tau$, qui constituent le travail d'analyse de cette thèse.
- dans les canaux leptoniques:
 $\tau \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_e e$ et
 $\tau \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \mu$
pour la même période de prise de données.

L'ensemble de ces mesures a servi à déterminer les couplages électrofaibles du tau (\mathcal{A}_τ), et de l'électron (\mathcal{A}_e), au Z^0 . Nous discuterons donc dans une troisième partie le test de l'universalité de ces couplages et nous donnerons la valeur de l'angle de mélange électrofaible qui en résulte.

10.1 Les canaux hadroniques

La polarisation est mesurée par une méthode de maximum de vraisemblance à partir des histogrammes. Les histogrammes des distributions expérimentales des variables sensibles

à la polarisation (x, ω, ω_τ ou Ω selon les canaux de désintégration, définies dans les Chapitres 3 et 8) sont ajustés avec des événements Monte Carlo, le seul paramètre libre étant la polarisation du τ . Les valeurs de la polarisation ainsi extraites, et les sensibilités des mesures, sont portées dans le Tableau 10.1 pour les trois canaux de désintégration. Les incertitudes indiquées sont uniquement d'origine statistique, car pour un canal, les incertitudes systématiques sont les mêmes pour les différentes années de prise de données.

Année	canal	P_τ (%) sans la direction	S (%)	P_τ (%) avec la direction	S (%)
90-92	π	-19.11 ± 1.98	52.55	-	-
	ρ	-10.77 ± 1.58	43.06	-11.23 ± 1.51	45.06
	$a_1 \rightarrow 3\pi$	-13.54 ± 3.26	37.08	-15.56 ± 2.99	40.40
	$a_1 \rightarrow \pi 2\pi^0$	-13.07 ± 3.56	31.68	-18.83 ± 3.35	33.68
93	π	-14.31 ± 2.64	51.55	-	-
	ρ	-15.52 ± 2.11	43.20	-15.95 ± 2.03	44.90
	$a_1 \rightarrow 3\pi$	-15.92 ± 4.35	37.27	-16.25 ± 4.06	39.93
	$a_1 \rightarrow \pi 2\pi^0$	-4.86 ± 4.80	31.60	-9.20 ± 4.50	33.71
94	π	-15.90 ± 1.67	52.50	-	-
	ρ	-14.26 ± 1.31	43.40	-14.19 ± 1.25	45.50
	$a_1 \rightarrow 3\pi$	-13.28 ± 2.75	37.04	-13.77 ± 2.53	40.26
	$a_1 \rightarrow \pi 2\pi^0$	-14.29 ± 3.01	31.49	-15.00 ± 2.82	33.62

Tableau 10.1: Les résultats avec les données 1990 - 1994. Les sensibilités sont calculées pour l'ensemble des événements d'un canal donné. Les événements où il y a un lepton dans l'hémisphère opposé sont donc comptabilisés dans ces sensibilités.

Dans ce tableau, les sensibilités sont données pour la mesure finale, sur l'ensemble des événements. Les événements dans lesquels il y a un lepton dans l'hémisphère opposé dégradent cette sensibilité. Le gain de sensibilité dans les événements avec deux directions reconstruites dans les données de 1994 est porté dans le Tableau 10.2. Ces sensibilités sont à comparer avec celles du Tableau 8.2 du Chapitre 8. Les sensibilités des données sont très proches de celles estimées dans le Monte Carlo. On a donc reproduit correctement dans le Monte Carlo tous les effets qui dégradent la mesure de la polarisation. On a vu dans le Chapitre 8 que la fluctuation attendue de la valeur de la polarisation entre la mesure avec la direction et celle sans la direction est de:

$$\sigma^2(P_{\tau \text{ st}} - P_{\tau \text{ dir}}) = \sigma^2 - \sigma_\tau^2$$

Les variations de la polarisation sont dans les trois cas compatibles avec les fluctuations permises.

Pendant les années 1990, 1991 et 1993, l'énergie dans le centre de masse a été de 91.2 GeV, mais également à ± 2 GeV de cette valeur centrale, dans le but de mesurer précisément la largeur de la résonance Z^0 . Des événements Monte Carlo ont été générés aux mêmes énergies, et ont été normalisés par rapport à la luminosité des données lors de la mesure de la polarisation. Pour les données de 1990 à 1994, les événements pris en dehors du pic représentent 10% de la statistique. La mesure de la polarisation doit être corrigée pour prendre en compte cet effet. La variation attendue de la polarisation entre $M_Z \pm 2\text{GeV}$ est faible (de l'ordre de 1%).

canal	P_τ (%) sans la dir.	S (%)	P_τ (%) avec la dir.	S (%)	$\sigma(P_{\tau st} - P_{\tau dir})$
ρ	-14.43 ± 2.05	43.9	-13.19 ± 1.88	47.9	0.82
$a_1 \rightarrow 3\pi$	-21.14 ± 4.54	36.1	-17.98 ± 3.80	43.3	2.48
$a_1 \rightarrow \pi 2\pi^0$	-13.55 ± 4.90	32.6	-13.13 ± 4.26	37.5	2.42

Tableau 10.2: L'augmentation de la sensibilité pour les événements où il y a 2 directions τ . Dans la dernière colonne figure la variation de la polarisation attendue entre les deux mesures, compte tenu des incertitudes statistiques de chaque mesure.

Les Figures 10.1 à 10.6 montrent pour les canaux ρ , $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ et $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ les distributions des angles décrivant ces désintégrations (ces angles ont été définis dans le Chapitre 3). Les deux états d'hélicité du Monte Carlo sont en pointillé. Il n'y a pas eu d'ajustement des distributions du Monte Carlo aux données dans ces figures. Le bruit de fond des événements issus des autres canaux de désintégration du τ est en grisé dans ces figures.

Les Figures 10.1 et 10.2 permettent d'apprécier les corrélations entre les angles θ et β lorsque la direction n'est pas mesurée pour l'ensemble des événements ρ .

Lorsque la direction du τ est mesurée, la définition de l'angle θ reste inchangée, mais il faut redéfinir l'angle β par $\tilde{\beta}$ (voir le Chapitre 3). De plus, un autre angle α , devient mesurable. La Figure 10.3 montre les distributions de ces deux angles pour deux domaines de $\cos\theta$ dans le canal ρ lorsqu'une direction τ est mesurable. Finalement, la Figure 10.4 montre les distributions des angles $\theta, \beta, \tilde{\beta}$ et α pour les événements ρ dans lesquels une direction est mesurable. On peut remarquer que la dépendance en P_τ dans les distributions de l'angle β disparaît lorsque la direction est introduite à cause de la redéfinition de β .

Les Figures 10.5 et 10.6 montrent les distributions angulaires pour les canaux $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ et $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$. Comme dans le canal ρ , l'angle β est redéfini en un autre angle $\tilde{\beta}$ lorsque la direction est utilisée, et l'angle γ est redéfini en $\tilde{\gamma}$. Les distributions de $\cos\tilde{\beta}$ et de $\tilde{\gamma}$ sont indépendantes de P_τ , alors que la distribution en α est en $P_\tau \cos\alpha$. L'accord entre les données et le Monte Carlo sur l'ensemble de ces figures est tout à fait satisfaisant.

Les figures suivantes (10.7 à 10.14) montrent les distributions des observables mesurant la polarisation dans les divers canaux hadroniques. Les données de 1992 et 1993 sont séparées des données 1994. Dans ces figures, la polarisation introduite dans les distributions Monte Carlo est la polarisation mesurée sur les données. Le bruit de fond des événements non-tau est en grisé. Alors que le bruit de fond des événements τ est ajusté en même temps que le signal, le bruit de fond des événements non-tau est soustrait avant l'ajustement. Dans l'échantillon où une seule direction τ est mesurée (Figure (d) et variable ω_τ), on voit que les distributions des deux états d'hélicité sont linéaires, et la mesure de la polarisation se rapproche de la mesure la plus sensible qui est celle dans le canal $\pi\nu_\tau$. La sensibilité est dégradée par le fait qu'il y a une accumulation d'événements d'hélicité -1 (+1), à l'endroit où l'état d'hélicité +1 (-1) est prépondérant. La sensibilité est plus grande dans l'échantillon où deux directions sont mesurées, et où la variable utilisée est Ω . Cette variable est montrée dans les figures (c). Alors que la distribution finale de Ω est moins plate que celle de ω_τ , les deux états d'hélicité sont bien séparés pour $\Omega = \pm 1$.

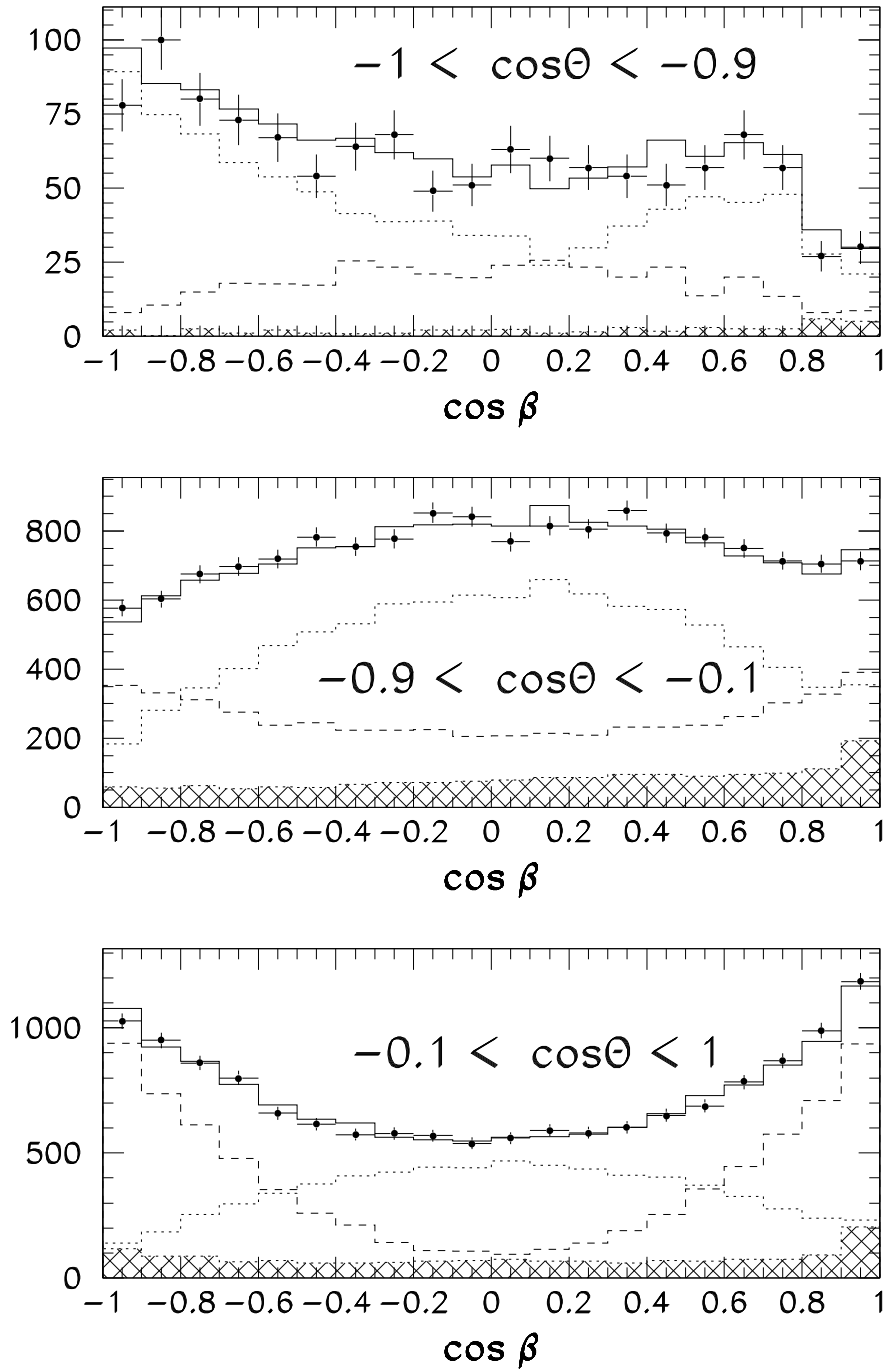


Figure 10.1: La distribution de $\cos \beta$ en fonction de $\cos \theta$ pour l'ensemble des événements ρ (1992-1994) dans les données et le Monte Carlo. Les deux états d'hélicité du Monte Carlo sont en pointillé et le bruit de fond des événements $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ est en grisé.

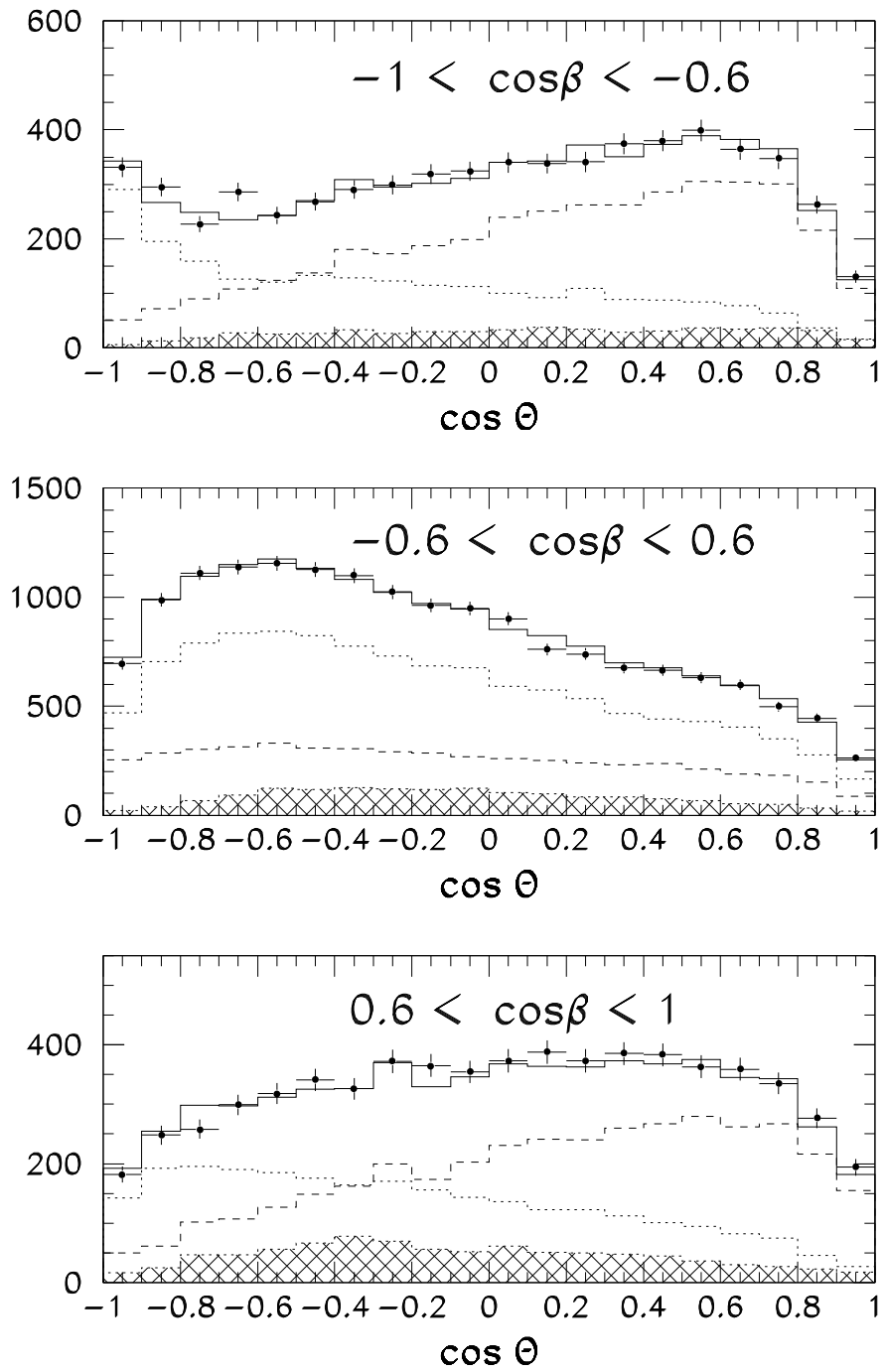


Figure 10.2: La distribution de $\cos \theta$ en fonction de $\cos \beta$ pour l'ensemble des événements ρ (1992-1994) dans les données et le Monte Carlo. Les deux états d'hélicité du Monte Carlo sont en pointillé et le bruit de fond des événements $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ est en grisé.

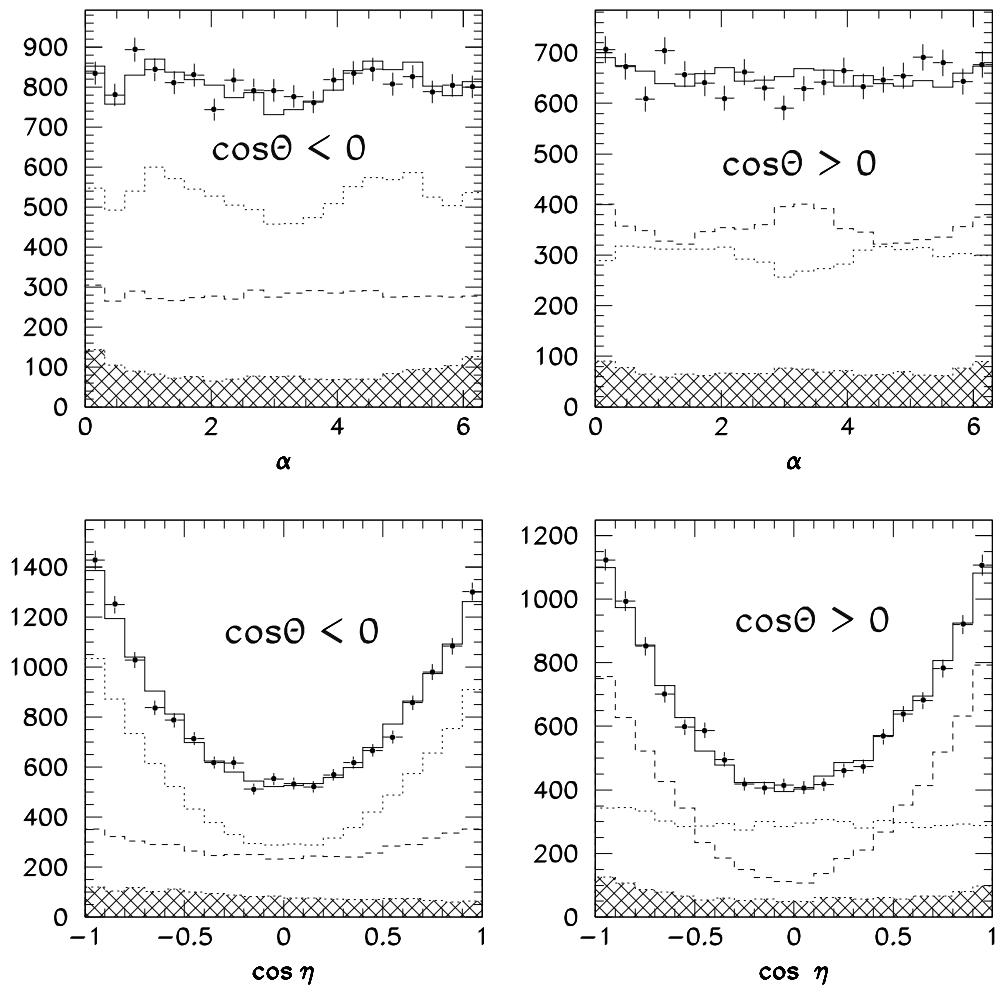


Figure 10.3: Les corrélations angulaires dans le canal ρ (1992-1994) entre $\cos \theta$, α et η lorsqu'une direction τ est mesurable.

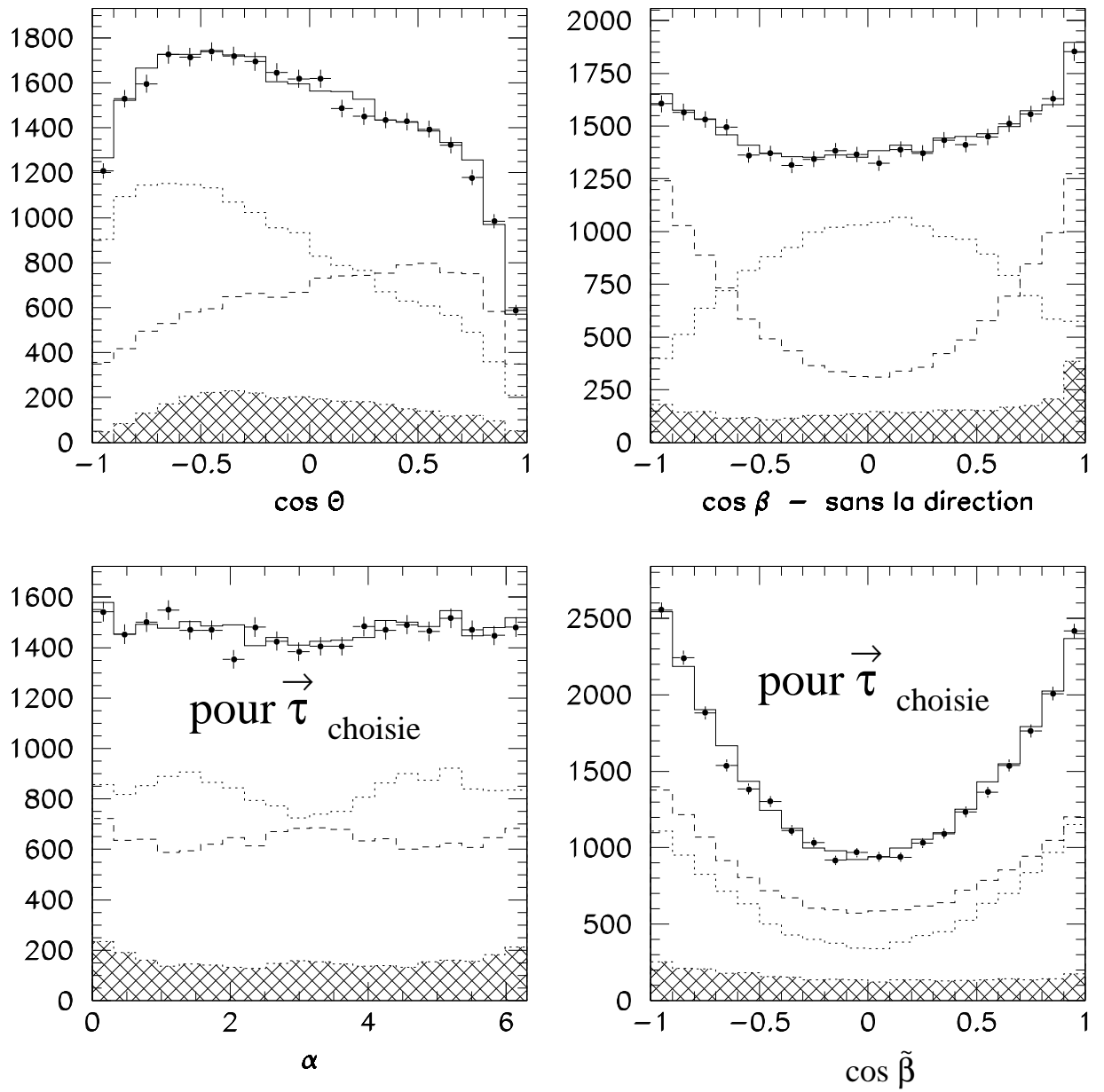


Figure 10.4: Les distributions angulaires dans le canal ρ pour les événements dans lesquels une direction est mesurable. Les données correspondent à la période de 1992 à 1994.

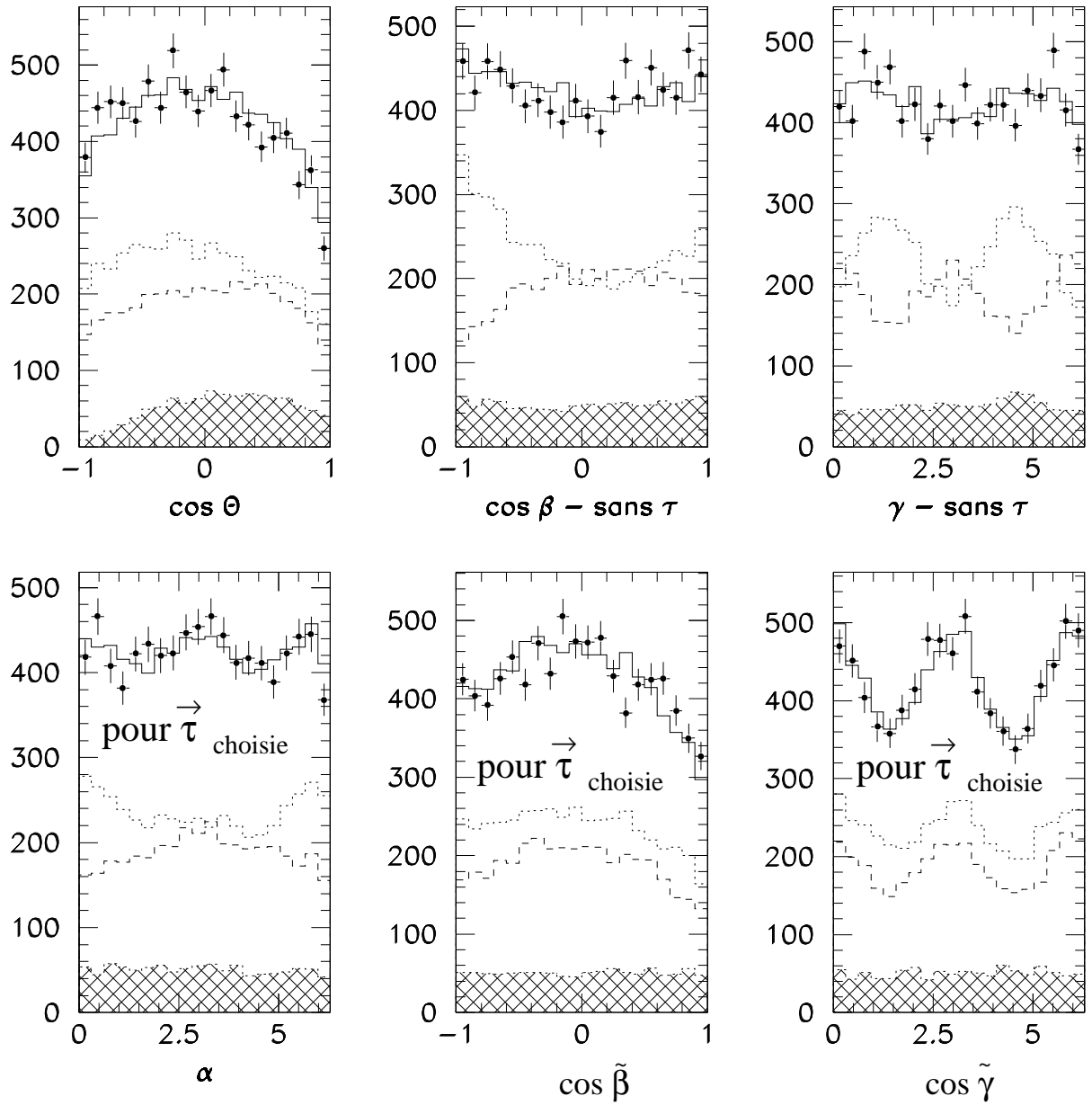


Figure 10.5: Les distributions angulaires dans le canal $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ (1992-1994) pour les événements dans lesquels une direction est mesurable .

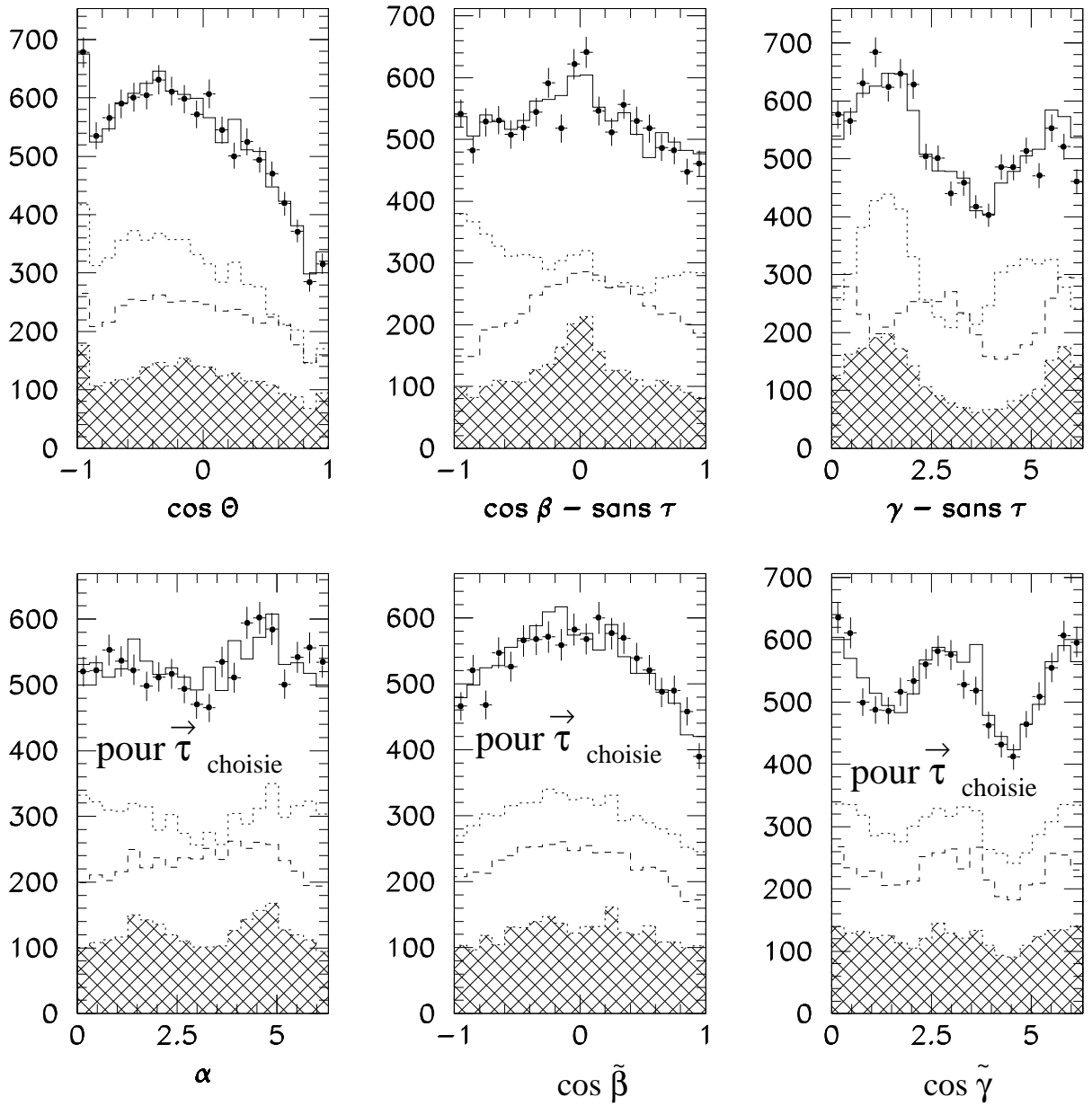


Figure 10.6: Les distributions angulaires dans le canal $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ (1992-1994) pour les événements dans lesquels une direction est mesurable.

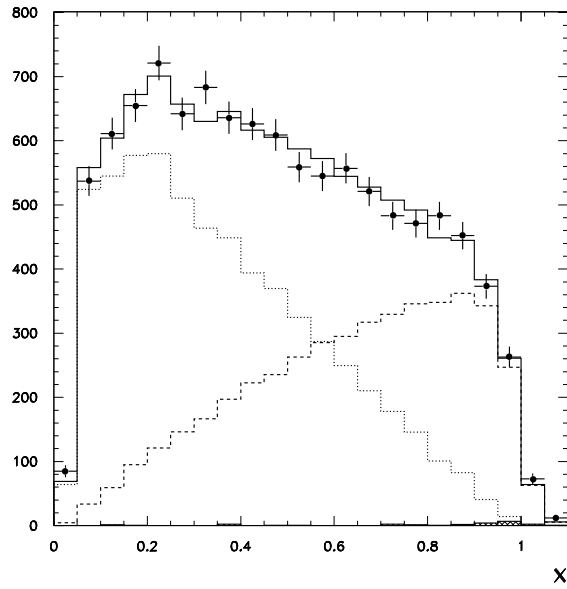


Figure 10.7: Distribution de x des événements π en 1992 et 1993. Le bruit de fond des événements *non-tau* est en grisé. Les deux états d'hélicité du Monte Carlo sont en pointillé. La polarisation du Monte Carlo est celle mesurée dans les données.

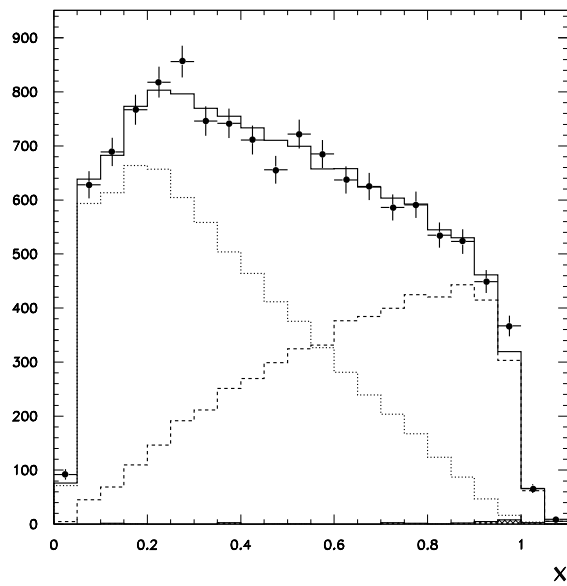
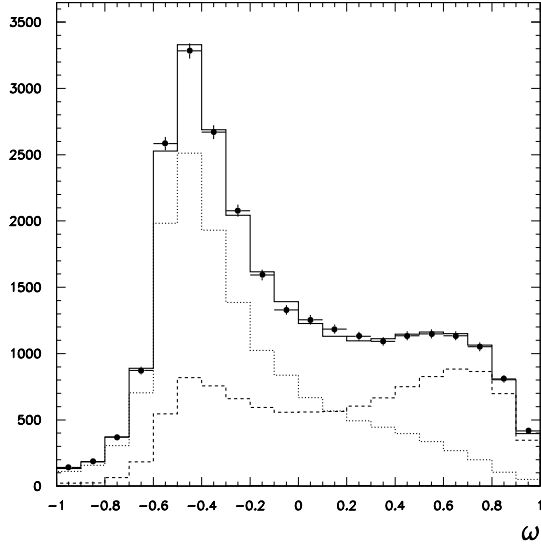
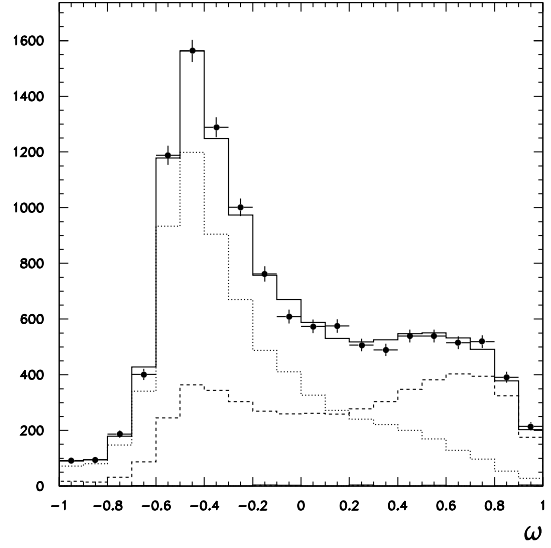


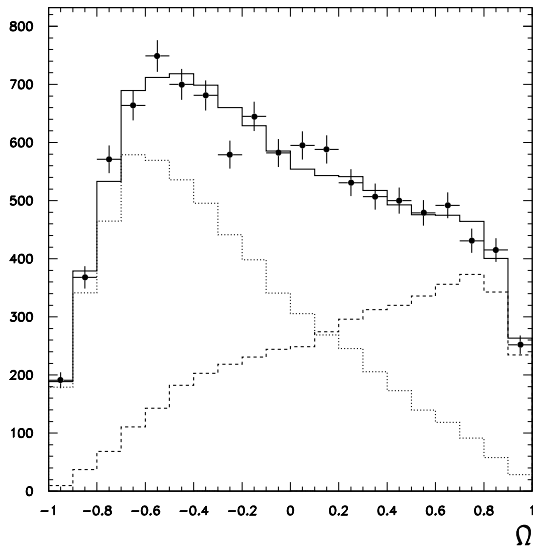
Figure 10.8: Distribution de x des événements π en 1994. Le bruit de fond des événements *non-tau* est en grisé. La polarisation du Monte Carlo est celle mesurée dans les données.



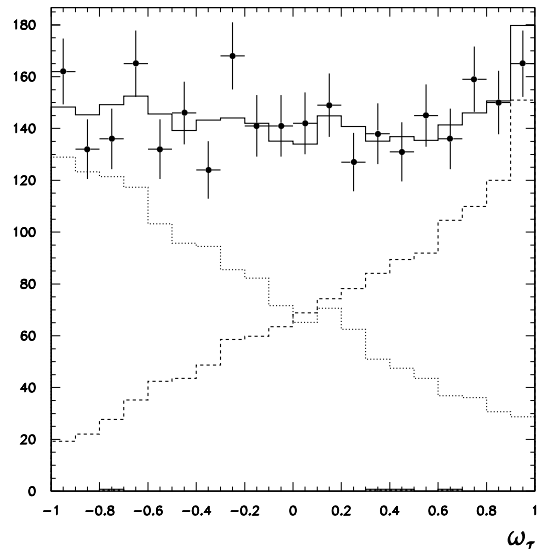
(a) ρ , l'ensemble des événements



(b) ρ , événements avec 0 direction

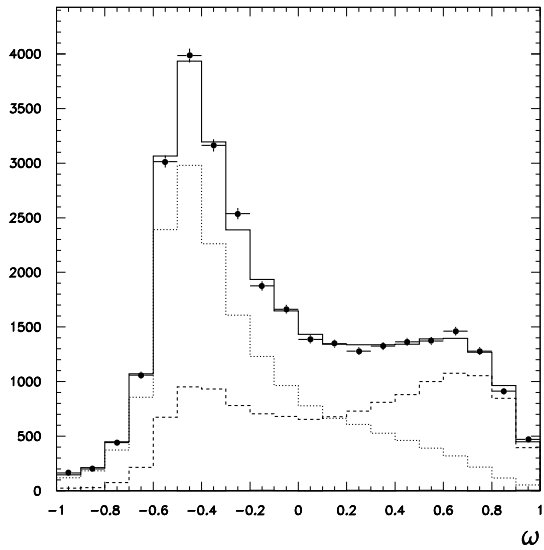


(c) ρ , événements avec 2 directions

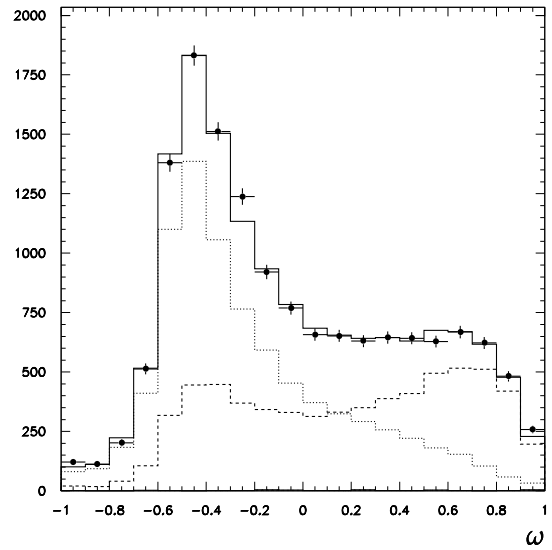


(d) ρ , événements avec 1 direction

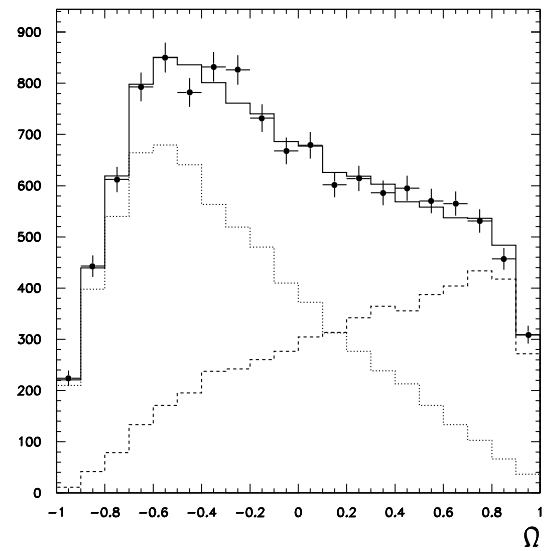
Figure 10.9: Les observables mesurant la polarisation pour les événements ρ en 1992 et 1993. Le bruit de fond des événements non-tau est en grisé. Les deux états d'hélicité du Monte Carlo sont en pointillé.



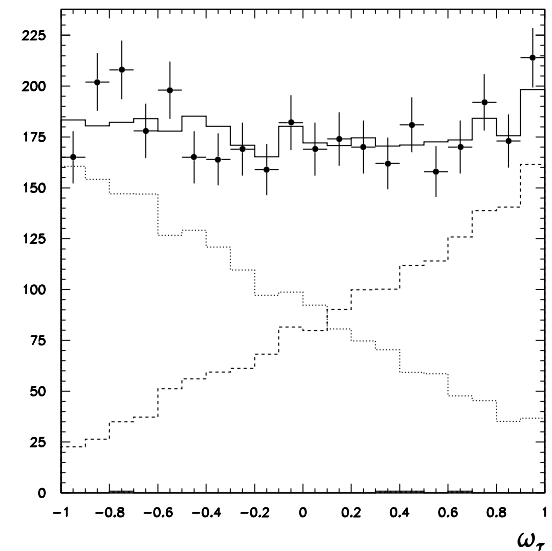
(a) ρ , l'ensemble des événements



(b) ρ , événements avec 0 direction

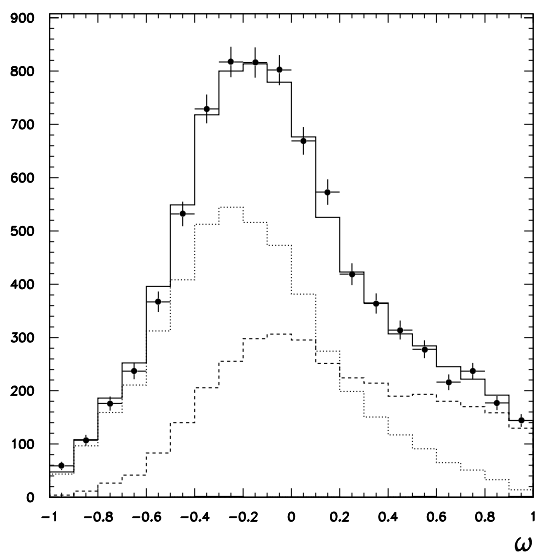


(c) ρ , événements avec 2 directions

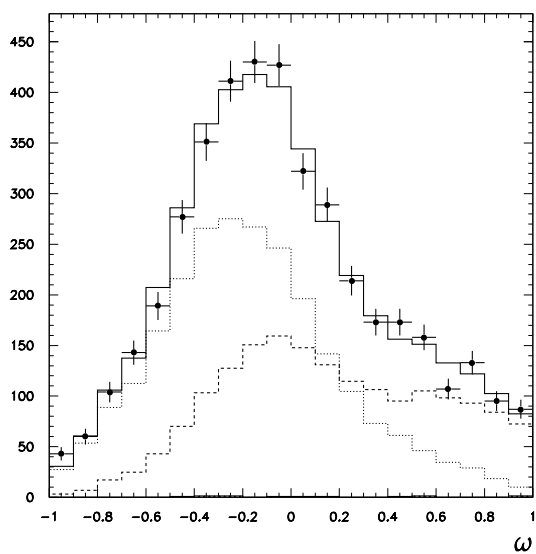


(d) ρ , événements avec 1 direction

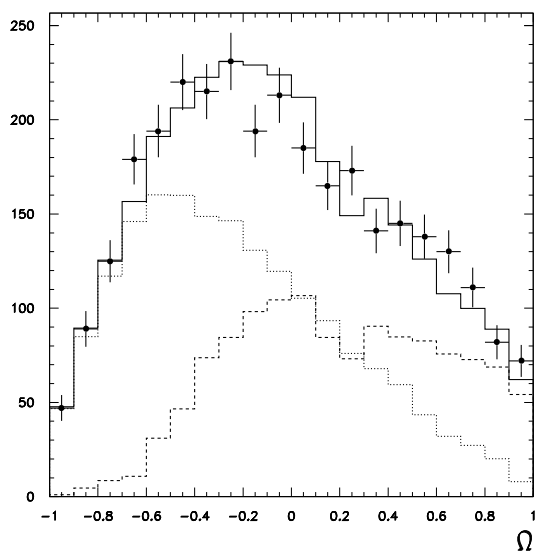
Figure 10.10: Les observables mesurant la polarisation pour les événements ρ en 1994.



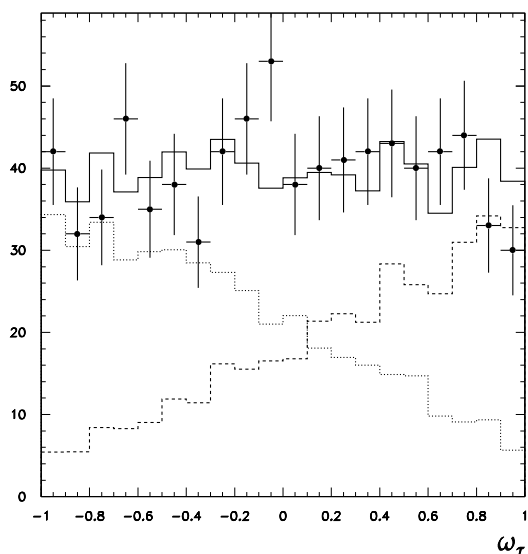
(a) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, l'ensemble des événements



(b) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, événements avec 0 direction

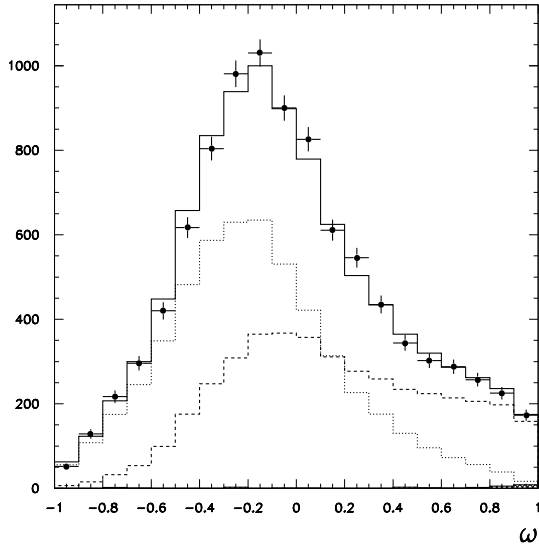


(c) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, événements avec 2 directions

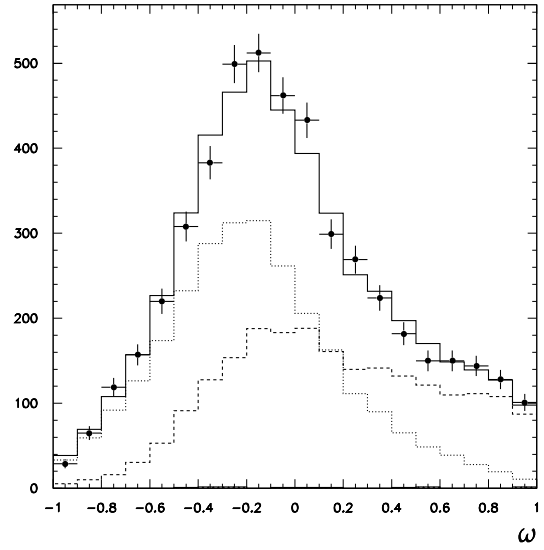


(d) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, événements avec 1 direction

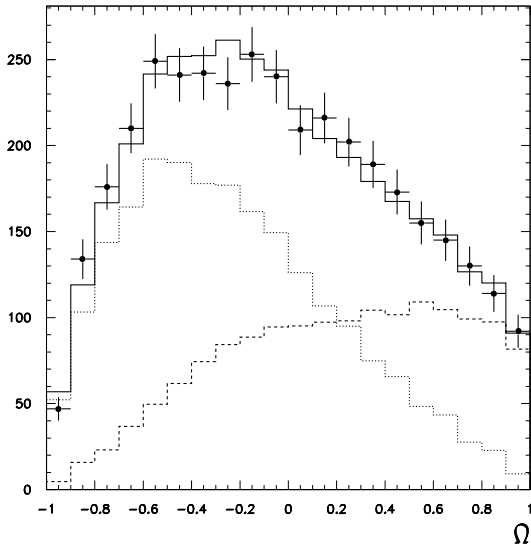
Figure 10.11: Les observables mesurant la polarisation pour les événements $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ en 1992 et 1993.



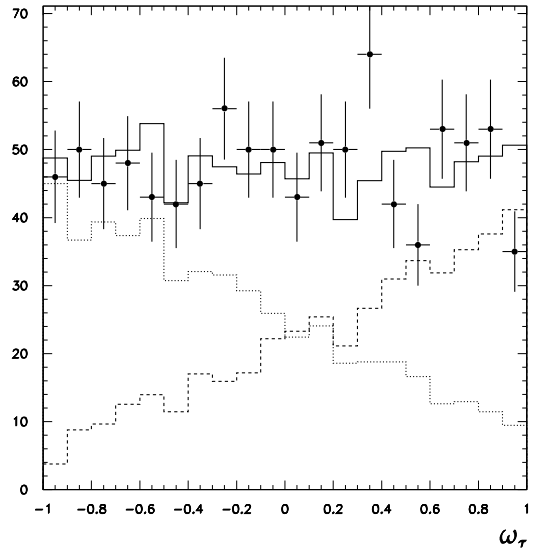
(a) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, l'ensemble des événements



(b) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, événements avec 0 direction

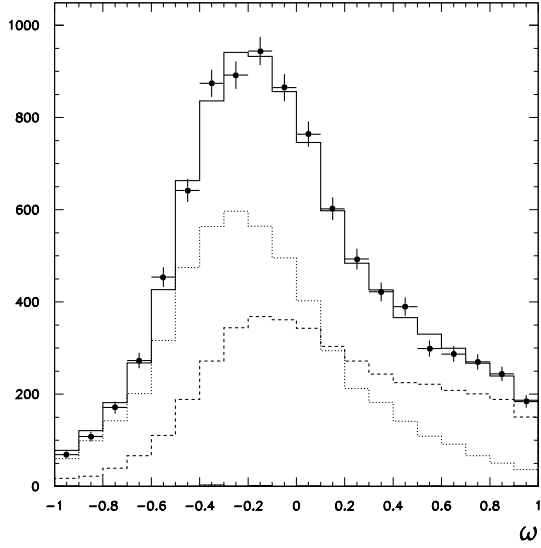


(c) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, événements avec 2 directions

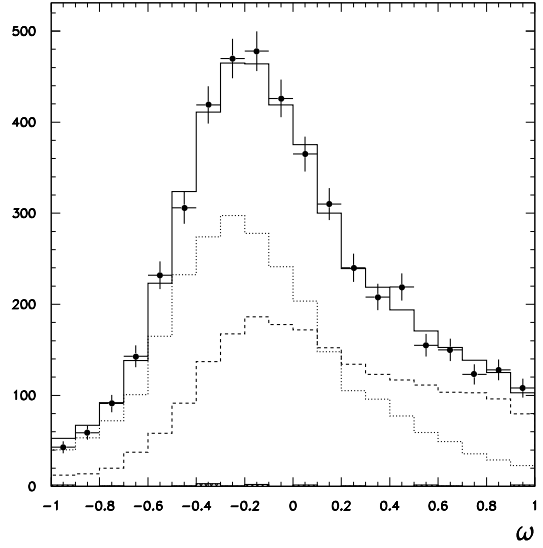


(d) $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$, événements avec 1 direction

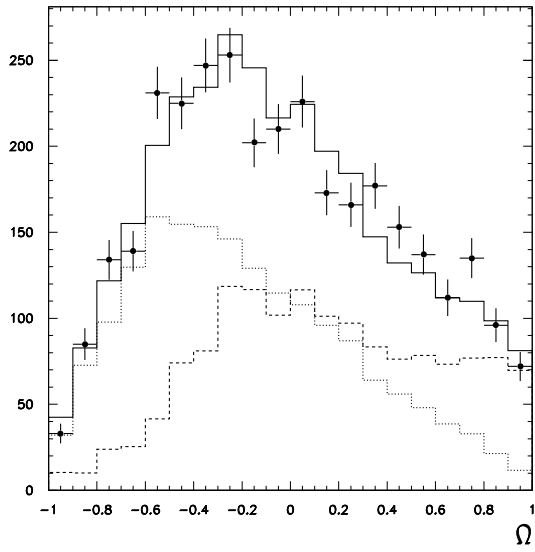
Figure 10.12: Les observables mesurant la polarisation pour les événements $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ en 1994.



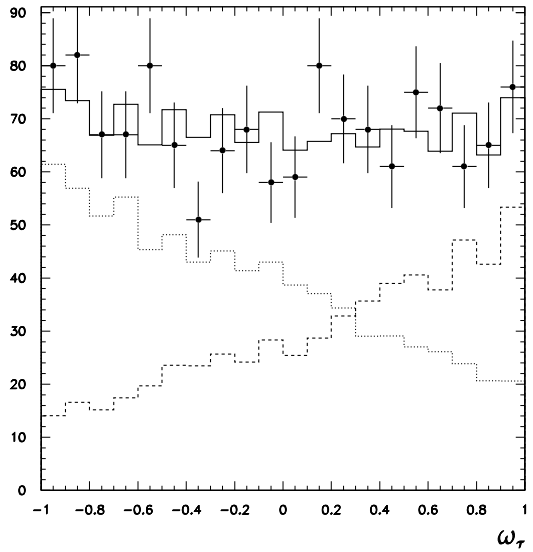
(a) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, l'ensemble des événements



(b) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, événements avec 0 direction

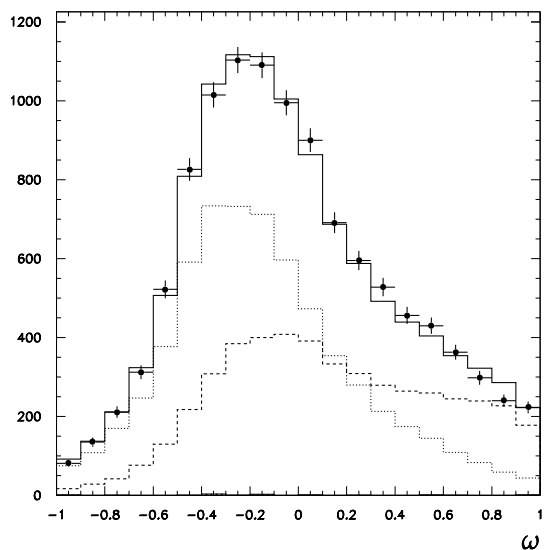


(c) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, événements avec 2 directions

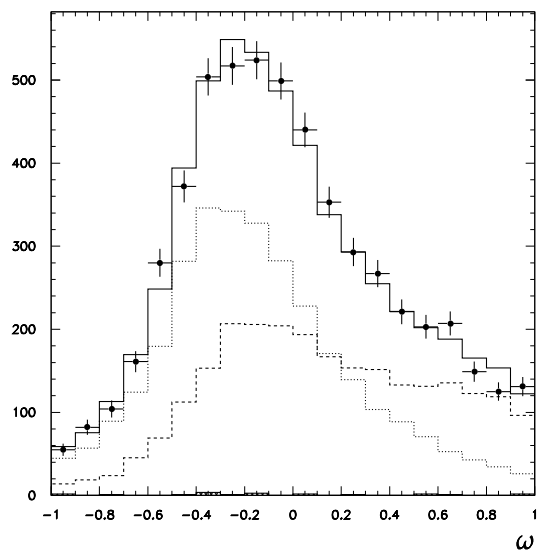


(d) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, événements avec 1 direction

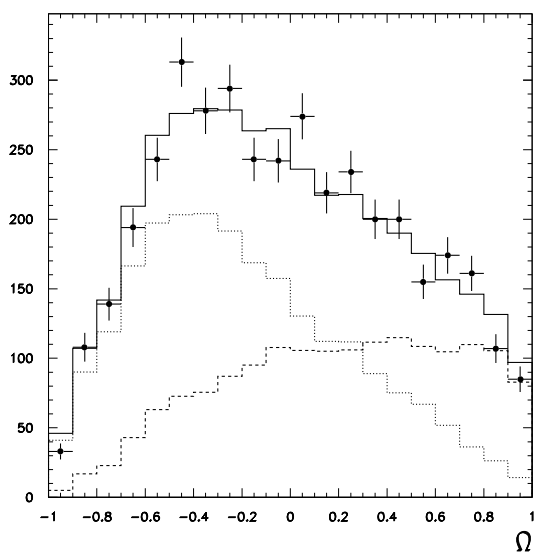
Figure 10.13: Les observables mesurant la polarisation pour les événements $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ en 1992 et 1993.



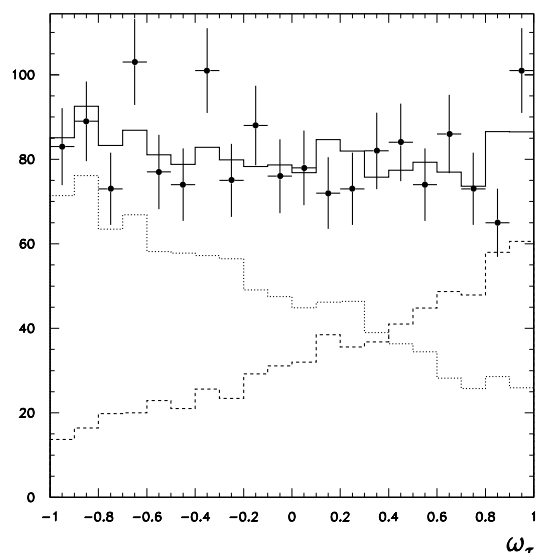
(a) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, l'ensemble des événements



(b) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, événements avec 0 direction



(c) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, événements avec 2 directions



(d) $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, événements avec 1 direction

Figure 10.14: Les observables mesurant la polarisation pour les événements $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$ en 1994.

10.2 Les canaux leptoniques

La polarisation a été mesurée dans les canaux de désintégration leptoniques dans ALEPH à partir des mêmes programmes de sélection, d'identification de particules chargées, de traitement des photons et des π^0 et finalement, de classification que ceux utilisés dans notre analyse et décrits dans le Chapitre 5.

La polarisation est mesurée dans le canal électron à partir de la distribution de $x = \frac{E_e}{E_\tau}$ où E_e est l'énergie mesurée dans le ECAL dans un cône de 40° autour de la trace chargée identifiée comme électron et où E_τ est l'énergie du τ , supposée égale à celle du faisceau. Ceci est fait dans le but de tenir compte des photons de rayonnement. Dans le canal μ , c'est l'impulsion mesurée dans la TPC qui définit la variable x . Les effets systématiques dominant dans ces deux canaux sont dus encore une fois à la statistique du Monte Carlo. Les autres effets systématiques importants proviennent du bruit de fond non-tau qui est plus grand dans ces canaux que dans les canaux hadroniques et des efficacités d'identification des particules chargées. Le canal de désintégration $\mu\nu_\tau$ est particulièrement sensible à la calibration de l'impulsion mesurée par la TPC.

Les valeurs de la polarisation dans ces deux canaux sont montrées dans la Tableau 10.3 pour les données de 1990 à 1994.

canal	$P_\tau(\%)$ sans la direction	$P_\tau(\%)$ avec la direction	Evs.	S (%)
e	$-15.40 \pm 2.37 \pm 1.04$	-	42465	20.47
μ	$-14.96 \pm 2.30 \pm 1.15$	-	43300	20.89
π	$-16.68 \pm 1.15 \pm 0.75$	-	27393	52.54
ρ	$-13.34 \pm 0.91 \pm 0.69$	$-13.53 \pm 0.87 \pm 0.73$	64578	45.23
$a_1 \rightarrow 3\pi$	$-13.87 \pm 1.89 \pm 1.60$	$-14.84 \pm 1.74 \pm 1.67$	20285	40.35
$a_1 \rightarrow \pi 2\pi^0$	$-12.12 \pm 2.07 \pm 2.36$	$-15.21 \pm 1.94 \pm 2.65$	23342	33.74

Tableau 10.3: La polarisation dans l'ensemble des canaux mesurés dans les données 1990-1994.

10.3 L'extraction de \mathcal{A}_e et \mathcal{A}_τ

10.3.1 L'ajustement en $\cos \theta$

Dans l'approximation de Born, la dépendance de la polarisation en fonction de l'angle θ entre le e^- incident et le τ^- sortant est la suivante:

$$P_\tau(\cos \theta) = -\frac{\mathcal{A}_\tau(1 + \cos^2 \theta) + \mathcal{A}_e(2\cos \theta)}{(1 + \cos^2 \theta) + \mathcal{A}_\tau \mathcal{A}_e(2\cos \theta)} \quad (10.1)$$

où:

$$\mathcal{A}_f = \frac{2a_f v_f}{(v_f^2 + a_f^2)} \simeq 2\frac{v_f}{a_f}, \quad f = (e, \tau) \quad (10.2)$$

La valeur moyenne de la distribution de $P_\tau = f(\cos \theta)$ donne le facteur \mathcal{A}_τ et l'ajustement de cette distribution en fonction de $\cos \theta$ donne \mathcal{A}_e . Dans le but d'accéder à ces deux paramètres, la polarisation est mesurée dans 9 intervalles de $\cos \theta$ et pour les 6 canaux ($e, \mu, \pi, \rho, a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ et $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$).

Soit alors σ_s^c l'erreur systématique dans le canal c (pour l'ensemble des intervalles en $\cos\theta$) et Δ_i^c l'erreur statistique de la mesure de la polarisation dans l'intervalle i du canal c . Le χ^2 suivant est minimisé par rapport aux huit termes \mathcal{A}_τ , \mathcal{A}_e et δ^c pour $c = 1, 6$:

$$\chi^2 = \sum_c \left[\left(\frac{\delta^c}{\sigma_s^c} \right)^2 + \sum_i \left(\frac{P_i^C - P_\tau(\cos\theta_i, \mathcal{A}_\tau, \mathcal{A}_e) - \delta^c}{\Delta_i^c} \right)^2 \right] \quad (10.3)$$

δ^c est le déplacement systématique à appliquer à la polarisation mesurée dans le canal c . Ces déplacements sont compatibles avec zéro compte tenu des erreurs systématiques σ_s^c pour chaque canal, ce qui est une indication que les incertitudes systématiques ont été correctement estimées.

Les erreurs systématiques sur \mathcal{A}_e et \mathcal{A}_τ

Dans cette procédure, les erreurs systématiques sont supposées totalement corrélées entre les 9 intervalles de $\cos\theta$. Les erreurs systématiques sont supposées indépendantes entre les 6 canaux de désintégration.

Les erreurs systématiques intervenant dans \mathcal{A}_τ ont été discutées en détail dans le Chapitre 9. Les seules erreurs systématiques à prendre en compte dans la mesure de \mathcal{A}_e viennent des effets qui dépendent de $\cos\theta$. Le bruit de fond des événements Bhabha et des événements $\gamma\gamma$ est la contribution majeure à l'erreur systématique. Les effets de détecteur possibles qui pourraient intervenir dans la systématique de \mathcal{A}_e sont par exemple les corrections de la flèche, dépendant de la charge du τ et de $\cos\theta$. Si le nombre de τ^- et de τ^+ est différent dans un domaine de $\cos\theta$ dans le détecteur, il faudra tenir compte de cet effet dans les erreurs systématiques. Or, la différence entre les τ^- produits à l'avant et à l'arrière du détecteur est donnée par l'asymétrie avant-arrière A_{FB}^τ des τ . Cette asymétrie étant inférieure à 2% au pôle du Z^0 [12],[65], on peut négliger les effets systématiques dépendants du détecteur pour la mesure de \mathcal{A}_e .

La courbe donnant P_τ en fonction des 9 intervalles en $\cos\theta$ obtenue avec l'ensemble des canaux de désintégration du τ est montrée sur la Figure 10.16, avec et sans l'hypothèse de l'universalité entre les électrons et les taus. On obtient ainsi la valeur de $\mathcal{A}_{e-\tau}$. Cette courbe a été ajustée en supposant que l'énergie dans le centre de masse est égale à M_Z . Or, 10 % des données ont été obtenues avec une énergie dans le centre de masse de $M_Z \pm 2\text{GeV}$. La courbe $P_\tau = f(\cos\theta)$ a une forme qui dépend de \sqrt{s} (voir la Figure 10.15). Les deux contributions $(M_Z + 2)\text{GeV}$ et $(M_Z - 2)\text{GeV}$ se compensent approximativement et l'effet sur la variation de la polarisation est, pour ces données, de 0.3%. Ceci entraîne donc un effet systématique (négligeable) de 0.03% sur la mesure de \mathcal{A}_e , \mathcal{A}_τ et $\mathcal{A}_{e-\tau}$ pour l'ensemble des données.

10.3.2 Les corrections électrofaibles

Les valeurs de \mathcal{A}_τ et de \mathcal{A}_e extraites à partir du χ^2 (10.3) ne sont pas directement reliées aux couplages du tau ou de l'électron au Z^0 par la relation (10.2). En effet, les valeurs mesurées sont affectées par des phénomènes de rayonnement dans l'état initial, d'échange de photons ou d'interférences entre le Z^0 et le photon, phénomènes qui dépendent de l'énergie dans le centre de masse par rapport à M_Z . Pour relier les termes mesurés aux pseudo-observables de la relation (10.2), il faut donc appliquer une correction.

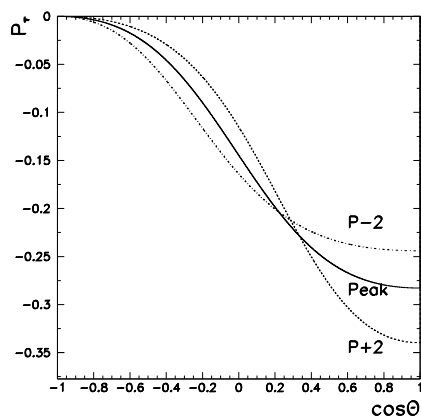


Figure 10.15: La variation de la polarisation du tau en fonction de $\cos \theta$ et en fonction de l'énergie dans le centre de masse. L'énergie au "peak" vaut 91.2 GeV, et les deux autres valeurs sont différentes de ± 2 GeV.

La correction a été estimée à l'aide du programme BHM [64] de Bardin, Hollik et Martinez. La valeur de la correction est obtenue de la manière suivante: notons \mathcal{A}_f^{sm} les valeurs de \mathcal{A}_f obtenues à partir des couplages g_A et g_V des taus et des électrons au Z^0 dans le cadre du modèle standard. La dépendance en $\cos \theta$ de P_τ est déterminée dans le cadre du modèle standard à partir des valeurs de ces couplages et en incluant les effets de rayonnement dans l'état initial, d'échange de photons et des interférences. La courbe ainsi obtenue en $\cos \theta$ est ajustée par l'équation (10.1). Cet ajustement donne des nouvelles valeurs, notées A_e et A_τ . Les corrections à appliquer aux valeurs mesurées sur les données sont alors: $\mathcal{A}_f^{sm} - A_f$. L'effet de la correction est de l'ordre de -0.3% pour $\mathcal{A}_\tau, \mathcal{A}_e$ et $\mathcal{A}_{e-\tau}$.

10.3.3 L'erreur statistique et les corrélations entre les hémisphères

Parmi les événements qui sont utilisés dans l'analyse de la polarisation, 72% sont tels que les deux hémisphères sont analysés. Or, la polarisation a été mesurée sur des hémisphères, et non sur des événements, même lorsque la direction est utilisée. Dans un événement $\tau^+ \tau^-$, les hélicités du τ^- et du τ^+ sont totalement corrélées. Cette information n'est pas prise en compte à ce stade de l'analyse et conduit à une sous-estimation des erreurs statistiques pour ces 72% d'événements. On peut tenir compte de cette corrélation [48] en écrivant la distribution des observables optimales ω dans un *événement* de la manière suivante:

$$W(\omega_1, \omega_2) = f_1 f_2 [1 + \omega_1 \omega_2 + P_\tau(\omega_1 + \omega_2)] \quad (10.4)$$

Les observables ω_i sont les observables correspondant à l'hémisphère i en l'absence de la mesure de la direction.

La variable suivante apparaît alors naturellement pour *l'événement* complet:

$$\hat{\omega} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{1 + \omega_1 \omega_2} \quad (10.5)$$

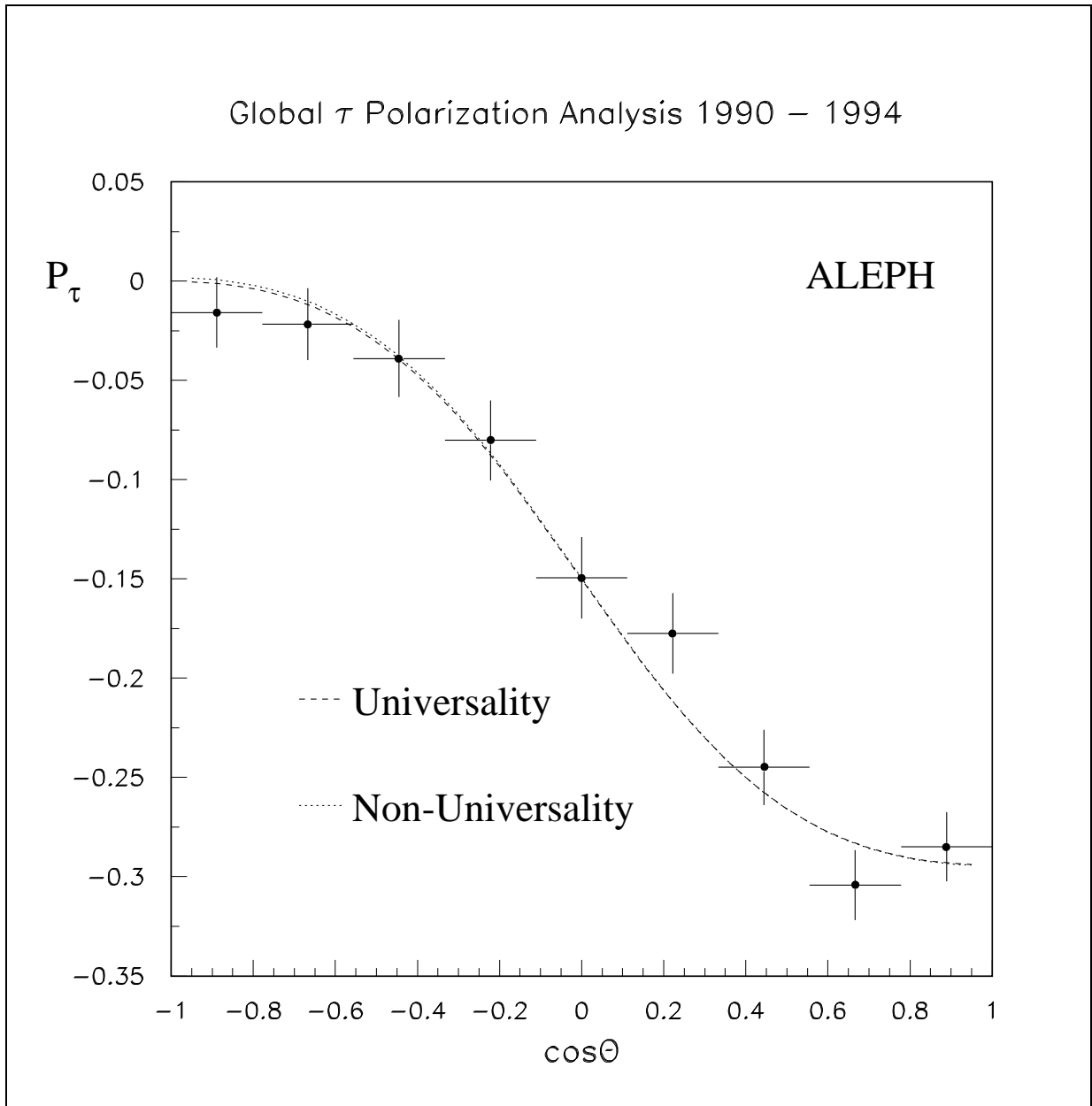


Figure 10.16: Le fit en $\cos\theta$ pour l'ensemble des canaux de désintégration du τ (données 1990-1994).

Supposons que dans un événement deux directions τ sont mesurées avec des probabilités respectives P_s et P_r . Les indices s et r désignent la direction τ sélectionnée et la direction τ rejetée, et ω_s^i (ω_r^i) la variable ω utilisant la direction *sélectionnée* (*rejetée*) dans l'hémisphère i .

On peut alors définir la variable globale $\hat{\Omega}$ pour un *événement*:

$$\hat{\Omega} = \frac{P_s f_s^1 f_s^2 (\omega_s^1 + \omega_s^2) + P_r f_r^1 f_r^2 (\omega_r^1 + \omega_r^2)}{P_s f_s^1 f_s^2 (1 + \omega_s^1 \omega_s^2) + P_r f_r^1 f_r^2 (1 + \omega_r^1 \omega_r^2)} \quad (10.6)$$

Cette variable décrit complètement un événement dans lequel deux directions τ sont mesurées. L'utilisation de cette variable augmente légèrement la sensibilité de la mesure et de plus, les erreurs statistiques n'ont pas à être corrigées pour tenir compte des corrélations de spin. En pratique, les événements dans lesquels un des hémisphères n'est pas utilisable pour la mesure de la polarisation (car les variables ω ne sont pas calculables faute de modèle théorique décrivant la dynamique de la désintégration) ne peuvent pas être inclus dans cette méthode "globale". Il faudrait alors distinguer les événements selon le nombre de directions mesurées et définir plusieurs variables "globales". Comme l'augmentation de sensibilité serait faible, nous avons préféré mesurer la polarisation sur les hémisphères et corriger les erreurs statistiques sur \mathcal{A}_e et \mathcal{A}_τ .

La correction sur l'erreur statistique afin de tenir compte de cette corrélation de spin a été déterminée en premier lieu pour l'analyse qui ne fait pas intervenir la direction du τ , puis celle où cette information est utilisée. La sensibilité de la mesure de la polarisation à partir de l'observable ω est donnée par (voir le Chapitre 3):

$$S^2 = \left\langle \frac{\omega^2}{(1 + P_\tau \omega)^2} \right\rangle \quad (10.7)$$

Pour déterminer la surestimation de sensibilité introduite par l'utilisation des hémisphères, et non d'événements, il faut comparer la sensibilité déterminée pour N *événements* en utilisant la variable ω ($S = 0.5553$) à la sensibilité déterminée en utilisant la variable $\hat{\omega}$ ($S = 0.5235$). L'erreur statistique doit donc être augmentée de 5.7 % lorsque la direction τ n'est pas mesurée dans les événements dans lesquels les deux hémisphères sont analysés. Cette valeur est un peu plus élevée que celle utilisée jusque là dans ALEPH [61] à cause de la plus grande efficacité du canal électron et de l'utilisation du canal $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, ce qui augmente la corrélation entre hémisphères.

Dans le cas où la direction τ est utilisée, on détermine les sensibilités pour les événements avec 0, 1 ou 2 directions τ reconstruites, à partir des hémisphères supposés non-corrélés et à partir d'événements. Par exemple, s'il n'y a qu'une seule direction τ reconstruite, on utilise les variables ω_τ^i et on définit:

$$\hat{\omega}_\tau = \frac{\omega_\tau^1 + \omega_\tau^2}{1 + \omega_\tau^1 \omega_\tau^2}$$

pour déterminer ces sensibilités. Pour l'ensemble d'événements dans lesquels les deux hémisphères sont analysées dans la mesure de la polarisation et lorsque la direction τ est utilisée, on trouve alors que l'erreur statistique doit être augmentée de 7%. Ce chiffre, supérieur à celui obtenu sans l'utilisation de la direction, se comprend par le fait que l'utilisation de la direction commune du τ^+ et du τ^- est une source de corrélation supplémentaire entre les deux hémisphères.

Finalement, pour l'ensemble de l'échantillon qui comprend aussi des événements où un seul hémisphère est utilisé, on doit donc augmenter l'erreur statistique de la mesure de la polarisation de 4.2% si la direction τ n'est pas utilisée, et de 5% dans le cas général. Les incertitudes de \mathcal{A}_e et de \mathcal{A}_τ doivent donc être augmentées de 5% dans notre analyse.

10.3.4 Les résultats d'ALEPH

Les résultats d'ALEPH sur l'ensemble des canaux de désintégration du τ pour la période de prise de données allant de 1990 à 1994 sont:

$$\mathcal{A}_\tau^{sm} = 15.24 \pm 0.57_{stat} \pm 0.41_{syst}(\%) \quad (10.8)$$

$$\mathcal{A}_e^{sm} = 15.40 \pm 0.77_{stat} \pm 0.36_{syst}(\%) \quad (10.9)$$

$$\mathcal{A}_{e-\tau}^{sm} = 15.30 \pm 0.47_{stat} \pm 0.30_{syst}(\%) \quad (10.10)$$

Les rapports entre les couplages vecteurs et axiaux sont, pour les deux familles séparément:

$$\frac{v_\tau}{a_\tau} = 0.0766 \pm 0.0036 \quad (10.11)$$

$$\frac{v_e}{a_e} = 0.0775 \pm 0.0043 \quad (10.12)$$

$$\frac{v_\tau/a_\tau}{v_e/a_e} = 0.99 \pm 0.07 \quad (10.13)$$

La précision du test de l'universalité entre les électrons et les taus est relativement faible à ce niveau à cause de la faible valeur de v . Si on calcule la valeur de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ pour les deux familles à partir de:

$$\sin^2 \theta_W^{eff} f = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{v_f}{a_f} \right)$$

on a:

$$\sin^2 \theta_W^{eff} \tau = 0.23084 \pm 0.00092 \quad (10.14)$$

$$\sin^2 \theta_W^{eff} e = 0.23063 \pm 0.0011 \quad (10.15)$$

$$\sin^2 \theta_W^{eff} \tau / \sin^2 \theta_W^{eff} e = 1.0009 \pm 0.0062 \quad (10.16)$$

L'universalité entre les deux familles est testée à 0.6% près. Si l'on suppose l'universalité entre les électrons et les taus, on a:

$$\frac{v}{a} = 0.0769 \pm 0.0028 \quad (10.17)$$

La valeur de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ que l'on peut extraire de ces mesures est donc:

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0.23076 \pm 0.00070 \quad (10.18)$$

Cette valeur est donc mesurée à 0.3% près par la mesure de la polarisation du τ .

10.4 Les résultats des autres expériences LEP

La mesure de la polarisation du τ est similaire dans les quatre expériences LEP [66]. Sauf dans ALEPH, la direction du τ n'a pas encore été utilisée. Dans les canaux leptoniques et dans le canal π , la polarisation est obtenue à partir des distributions de $x = E_{lepton}/E_\tau$. Dans le canal ρ , DELPHI utilise la variable ω . L3 et OPAL utilisent les corrélations entre les angles de désintégration du τ et du ρ . Dans le canal $a_1 \rightarrow 3\pi^\pm$ dans DELPHI, la polarisation a été mesurée à partir de la variable ω , mais également à partir des moments des distributions angulaires. La sensibilité obtenue en utilisant les moments est comparable à celle obtenue avec ω [67]. L3 mesure la polarisation dans le canal $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$.

Les résultats des trois autres expériences sur \mathcal{A}_e et \mathcal{A}_τ présentés aux rencontres de Moriond en 1996 [32] sont portés dans le Tableau 10.4, et sur la Figure 10.17. Notre mesure est également présentée. L'accord entre ces données est satisfaisant.

Expérience	\mathcal{A}_τ	\mathcal{A}_e
ALEPH (90-94, avec la direction)	0.152 ± 0.007	0.154 ± 0.008
DELPHI (90-94 préliminaire)	0.135 ± 0.013	0.151 ± 0.014
L3 (90-94 préliminaire)	0.152 ± 0.013	0.156 ± 0.017
OPAL (90-94 préliminaire)	0.134 ± 0.013	0.134 ± 0.016

Tableau 10.4: Les résultats pour l'ensemble des canaux de désintégration du τ des expériences LEP. Le résultat de cette analyse est comparé aux résultats présentés à Moriond en 1996.

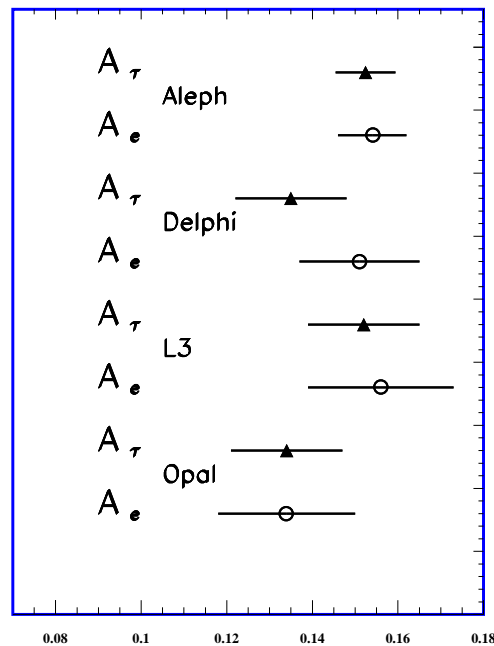


Figure 10.17: Les valeurs de \mathcal{A}_τ et de \mathcal{A}_e pour les quatre expériences LEP.

10.5 Conclusion et perspectives

La Figure 10.18(a) compare nos mesures déduites de la polarisation à la valeur de \mathcal{A}_e mesurée par la collaboration SLD [25]. La valeur de SLD est :

$$A_{LR} = 0.1551 \pm 0.0040$$

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, les deux observables sont directement comparables. Notre mesure est en très bon accord avec celle de SLD. En combinant les deux mesures, et en supposant l'universalité, la valeur moyenne de \mathcal{A}_l est de:

$$\mathcal{A}_l = 0.1544 \pm .0033$$

La Figure 10.18(b) donne la valeur de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ extraite à partir de la mesure de la polarisation présentée dans ce travail, et à partir des autres observables définies dans le Chapitre 1 et mesurées au LEP et à SLC. Les valeurs de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ (en dehors de celle extraite de la mesure de la polarisation) mesurées par le LEP sont le résultat de la moyenne des quatre expériences. La statistique n'est pas la même pour les différentes mesures (voir le Tableau 1.4). Sur la Figure 10.19, on peut voir la bande correspondant à la valeur

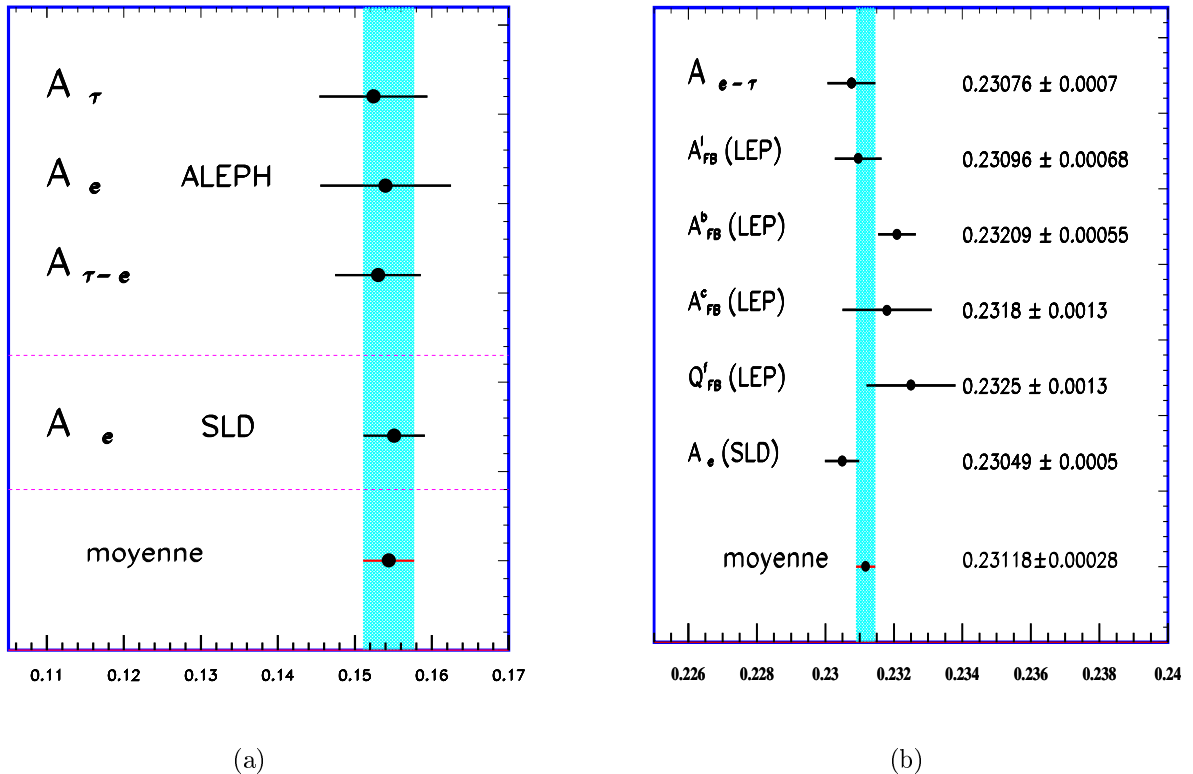


Figure 10.18: (a): Les valeurs de \mathcal{A}_e et de \mathcal{A}_τ extraites de la polarisation et la valeur de \mathcal{A}_e de SLD. (b): La valeur de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ obtenue à partir des observables indiquées.

$v/a = 0.0769 \pm 0.0028$ obtenue en supposant l'universalité des taus et des électrons dans

Figure 10.19: Les contraintes sur les couplages des trois leptons.

cette analyse. Les autres valeurs présentées sur cette figure sont celles disponibles en 1995 [12]. L'étoile est le résultat de l'ajustement de ces données électrofaibles, et l'ellipse en pointillé le contour à 68% de confiance. Les prédictions du modèle standard, en fonction de la masse du Higgs et du quark top, sont en pointillé. Grâce à la mesure de la polarisation, les couplages des taus sont mieux connus que ceux des muons. La précision sur les couplages des électrons bénéficie de la présence des électrons dans l'état initial et dans l'état final. Notre mesure est parfaitement compatible avec les autres résultats de cette figure.

La Figure 10.20 montre la variation de la polarisation du τ calculée dans le modèle standard en fonction de la masse du quark top et de la masse du boson de Higgs [18]. La valeur expérimentale obtenue par cette analyse est montrée. La valeur du quark top que l'on peut en déduire est en accord avec la mesure du TEVATRON présentée aux rencontres de Moriond en 1996 [26]. La contrainte sur la masse du Higgs reste faible, à cause de la dépendance logarithmique des observables en M_H . Notons qu'avec la précision de plus en plus grande sur la mesure de $\sin^2 \theta_W^{eff}$, l'incertitude sur la valeur de la constante de structure fine $\alpha(M_Z^2)$ (due à la contribution des quarks légers au propagateur du photon),

qui a été évaluée à $\alpha(M_Z^2) = 1/(128.896 \pm 0.090)$ [68], et qui entraîne une erreur de 0.0002 sur $\sin^2 \theta_W^{eff}$, ne sera plus une erreur négligeable.

Sauf dans le canal de désintégration $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, la mesure de la polarisation du τ est encore limitée par la statistique des données. L'incertitude statistique va diminuer de 10% lorsque les données de 1995 seront analysées.

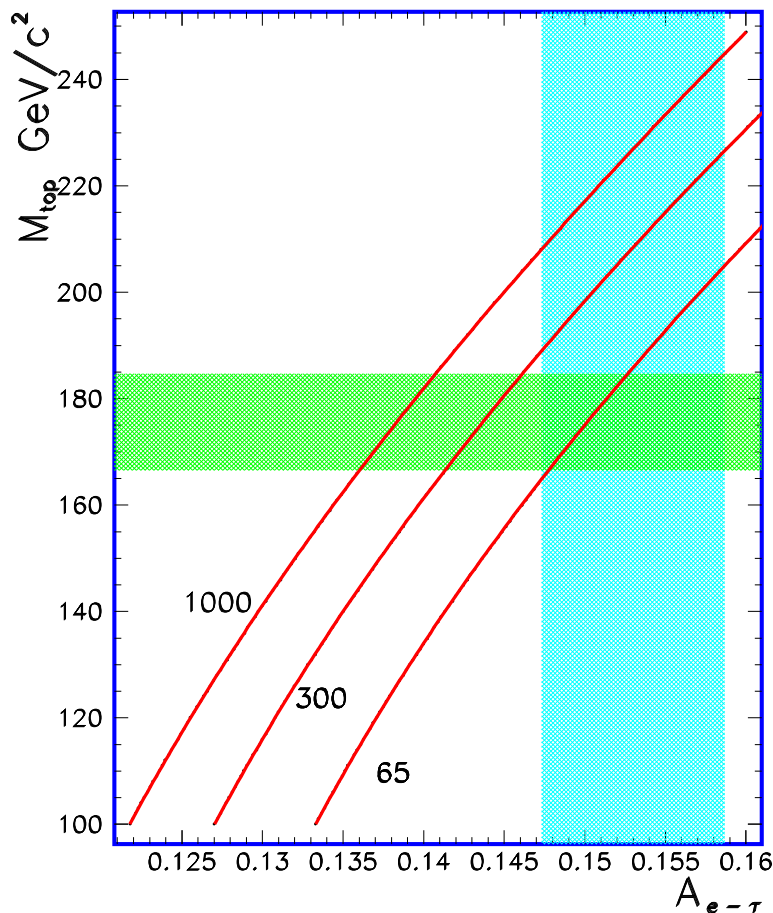


Figure 10.20: La variation de $\mathcal{A}_{e-\tau}$ dans le modèle standard en fonction de la masse du top pour trois masses du Higgs (65 GeV/c², 300 GeV/c² et 1000 GeV/c²). La valeur de la masse du top est celle du TEVATRON: $m_{top} = 175.6 \pm 9.1$ GeV/c² [26]. La zone hachurée verticale correspond à la mesure de $\mathcal{A}_{e-\tau}$ de cette analyse.

A partir de la Figure 10.20, on peut déduire la masse du top suivante:

$$m_{top} = 209_{-20}^{+18+18} \text{ GeV}/c^2$$

où la valeur centrale correspond à un Higgs de 300 GeV/c² et la deuxième incertitude est due à la variation de la masse du boson de Higgs de 65 à 1000 GeV/c².

Chapitre 11

Conclusion

Le travail de cette thèse a porté sur la mesure de la polarisation du lepton τ dans ALEPH. La finalité de cette mesure est de mieux contraindre les valeurs des couplages du lepton tau au boson Z^0 , de tester l'universalité électron-tau et de déterminer avec précision la valeur de l'angle de mélange électrofaible.

Dans les analyses précédentes de la polarisation, l'information contenue dans la direction du τ n'a jamais été utilisée. Dans les canaux de désintégration du τ en $\rho\nu_\tau$ et $a_1\nu_\tau$, qui représentent 43 % des désintégrations du τ , l'utilisation de cette information en plus des observables habituelles permet d'accroître sensiblement la précision de la mesure. Plusieurs manières de mesurer la direction et de l'inclure dans l'analyse de la polarisation ont été envisagées. La plus efficace d'entre elles donne les résultats suivants:

- lorsqu'une direction est potentiellement mesurable, l'amélioration de la sensibilité est de 8% en valeur relative pour une désintégration en $\rho\nu_\tau$, et de 16% pour une désintégration en $a_1\nu_\tau$.
- pour l'ensemble des désintégrations du τ en $\rho\nu_\tau$, cet accroissement est de 4.4%, et de 7.5% pour les désintégrations en $a_1\nu_\tau$. Ceci correspond à un gain statistique de 10 à 15 %.

Une partie importante de ce travail a été consacrée à l'étude des effets systématiques. Si l'utilisation de la direction permet d'augmenter la sensibilité de la mesure, elle n'introduit pas d'effets systématiques supplémentaires significatifs.

L'analyse de la polarisation a porté sur l'ensemble des données enregistrées par l'expérience ALEPH entre 1990 et 1994, correspondant à $3.4 \cdot 10^6$ désintégrations hadroniques du Z^0 . Dans cette analyse, nous avons utilisé 136 000 événements $\tau^+\tau^-$. Avec les données de 1995 dont l'introduction va réduire les incertitudes statistiques de 10%, ce sont les derniers événements taus disponibles au LEP dans un avenir prévisible. Sauf dans le canal de désintégration $a_1 \rightarrow \pi^\pm 2\pi^0$, la mesure de la polarisation est limitée par son incertitude statistique.

La mesure de la polarisation présentée dans cette thèse a été incorporée dans une mesure globale de la polarisation sur l'ensemble des canaux de désintégration du τ . La polarisation mesurée est:

$$\mathcal{A}_\tau = -P_\tau = 0.1524 \pm 0.0057 \pm 0.0041$$

Cette valeur est directement reliée au rapport des couplages vecteur et axial du τ au Z^0 et permet la mesure de $\sin^2 \theta_W^{eff}$:

$$\sin^2 \theta_W^{eff \tau} = 0.23084 \pm 0.00092$$

Un ajustement de la valeur de P_τ en fonction de l'angle polaire θ permet également d'extraire le rapport des couplages de l'électron au Z^0 , et de tester ainsi l'universalité des couplages prédite par le modèle standard :

$$\mathcal{A}_e = 0.1540 \pm 0.0077 \pm 0.0036$$

d'où la valeur de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ à partir des électrons:

$$\sin^2 \theta_W^{eff e} = 0.23063 \pm 0.0011$$

L'universalité entre les électrons et les taus est ainsi vérifiée à 0.6% près. Si l'on suppose cette universalité vérifiée, on a:

$$\mathcal{A}_{e-\tau} = 0.1530 \pm 0.0047 \pm 0.0030$$

ce qui donne la valeur de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ à 0.3% près:

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0.23076 \pm 0.00070$$

Cette mesure de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ est la plus précise parmi celles faites au LEP.

Les mesures de précision permettent, à travers les corrections radiatives, de prédire la masse du quark top, et dans une moindre mesure celle du Higgs. Cette prédiction sur la masse du top est en excellent accord avec la valeur récemment mesurée au TEVATRON, ce qui conforte davantage encore le modèle standard. On peut espérer qu'au fur et à mesure ou l'incertitude expérimentale sur la masse du quark top va diminuer, les prédictions sur la masse du boson de Higgs deviendront, elles aussi, plus précises et pousseront le modèle standard dans ses derniers retranchements.

Annexe A

Les tenseurs leptoniques et hadroniques

Les expressions des tenseurs leptoniques et hadroniques utilisés dans le calcul des observables ω dans le Chapitre 3 sont les suivantes [50]:

$$\begin{array}{ll}
 L_A = 1/2 (L^{11} + L^{22}) & W_A = H^{11} + H^{22} \\
 L_B = 1/2 L^{33} & W_B = H^{33} \\
 L_C = 1/2 (L^{11} - L^{22}) & W_C = H^{11} - H^{22} \\
 L_D = 1/2 (L^{12} + L^{21}) & W_D = H^{12} + H^{21} \\
 L_E = -1/2 i(L^{12} - L^{21}) & W_E = -i(H^{12} - H^{21}) \\
 L_F = 1/2 (L^{13} + L^{31}) & W_F = H^{13} + H^{31} \\
 L_G = -1/2 i(L^{13} - L^{31}) & W_G = -i(H^{13} + H^{31}) \\
 L_H = 1/2 (L^{23} + L^{32}) & W_H = H^{23} + H^{32} \\
 L_I = -1/2 i(L^{23} - L^{32}) & W_I = -i(H^{23} - H^{32}) \\
 L_{SA} = 1/2 L^{00} & W_{SA} = H^{00} \\
 L_{SB} = -1/2 (L^{01} + L^{10}) & W_{SB} = H^{01} + H^{10} \\
 L_{SC} = 1/2 i(L^{01} - L^{10}) & W_{SC} = -i(H^{01} - H^{10}) \\
 L_{SD} = -1/2 (L^{02} + L^{20}) & W_{SD} = H^{02} + H^{20} \\
 L_{SE} = 1/2 i(L^{02} - L^{20}) & W_{SE} = -i(H^{02} - H^{20}) \\
 L_{SF} = -1/2 (L^{03} + L^{30}) & W_{SF} = H^{03} + H^{30} \\
 L_{SG} = 1/2 i(L^{03} - L^{30}) & W_{SG} = -i(H^{03} - H^{30})
 \end{array}$$

Le tenseur hadronique s'écrit en fonction des facteurs de forme F_i de la manière suivante:

$$\begin{array}{l}
 W_A = (x_1^2 + x_3^2)|F_1|^2 + (x_2^2 + x_3^2)|F_2|^2 + 2(x_1x_2 - x_3^2)\Re(F_1F_2^*) \\
 W_B = x_4^2|F_3|^2 \\
 W_C = (x_1^2 - x_3^2)|F_1|^2 + (x_2^2 - x_3^2)|F_2|^2 + 2(x_1x_2 + x_3^2)\Re(F_1F_2^*) \\
 W_D = 2x_1x_3|F_1|^2 - 2x_2x_3|F_2|^2 + 2x_3(x_2 - x_1)\Re(F_1F_2^*) \\
 W_E = -2x_3(x_1 + x_2)\Im(F_1F_2^*) \\
 W_F = 2x_4[x_1\Im(F_1F_3^*) + x_2\Im(F_2F_3^*)] \\
 W_G = -2x_4[x_1\Re(F_1F_3^*) + x_2\Re(F_2F_3^*)] \\
 W_H = 2x_3x_4[\Im(F_1F_3^*) - \Im(F_2F_3^*)]
 \end{array}$$

$$\begin{aligned}
W_I &= -2x_3x_4[\Re(F_1F_3^*) - \Re(F_2F_3^*)] \\
W_{SA} &= Q^2|F_4|^2 \\
W_{SB} &= 2\sqrt{Q^2}[x_1\Re(F_1F_4^*) + x_2\Re(F_2F_4^*)] \\
W_{SC} &= -2\sqrt{Q^2}[x_1\Im(F_1F_4^*) + x_2\Im(F_2F_4^*)] \\
W_{SD} &= 2\sqrt{Q^2}x_3[\Re(F_1F_4^*) - \Re(F_2F_4^*)] \\
W_{SE} &= -2\sqrt{Q^2}x_3[\Im(F_1F_4^*) - \Im(F_2F_4^*)] \\
W_{SF} &= -2\sqrt{Q^2}x_4\Im(F_3F_4^*) \\
W_{SG} &= -2\sqrt{Q^2}x_4\Re(F_3F_4^*)
\end{aligned} \tag{A.1}$$

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys 22 (1961) 579
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
A. Salam, in Proceedings of the 8th Nobel Symposium, N. Svartholm editor, 367
New York 1968, Wiley Interscience
- [2] S.L. Glashow, I. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285
- [3] F.J. Hasert *et al.*, Phys. Lett. B46 (1973) 138
- [4] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Rev. B122 (1983) 103; B 129 (1983) 389
UA2 Collaboration, M. Banner *et al.*, Phys. Rev. B122 (1983) 476; B 129 (1983) 130
- [5] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626
- [6] M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652
- [7] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531
- [8] G. Altarelli et R. Barbieri, Phys. Lett. B253 (1990) 161
G. Altarelli, R. Barbieri et S. Jadach, Nucl. Phys. B369 (1992) 3
- [9] R. Barbieri, Cours donné à l'école d'été du CERN en 1994
- [10] M. Veltman, Nucl. Phys. B123 (1977) 89
M.S. Chanowitz *et al.*, Phys. Lett. B78 (1978) 285
- [11] D. Schaile, Fortschr. Phys. 42 (1994) 429
- [12] A Combination of Preliminary LEP Electroweak Measurements and Constraints on
the standard Model, CERN-PPE/95-192
- [13] Combining Heavy Flavour Electroweak Measurements at LEP, CERN-PPE/96-017
- [14] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. B313 (1993) 535
- [15] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. B313 (1993) 549
- [16] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Z. Phys. C59 (1993) 533
OPAL Collaboration, R. Akers *et al.*, Z. Phys. C67 (1995) 27

- [17] A. Sirlin, Phys. Rev D22 (1980) 971
 W.J. Marciano et A. Sirlin, Phys. Rev D22 (1980) 2695
 W.J. Marciano et A. Sirlin, Phys. Rev D29 (1984) 945
- [18] D. Bardin et al, An analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- Annihilation: ZFITTER CERN-TH 6443/92
- [19] M. Davier, Electroweak Physics with LEP, Cours donné à l'école d'été des Houches en 1991, LAL 92-18
- [20] R.P. Feynman et R.D. Field, Nucl. Phys. 136 (1978) 1
- [21] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. B335 (1994) 99
- [22] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, CERN PPE/96-09 "Determination of $\sin^2 \theta_W^{eff}$ Using Jet Charge Measurement in Hadronic Z Decays"
- [23] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. B352 (1995) 479
- [24] Z Physics at LEP I, CERN 89-08
- [25] SLD Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 25
 SLD Collaboration, K. Abe *et al.*, SLAC-PUB-94-6456
 SLD Collaboration, K. Abe *et al.*, SLAC-PUB-95-6974
- [26] G. Ross, "Electroweak Interactions and Unified Theories", Moriond 1996
- [27] M.L. Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489
- [28] J.Z. Bai *et al.*, Phys. Rev. D 53 (1996) 20
- [29] M. Davier, Proceedings du troisième workshop sur le lepton τ , Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 40 (1995) et références ci-incluses.
- [30] ALEPH Collaboration, CERN-PPE/95-128 "Measurement of the τ lepton lifetime"
- [31] I.C. Park, Thèse, "Mesure précise de la durée de vie du lepton tau dans l'expérience ALEPH au LEP", Université de Paris Sud (1995)
- [32] F. Maratorras, "Tau Physics at LEP", Moriond 1996
- [33] ALEPH Collaboration, CERN-PPE/95-140 "Tau hadronic branching ratios"
- [34] ALEPH Collaboration, CERN-PPE/95-127 "Tau leptonic branching ratios"
- [35] Particle Data Group, Phys.Rev. D50 (1994)
- [36] CLEO Collaboration, D. Bortottoletto *et al.*, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 539
 CLEO Collaboration, M. Aruso *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3278
- [37] W.J. Marciano et A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1815

- [38] C. Bouchiat and L. Michel, Phys. Rev. 106, (1957) 170
- [39] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. B346(1995) 379
- [40] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. B349 (1995) 585
- [41] R. Stroynowski, Proceedings du troisième workshop sur le lepton τ , Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 40 (1995) et références ci-incluses.
- [42] L. Duflot, Proceedings du troisième workshop sur le lepton τ , Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 40 (1995)
- [43] Y.S. Tsai, Phys. Rev D4 (1971) 2821
- [44] A. Rougé, Z. Phys C48 (1990) 75
- [45] K. Hagiwara, A.D. Martin et D. Zeppenfeld, Phys. Lett. B235 (1990) 198
- [46] R. Alemany, N. Rius, J. Bernabéu, J.J. Gómez-Cadenas and A. Pich, CERN-TH 6191 (1991)
- [47] S. Jadach et Z. Wąs, Com. Phys. Com. 64 (1991) 267-274
S. Jadach, J. Kühn et Z. Wąs, Com. Phys. Com. 64 (1991) 275-299
- [48] M. Davier, L. Duflot, F. Le Diberder and A. Rougé, Phys. Lett. B306 (1993) 411
- [49] L. Duflot, Thèse, “Nouvelle méthode de mesure de la polarisation du τ . Application au canal $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$ dans l’expérience ALEPH”, Université de Paris Sud (1993)
- [50] J.H. Kuhn, E. Mirkes, Z. Phys. C56 (1992) 661, Erratum - ibid. C67 (1995) 364
- [51] S. Jadach, B.F.L. Ward, and Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. 79 (1994) 503.
- [52] Y.S. Tsai and A.C. Hearn, Phys. Rev. 140 (1965) 721
- [53] J.H. Kuhn, Phys. Letters B 313 (1993)
- [54] M. Feindt, Z. Phys. C48 (1990) 681
- [55] N. Isgur *et al.*, Phys. Rev. D39, 1357 (1989)
- [56] ALEPH Collaboration, D. Decamp *et al.*, Nucl. Instr. Methods A294 (1990) 121
- [57] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Nucl. Instr. Methods A360 (1995) 481
- [58] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. B332 (1994) 219
- [59] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Z. Phys. C62 (1994) 539
- [60] H.J. Park, Thèse, “Étude des désintégrations du lepton tau en leptons et en K_L^0 ”, Université de Paris Sud (1995)
- [61] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Zeit. für Physik C59 (1993) 369
ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Zeit. für Physik C69 (1996) 183

- [62] H. Videau, ALEPH note 94-097 et communication privée.
- [63] J.C. Brient, S. Orteu, A. Rougé et M.Verderi, ALEPH note 93-107
- [64] D. Bardin *et al.*, CERN 95-03
- [65] J.C. Brient, H. Videau, ALEPH note 96-031
- [66] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Z. Phys. C67 (1995) 183
L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. B341 (1994) 245
OPAL Collaboration, R. Akers *et al.*, Z. Phys. C65 (1995) 1
- [67] P. Privitera, Phys. Lett. B309 (1993) 163
- [68] S. Eidelmann et F. Jegerlehner, Z. Phys. C67 (1995) 585