

THESE

Présentée par

Frédéric Henry-Coüannier

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY**

Spécialité:

Physique des particules, Physique mathématique et Modélisation

**VIOLATION ET CONSERVATION DE CP
DANS LES DESINTEGRATIONS DE KAONS NEUTRES EN
 $\Pi^+\Pi^-\Pi^0$**

Soutenance le 7 juin 1995,

devant le jury composé de :

Elie Aslanides

Jean-Jacques Aubert

Gregorio Bernardi

Marie-Claude Cousinou

Maria Fidecaro

François Montanet

Tatsuya Nakada



**"Tout visible est un invisible élevé à l'état de mystère."
*Novalis***

A tous.



Je remercie Jean-Jacques Aubert de m'avoir accueilli dans son laboratoire et permis d'y effectuer ma thèse dans les meilleures conditions.

Je suis heureux de pouvoir exprimer ma gratitude à mon directeur de thèse Elie Aslanides pour son soutien et ses efforts pour faire reconnaître mon travail.

Je remercie également toutes les personnes qui ont bien voulu faire partie de mon jury : Elie Aslanides, Jean-Jacques Aubert, Gregorio Bernardi, Marie-Claude Cousinou, Maria Fidecaro, François Montanet et Tatsuya Nakada. En particulier, je tiens à remercier mes rapporteurs Maria Fidecaro et Tatsuya Nakada pour leurs remarques constructives et leurs corrections.

Un grand merci à tous les physiciens de la sympathique équipe CPLEAR du CPPM : Vincent Bertin, Renaud Legac, François Montanet, François Touchard et tout particulièrement Anne Ealet dont j'ai apprécié la disponibilité, le soutien et la bonne volonté avec lesquels ils se sont acquittés de la tâche ingrate de lecture et de correction de ma thèse. Ensemble, ils ont su instaurer un climat enthousiaste de connivence et de saine émulation grâce auquel les obstacles les plus importants ont été surmontés et le travail mené à terme.

Je remercie aussi le personnel administratif ainsi que les informaticiens du CPPM dont l'aide toujours rapide et efficace m'a été d'un grand secours en maintes situations.

Je ne finirai pas sans saluer chaleureusement et souhaiter bonne chance à tous mes compagnons de thèse. En particulier, Stéphanie et mes amis Jean-Christophe, David et Cristi auront été par leur seule présence une source inépuisable de réconfort.



Table des matières

Table des matières	7
Introduction	9
1 La violation de CP dans le système (K^0, \overline{K}^0)	11
1 Les symétries discrètes P, C, T, CP, CPT	11
2 Les kaons neutres et la découverte de la violation de CP	13
3 Evolution du système (K^0, \overline{K}^0)	14
4 Tester CPT et la violation directe de CP dans le canal à deux pions	17
5 Le modèle standard et la violation de CP	21
2 La mesure de la violation de CP dans CPLEAR	27
1 La mesure de la violation de CP dans le système $K^0-\overline{K}^0$	27
2 La méthode de CPLEAR	30
3 Le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$	35
3 CPLEAR :Le dispositif expérimental	45
1 Principe de l'expérience	45
2 Présentation générale de l'expérience	46
3 Le faisceau et la cible	48
4 La détection des traces des particules chargées	50
5 L'identification des particules chargées	53
6 Le calorimètre électromagnétique	56
7 Le système de sélection	57
8 Le système d'acquisition	60
4 Production et sélection des données $\pi^+\pi^-\pi^0$	65
1 Les données réelles et simulées	65
2 Production des données	67
3 Sélection finale des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$	71
5 Etude et élimination du bruit de fond résiduel	77
1 Etude du bruit de fond à longue durée de vie	77
2 Etude du bruit de fond à courte durée de vie	86
3 Etude et élimination des bruits de fond	93
4 Conclusion	104

6	Mesure des paramètres conservant et violant CP	107
1	Construction des asymétries et extraction des paramètres	107
2	La normalisation	110
3	L'acceptance $\text{Acc}(X,Y,t)$ dans le diagramme de Dalitz	113
4	La résolution sur le temps de vie t	115
5	Le bruit de fond	117
6	La régénération	125
7	Contamination réciproque des amplitudes conservant et violant CP	125
8	Résultats finals	128
7	Résultats, discussion	131
1	Les canaux semileptonique et $\pi^+\pi^-$	131
2	Le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$	133
3	Amélioration du test indirect de CPT par comparaison de ϕ_{+-} et ϕ_{SW}	134
	Conclusion	137
	Bibliographie	140

Introduction

Trente années d'expérimentation intensive et de développements théoriques ont peu fait pour éclaircir le mystère de l'origine de la violation de CP. Les expériences réalisées à ce jour n'ont pu que confirmer la réalité du phénomène mis en évidence par Cronin et ses collaborateurs en 1964: la désintégration violant CP d'une fraction, approximativement 2 pour mille, des K_L . Pourtant, si le modèle standard décrit correctement la violation de CP, de nombreux effets sont attendus et leurs mesures constitueraient autant de tests quantitatifs de ce modèle.

L'expérience CPLEAR, au CERN, a pour objectif la mesure de la violation de CP dans les canaux de désintégration 2π , 3π et semileptonique des kaons neutres par l'étude des asymétries de désintégration entre K^0 et \bar{K}^0 . Grâce à l'utilisation de purs faisceaux de K^0 et \bar{K}^0 , cette expérience est la première à pouvoir faire la distinction entre la violation des symétries (CP,T) et (CP,CPT) de façon directe.

Les deux états de CP (+1 et -1) du système $\pi^+\pi^-\pi^0$ coexistent. Par conséquent, les désintégrations conservant et violant CP du K_S ($CP = +1$) en $\pi^+\pi^-\pi^0$ sont possibles, ce qui rend difficile l'étude de la violation de CP dans ce canal par les méthodes classiques. Ce mémoire expose le travail de recherche effectué dans l'expérience CPLEAR afin de mesurer les paramètres de la violation de CP dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ et de mettre en évidence et mesurer l'amplitude conservant CP de la désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$. Il est en effet possible, grâce à la méthode interférométrique, d'isoler les effets des amplitudes violant et conservant CP.

Ce mémoire se compose de 7 chapitres:

- Dans le premier chapitre, la phénoménologie des kaons neutres est développée et les différents paramètres de la violation de CP, T et CPT sont introduits. Très brièvement, la façon dont la violation de CP est accommodée dans le modèle standard et les prédictions importantes de ce modèle sont expliquées.
- Le second chapitre présente les diverses méthodes utilisées à ce jour pour mesurer la violation de CP dans le système des kaons neutres et décrit la méthode de CPLEAR. Une présentation détaillée du canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ sur lequel a porté notre travail de recherche est ensuite effectuée.
- Le troisième chapitre traite du dispositif expérimental mis en oeuvre par CPLEAR pour réaliser ses mesures.
- Le quatrième chapitre présente les différentes étapes de la production et de la sélection des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$.

- Le cinquième chapitre décrit une première partie de notre travail. L'étude détaillée du bruit de fond ainsi qu'une optimisation de la sélection y sont présentés.
- Le sixième chapitre est consacré aux mesures du paramètre de violation de CP η_{+-0} et du terme d'interférence λ entre les amplitudes de désintégration conservant CP du K_S et du K_L en $\pi^+\pi^-\pi^0$. Il se poursuit par la correction d'effets systématiques et l'évaluation des erreurs systématiques sur ces mesures.
- Le septième chapitre conclut sur les différentes mesures effectuées dans CPLEAR et discute les résultats obtenus.

Chapitre 1

La violation de CP dans le système (K^0, \bar{K}^0)

1 Les symétries discrètes P, C, T, CP, CPT

L'étude de l'invariance des lois de la physique sous diverses transformations s'est révélée si féconde qu'elle est devenu l'un des fondements de la physique théorique contemporaine. Notre compréhension actuelle du monde physique repose en grande partie sur des principes de symétrie, depuis les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement qui découlent de l'invariance par translations temporelles et spatiales des lois de la physique, jusqu'aux interactions fondamentales qui sont naturellement engendrées lorsque l'on exige l'invariance de certaines quantités sous des transformations de jauge locales. Le théorème de Noether [1] qui montre qu'à toute symétrie est associée la conservation d'une grandeur physique et que réciproquement, toute loi de conservation révèle l'existence d'une symétrie sous-jacente, constitue un exemple des plus significatifs du rôle central des symétries en physique. Dès lors, on comprend mieux les efforts consacrés ces 40 dernières années à l'étude des symétries discrètes C: conjugaison de charge, P: parité et T: inversion du temps, après la découverte tout à fait inattendue de la violation de certaines de ces symétries. Mais commençons par définir l'action de chacune d'elles.

La parité P [2] inverse les trois directions de l'espace.

$$x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$$

Cette transformation peut être obtenue en composant une rotation d'angle π et une réflexion. Les rotations laissant invariantes les lois de la physique, tester la parité revient alors à étudier l'invariance par une réflexion. Si on se donne un système physique caractérisé par un certain nombre de conditions initiales et si on considère l'image dans le miroir de ce système, on dit qu'il y a violation de la parité si les évolutions des deux systèmes initialement symétriques ne sont pas également symétriques, c'est à dire images l'une de l'autre par réflexion dans le miroir. Dans le cas contraire, la symétrie P est dite conservée. Si P se révèle toujours conservée, on conclue à l'impossibilité de définir de manière absolue la gauche et la droite par une expérience de physique. Si par contre on observe la violation de cette symétrie, la droite et la gauche deviennent d'authentiques observables.

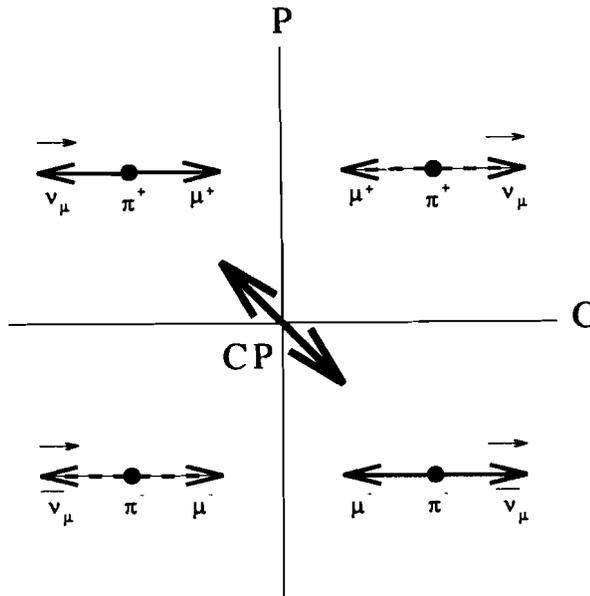


Figure 1.1: Transformation par les symétries C, P et CP de la désintégration du pion en muon et neutrino.

La conjugaison de charge C [2] change les particules en leurs antiparticules. L'invariance par cette symétrie signifie qu'il est impossible de définir de manière absolue les particules chargées positivement et négativement ou encore, que l'échange des charges de toutes les particules d'une expérience ne modifie pas ses résultats.

La transformation T [2] inverse le cours du temps. L'invariance par T implique que si l'on filme une expérience mettant en jeu des processus élémentaires, le film à l'envers de cette expérience en représente une autre tout aussi possible et probable que la première. Il en découle également qu'il est impossible de définir de manière absolue les états initial et final d'un processus élémentaire. Notons que la réversibilité du temps à l'échelle microscopique (non violation de T) n'est pas incompatible avec l'irréversibilité du temps liée à l'accroissement de l'entropie que nous expérimentons quotidiennement à l'échelle macroscopique.

L'invariance par les symétries C, P et T a été vérifiée avec un haut degré de précision dans les interactions fortes et électromagnétiques [3]. Par contre, l'interaction faible viole la parité et la conjugaison de charge. Cette violation est observée en particulier lors de la désintégration faible des pions en muons et neutrinos. Des processus de la figure 1.1, seuls ceux qui sont représentés en traits pleins ont été observés [4] [5]. Ils sont caractérisés par l'émission de neutrinos gauches et d'antineutrinos droits et sont images l'un de l'autre par la symétrie CP (application successive de P et C), tandis que les processus figurant en traits pointillés émettent des neutrinos droits et des antineutrinos gauches non physiques, et s'obtiennent par application de C ou de P à l'un des processus physiques précédents.

Jusqu'à la découverte de la violation de CP en 1964 [6], cet état de fait a conduit à penser que si les symétries C et P n'étaient pas séparément de bonnes symétries, la symétrie CP qui relie deux états physiques devait en être une, d'autant plus que la théorie électrofaible du modèle standard intègre très bien dans son formalisme la violation de C et de P prises

séparément.

L'invariance par la transformation CPT, obtenue par application successive des trois transformations C, P et T, est un postulat fondamental de la théorie des champs. Le théorème CPT établi par Pauli [7] montre que CPT est satisfaite pour toute théorie des champs locale à lagrangien hermitique et invariant de Lorentz. La vérification de la symétrie CPT constitue donc un test important pour la théorie des champs et, quoique la violation de cette symétrie constituerait une surprise de taille, la découverte de la violation des symétries C et P puis de CP, engage à pratiquer des tests de précision de CPT. On teste CPT en comparant les masses, les durées de vies et les moments magnétiques des particules et de leurs antiparticules qui doivent être égaux en valeur absolue, en cas de conservation de cette symétrie. La plus grande précision expérimentale sur la validité de la symétrie CPT est obtenue par comparaison des masses des kaons neutres K^0 et \bar{K}^0 [8] et sera encore améliorée par l'expérience CPLEAR:

$$\frac{|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|}{\langle m_{K^0} \rangle} \leq 4.10^{-18} \quad (1.1)$$

Notons que si CPT est conservée, la violation de CP doit être accompagnée d'une violation de T d'égale amplitude. Une violation de T n'a jamais directement été mise en évidence et c'est l'un des intérêts principaux de CPLEAR que de permettre pour la première fois le test direct de la symétrie T et par la même de CPT, à l'échelle où se produit la violation de CP.

2 Les kaons neutres et la découverte de la violation de CP

Les kaons neutres K^0 et \bar{K}^0 sont des mésons pseudoscalaires de masse $497,7 \text{ Mev}/c^2$, respectivement d'étrangeté +1 ($\bar{s}d$) et -1 ($s\bar{d}$), qui se transforment l'un en l'autre par application de la transformation CP à une phase arbitraire près.

$$CP|K^0\rangle = e^{i\theta_{CP}}|\bar{K}^0\rangle \quad \text{et} \quad CP|\bar{K}^0\rangle = e^{-i\theta_{CP}}|K^0\rangle \quad (1.2)$$

Par la suite, on prendra la convention de phase: $\theta_{CP}=0$. Ces particules sont produites par l'interaction forte (création de paires $\bar{s}s$) mais ne sont pas les états propres de propagation car l'interaction faible viole la conservation de l'étrangeté et permet le mélange $K^0-\bar{K}^0$ via des interactions faibles de second ordre ($|\Delta S|=2$)[9]. Les états propres de l'hamiltonien total qui régit l'évolution du système $K^0-\bar{K}^0$, interaction faible comprise, sont donc des combinaisons linéaires des états K^0 et \bar{K}^0 .

On observe deux états propres de désintégration, le premier correspondant à une particule de courte durée de vie baptisée K_S ($\tau_S = (0,8926 \pm 0,0012).10^{-10}s$ [10]) qui se désintègre principalement en deux pions, le deuxième à une particule de longue durée de vie K_L ($\tau_L = (5,17 \pm 0,04).10^{-8}s$ [10]) dont les principaux canaux de désintégration sont le 3π et les semi-leptoniques $\pi l \nu_l$. Les deux particules ont des masses très voisines [10]:

$$\Delta m = m_L - m_S = (0,5333 \pm 0,0027).10^{10} \hbar s^{-1} \quad (1.3)$$

$$= (3,508 \pm 0,018).10^{-12} \text{ MeV} \quad (1.4)$$

Les états propres de CP K_1 et K_2 s'écrivent, compte tenu de notre convention de phase:

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle] \quad (CP = +1) \quad (1.5)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle] \quad (CP = -1) \quad (1.6)$$

Si l'interaction faible conservait CP, les états propres de l'interaction faible K_S et K_L seraient identiques aux états propres de CP K_1 et K_2 . La désintégration du K_L (CP=-1) en deux pions (CP=+1) serait alors interdite car elle violerait CP. La grande différence de durée de vie entre les particules K_S et K_L est une propriété intéressante car elle permet, en se plaçant suffisamment loin de la source productrice de kaons neutres, d'isoler la composante K_L du faisceau. C'est en étudiant les produits de désintégration d'un tel faisceau de K_L que Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [6] ont découvert en 1964 qu'une petite fraction de ces particules (approximativement 2.10^{-3}) se désintégraient en $\pi^+\pi^-$ en violant la symétrie CP. Depuis lors, le système des kaons neutres constitue l'unique système où la violation de CP ait été observée.

Trois ans après la découverte de la violation de CP, Sakharov montrait dans un article célèbre [11] comment la violation de CP pouvait être à l'origine de l'asymétrie baryon-antibaryon observée dans l'univers. Partant d'un état initial de l'univers symétrique, c'est à dire comportant un nombre d'antibaryons égal au nombre de baryons, la violation de C et CP permet entre autres conditions (violation du nombre baryonique et conditions hors équilibre) d'expliquer l'apparition d'un excès de baryons dans les premiers stades d'expansion de l'univers. Même si la violation de CP mesurée dans le système $K^0-\bar{K}^0$ est trop faible pour rendre compte à elle seule de l'asymétrie baryonique de l'univers, elle peut être envisagée comme une manifestation résiduelle à basse énergie d'une violation de CP d'amplitude beaucoup plus importante, intervenant à une autre échelle d'énergie. Cette dernière aurait joué un rôle primordial dans la genèse d'un univers qui pourrait bien n'être constitué que de matière.

3 Evolution du système (K^0, \bar{K}^0)

3.1 La matrice d'évolution

Les états $|\bar{K}^0\rangle$ et $|K^0\rangle$ précédemment définis sont des états propres de l'hamiltonien H_0 de l'interaction forte et électromagnétique:

$$H_0 = H_{st} + H_{em} \quad (1.7)$$

avec les valeurs propres \bar{m}_0 et m_0 , masses au repos des mésons \bar{K}^0 et K^0 respectivement. CPT étant conservée par les interactions forte et électromagnétique, ces masses sont égales et les états $|\bar{K}^0\rangle$ et $|K^0\rangle$ sont dégénérés. Comme H_0 conserve l'étrangeté, il ne permet ni la désintégration des états propres d'étrangeté $|\bar{K}^0\rangle$ et $|K^0\rangle$ ($|\Delta_S| = 1$) ni l'oscillation $K^0-\bar{K}^0$ ($|\Delta_S| = 2$). C'est avec l'introduction de l'hamiltonien de l'interaction faible, H_f , que ces processus deviennent possibles. Si l'on note $|f\rangle$ les différents états finals produits par la désintégration faible des kaons neutres, l'état le plus général $|\psi(t)\rangle$ au temps t est une superposition des états $|\bar{K}^0\rangle$, $|K^0\rangle$ et des états finals $|f\rangle$:

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\bar{K}^0\rangle + \sum_f c_f(t)|f\rangle \quad (1.8)$$

où $a(t)$, $b(t)$ et $c_f(t)$ sont des fonctions du temps.

$|\psi(t)\rangle$ est solution de l'équation de Shrödinger:

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = (H_0 + H_f)|\psi(t)\rangle \quad (1.9)$$

En utilisant l'approximation de Wigner-Weisskopf [12] (en négligeant les interactions faibles entre les états finals ainsi que les termes d'ordre supérieur à deux en H_f dans le développement perturbatif), on aboutit au système d'équations suivant, exprimé sous forme matricielle, duquel les inconnues $c_f(t)$ ont été éliminées:

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

La matrice H ainsi obtenue peut s'écrire sous la forme:

$$H = M - i\frac{\Gamma}{2} \quad (1.11)$$

où M et Γ sont des matrices 2×2 communément appelées matrice de masse et matrice de désintégration. Les éléments M_{ij} et Γ_{ij} de ces matrices représentent des transitions via des états intermédiaires virtuels et réels respectivement et sont donnés par:

$$M_{ij} = m_0\delta_{ij} + \langle i|H_f|j\rangle + \sum_f P\left(\frac{\langle i|H_f|f\rangle\langle f|H_f|j\rangle}{m_0 - E_f}\right) \quad (1.12)$$

$$\Gamma_{ij} = 2\pi \sum_f \rho(f) \langle i|H_f|f\rangle\langle f|H_f|j\rangle \delta(m_0 - E_f) \quad (1.13)$$

P désignant la partie principale, $\rho(f)$ la densité de la voie de désintégration f dans l'espace de phase et $i=1,2$ les états $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ respectivement.

Si l'interaction faible respecte l'unitarité, H_f est hermitien et il en découle que M et Γ sont hermitiques. On montre en utilisant les propriétés d'hermiticité de M et Γ que T , CP et CPT sont violées si, et seulement si, les conditions suivantes sont vérifiées¹:

- Violation de $T \iff TH_fT^{-1} \neq H_f$

$$\sin(\phi_\Gamma - \phi_M) \neq 0 \quad (1.14)$$

- Violation de $CPT \iff CPTH_f(CPT)^{-1} \neq H_f$

$$H_{11} \neq H_{22} \quad (1.15)$$

- Violation de $CP \iff CPH_f(CP)^{-1} \neq H_f$

$$\sin(\phi_\Gamma - \phi_M) \neq 0 \text{ ou } H_{11} \neq H_{22} \quad (1.16)$$

où ϕ_Γ et ϕ_M représentent les phases des éléments de matrice M_{12} et Γ_{12} respectivement. Ces relations mettent en évidence le fait que la violation de CP est soit accompagnée d'une violation de T , soit d'une violation de CPT , soit des deux à la fois.

¹voir par exemple [13]

3.2 Solutions de la matrice d'évolution

On calcule les valeurs propres λ_S et λ_L et leurs états propres associés $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$ en diagonalisant l'hamiltonien H [14]. On obtient:

$$\lambda_{S(L)} = m_{S(L)} - i\frac{\Gamma_{S(L)}}{2} \quad (1.17)$$

La partie réelle $m_{S(L)}$ est la masse de l'état propre $|K_{S(L)}\rangle$ et la partie imaginaire $\Gamma_{S(L)}/2$ sa demi-largeur de désintégration. L'évolution au cours du temps des états physiques $|K_{S(L)}\rangle$ est alors décrite par:

$$|K_{S(L)}(t)\rangle = \exp(-im_{S(L)}t - \frac{\Gamma_{S(L)}}{2}t)|K_{S(L)}(0)\rangle \quad (1.18)$$

Ces états s'expriment en fonction de $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ suivant:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[(1 + \epsilon_T + \delta_{CPT})|K^0\rangle + (1 - \epsilon_T - \delta_{CPT})|\bar{K}^0\rangle] \quad (1.19)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[(1 + \epsilon_T - \delta_{CPT})|K^0\rangle - (1 - \epsilon_T + \delta_{CPT})|\bar{K}^0\rangle] \quad (1.20)$$

On a utilisé la convention de phase supplémentaire $\phi_\Gamma = 0$ pour obtenir ces expressions.

Le paramètre ϵ_T vaut:

$$\epsilon_T = \frac{\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle - \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}{i\Delta\Gamma + 2\Delta m} \propto (1 + i\frac{2\Delta m}{\Delta\Gamma})\delta\phi \quad (1.21)$$

avec

$$\phi_\Gamma - \phi_M = \pi - \delta\phi \quad (1.22)$$

Une valeur non nulle de ϵ_T correspond donc à une valeur non nulle de $\sin(\phi_\Gamma - \phi_M)$, signifiant une violation de T et de CP d'après 1.14. Dans la base $|K^0\rangle$, $|\bar{K}^0\rangle$, cette violation de T s'interprète comme une différence entre les taux de transition $|K^0\rangle \mapsto |\bar{K}^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle \mapsto |K^0\rangle$. La phase ϕ_T de ϵ_T , communément appelée phase superfaible ϕ_{SW} , ne dépend que de la différence des masses et des largeurs de désintégration de $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$ et n'est donc pas liée à la violation de CP.

$$\phi_T = \phi_{SW} = \arctan(\frac{2\Delta m}{\Delta\Gamma}) = 43,64^\circ \pm 0,15^\circ [10] \quad (1.23)$$

Le paramètre δ_{CPT} s'écrit:

$$\delta_{CPT} = \frac{\langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle - \langle K^0 | H | K^0 \rangle}{i\Delta\Gamma + 2\Delta m} \propto i(1 + i\frac{2\Delta m}{\Delta\Gamma})(H_{22} - H_{11}) \quad (1.24)$$

Une valeur non nulle de δ_{CPT} implique, d'après 1.15 et 1.24, une violation de CPT dans la matrice de masse ($M_{11} \neq M_{22}$) ou dans la matrice de désintégration ($\Gamma_{11} \neq \Gamma_{22}$). Si l'on suppose que les interactions faibles ordinaires ($|\Delta S| = 1$) conservent CPT, alors $\delta_{CPT} \neq 0$ est une preuve de violation de CPT dans la matrice de masse, impliquant une différence entre la masse du $|K^0\rangle$ et celle du $|\bar{K}^0\rangle$. Dans ce cas, la phase ϕ_{CPT} de δ_{CPT} est donnée par:

$$\phi_{CPT} = \phi_{SW} + \frac{\pi}{2} \quad (1.25)$$

Les états $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$ s'expriment simplement en fonction des états propres de CP, $|K_1\rangle$ et $|K_2\rangle$:

$$\boxed{|K_S\rangle = |K_1\rangle + \epsilon_S |K_2\rangle} \quad (1.26)$$

$$\boxed{|K_L\rangle = |K_2\rangle + \epsilon_L |K_1\rangle} \quad (1.27)$$

avec

$$\boxed{\epsilon_S = \epsilon_T + \delta_{CPT}} \quad (1.28)$$

$$\boxed{\epsilon_L = \epsilon_T - \delta_{CPT}} \quad (1.29)$$

La considération des équations précédentes soulève deux questions importantes:

- Les relations 1.26 et 1.27 montrent que la violation de CP "dans le mélange" se traduit par l'existence d'états propres $|K_{S(L)}\rangle$ qui ne sont pas de purs états propres de CP. C'est pourquoi, il existe à priori deux origines possibles de la violation de CP dans la désintégration de K_L en $\pi^+\pi^-$ mise en évidence par Cronin et ses collaborateurs:
 - Une violation de CP directe par désintégration de K_2 en $\pi^+\pi^-$.
 - Une violation de CP "dans le mélange" si K_L n'est pas état propre de CP mais une superposition de K_2 et d'une fraction minimale ($\epsilon_L \approx 2,27 \cdot 10^{-3}$) de K_1 comme dans l'équation 1.27.

Les expériences réalisées depuis et en particulier les plus récentes, NA31 [15] et E731 [16], ont montré que l'essentiel de la violation de CP se faisait dans le mélange et n'ont pas mis en évidence de manière définitive une violation directe de CP. La première question auxquelles les expériences voudraient répondre est donc la suivante: La violation directe de CP existe t'elle et si c'est le cas, est elle quantitativement en accord avec les prédictions du modèle standard?

- D'après les relations 1.28 et 1.29, la violation de CP observée "dans le mélange" peut à priori s'interpréter comme une violation de (CP, T), une violation de (CP, CPT) ou une combinaison des deux. Après trente années d'expérimentation sur la violation de CP, seule la valeur non nulle du paramètre ϵ_L est aujourd'hui expérimentalement établie. En particulier, aucune mesure directe de δ_{CPT} et ϵ_T n'a encore été effectuée. De même, la violation de CP dans les désintégrations de $|K_S\rangle$ (ϵ_S) n'a jamais été mise en évidence. Ces mesures constituent des tests importants de CPT car, si cette symétrie est conservée, ϵ_T , ϵ_L et ϵ_S sont identiques. La deuxième question auxquelles les expériences voudraient répondre est donc: La violation de CP observée est elle exclusivement une violation de T, ou comporte t'elle également une part de violation de CPT?

Nous allons voir maintenant comment l'étude de la violation de CP dans le canal de désintégration en deux pions permet de rechercher la réponse à ces deux questions.

4 Tester CPT et la violation directe de CP dans le canal à deux pions

4.1 Les désintégrations en deux pions

Le moment angulaire global du système de deux pions produits au cours de la désintégration d'un kaon neutre est nul car le kaon est une particule de spin zéro et le moment angulaire

est conservé. Par conséquent, la parité de ce système est juste égale au produit des parités intrinsèques des deux pions:

$$P = (-1)^2 = 1 \quad (1.30)$$

Comme $C(\pi_1\pi_2) = \pi_2\pi_1$, $C=P=1$ et le système de deux pions est état propre de CP de valeur propre +1.

Les états finals à deux pions, états propres des interactions forte et électromagnétique sont les états d'isospin $I = 0$ et $I = 2$. Les expressions des amplitudes de désintégration des kaons neutres K^0 et \bar{K}^0 dans ces deux états d'isospin sont:

$$A_{I=0,2} = a_{0,2}e^{i\delta_{0,2}} \text{ et } \bar{A}_{I=0,2} = a_{0,2}^*e^{i(\delta_{0,2})} \quad (1.31)$$

où $a_{0,2}$ sont les amplitudes de l'interaction faible, $\delta_{0,2}$ les déphasages dus à l'interaction forte dans le système des deux pions et où on suppose l'invariance de CPT dans la désintégration ($\bar{a}_I = a_I^*$).

On introduit le paramètre de violation de CP $\eta_{I=0}$, rapport de l'amplitude interdite sur l'amplitude permise par la conservation de CP dans l'état final d'isospin zéro.

$$\eta_{I=0} = |\eta_{I=0}|e^{i\phi_{I=0}} = \frac{\langle 2\pi, I = 0 | H_f | K_L \rangle}{\langle 2\pi, I = 0 | H_f | K_S \rangle} \quad (1.32)$$

De manière équivalente, on définit η_{+-} et η_{00} , rapports des amplitudes interdites sur les amplitudes permises par la conservation de CP dans les canaux de désintégration dans les états de charge $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ respectivement:

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}|e^{i\phi_{+-}} = \frac{\langle \pi^+\pi^- | H_f | K_L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | H_f | K_S \rangle} \quad (1.33)$$

$$\eta_{00} = |\eta_{00}|e^{i\phi_{00}} = \frac{\langle \pi^0\pi^0 | H_f | K_L \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | H_f | K_S \rangle} \quad (1.34)$$

$\eta_{I=0}$ n'est pas une observable. Les paramètres de violation de CP mesurables sont η_{+-} et η_{00} .

Les états $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ sont des combinaisons linéaires des états d'isospin $I = 0$ et $I = 2$.

$$|\pi^+\pi^- \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|2\pi, I = 0 \rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|2\pi, I = 2 \rangle \quad (1.35)$$

$$|\pi^0\pi^0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{3}}|2\pi, I = 0 \rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|2\pi, I = 2 \rangle \quad (1.36)$$

où on a utilisé les coefficients de Clebsh-Gordan.

Nous allons maintenant utiliser les relations et définitions précédentes afin de relier η_{+-} et η_{00} à $\eta_{I=0}$.

4.2 Le test de la violation directe de CP

On montre, à partir de 1.35, 1.36 et 1.31, que les quantités mesurables η_{+-} et η_{00} sont liées à $\eta_{I=0}$ par les relations suivantes ²:

$$\eta_{+-} = \eta_{I=0} + \epsilon' \quad (1.37)$$

²Voir par exemple [17]

$$\eta_{00} = \eta_{I=0} - 2\epsilon' \quad (1.38)$$

où:

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2\pi, I = 2 | H_f | K_2 \rangle}{\langle 2\pi, I = 0 | H_f | K_1 \rangle} = \frac{i}{\sqrt{2}} \Im\left(\frac{a_2}{a_0}\right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \quad (1.39)$$

ϵ' est le paramètre de la violation de CP directe (dans la désintégration: $|\Delta S| = 1$). Si toute la violation de CP se faisait dans le mélange, le paramètre de violation de CP η_f ne dépendrait pas de l'état final considéré et on aurait $\eta_{+-} = \eta_{00} = \eta_{I=0}$.

Notons que la non égalité des phases des amplitudes de l'interaction faible est une condition nécessaire pour que ϵ' diffère de zéro. Pour que $\Re(\epsilon')$ diffère de zéro, il faut de plus que les déphasages dus à l'interaction forte δ_2 et δ_0 dans les deux états finals d'isospin soient différents. Ces déphasages sont déterminés expérimentalement par diffusion élastique de pions à l'énergie $\sqrt{s} = m_{K^0}$:

$$\delta_0 - \delta_2 = 42^\circ \pm 4^\circ \quad [10] \quad (1.40)$$

Expérimentalement, on mesure $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ par comparaison de $|\eta_{+-}|$ et $|\eta_{00}|$. Les deux expériences NA31 et E731 ayant mesuré $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ avec la plus grande précision donnent des résultats en désaccord à plus de deux écarts standards:

$$\Re(\epsilon'/\epsilon) = (23 \pm 6, 5) \cdot 10^{-4} \quad \text{NA31} \quad [15] \quad (1.41)$$

$$\Re(\epsilon'/\epsilon) = (7, 4 \pm 5, 9) \cdot 10^{-4} \quad \text{E731} \quad [16] \quad (1.42)$$

De ces résultats on ne peut conclure à une mise en évidence de la violation directe de CP.

4.3 Un test de CPT "dans le mélange"

On montre ³ que $\eta_{I=0}$ s'exprime en fonction des paramètres de la violation de CP par:

$$\eta_{I=0} = \epsilon_T - \delta_{CPT} + i\left(\phi_0 + \frac{\phi_T}{2}\right) \quad (1.43)$$

où ϕ_0 représente la phase de l'amplitude a_0 . On travaille toujours avec la même convention de phase ($\theta_{CP} = 0$) pour simplifier les expressions cependant, le résultat que l'on va établir maintenant ne dépend d'aucune convention de phase. La valeur de la phase $\phi_0 + \frac{\phi_T}{2}$ est prédite par le modèle standard à $\mathcal{O}(10^{-7})$. En la négligeant (on reviendra plus loin sur cette approximation), on trouve:

$$\eta_{I=0} = \epsilon_T - \delta_{CPT} \quad (1.44)$$

On voit sur cette expression que si la violation de CP est accompagnée exclusivement d'une violation de T, la phase de $\eta_{I=0}$ doit être égale à ϕ_{SW} , la phase de ϵ_T . δ_{CPT} étant déphasé de $\pi/2$ par rapport à ϵ_T , la violation de CPT se manifesterait par un écart de la phase de $\eta_{I=0}$ par rapport à ϕ_{SW} . La comparaison de la phase de $\eta_{I=0}$ et de ϕ_{SW} constitue donc un test indirect de la symétrie CPT.

Cependant, comme $\eta_{I=0}$ n'est pas une observable, la relation

$$\eta_{+-} = \epsilon_T - \delta_{CPT} + \epsilon' \quad (1.45)$$

obtenue en combinant 1.44 et 1.37, est plus intéressante car la phase de η_{+-} est mesurable et peut être comparée à ϕ_{SW} afin de tester CPT. En effet, la contribution de ϵ' est négligeable

³Pour toute cette partie on pourra consulter [18]

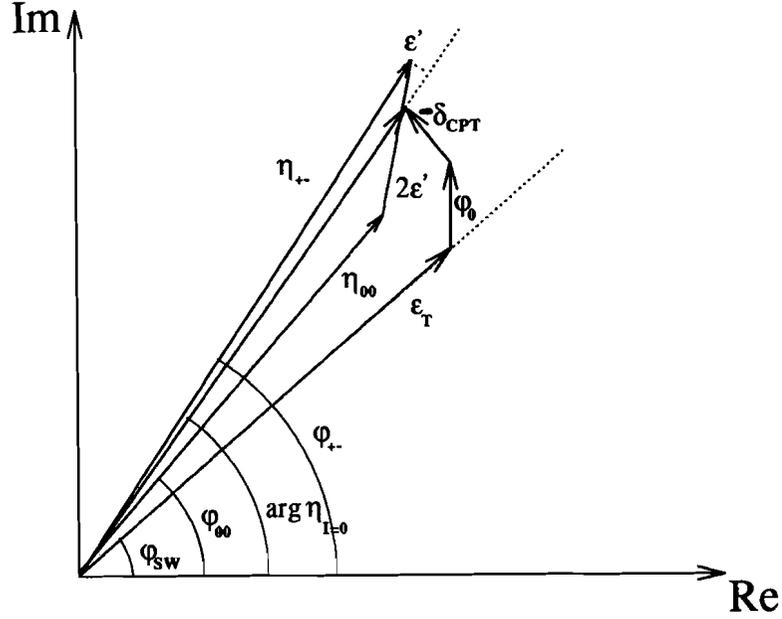


Figure 1.2: Les paramètres de la violation de CP, T et CPT dans le système des kaons neutres

car d'une part, sa valeur mesurée est très petite, d'autre part, sa phase ($\phi_{\epsilon'} = \pi/2 + \delta_2 - \delta_0$) est par un heureux hasard très proche de ϕ_{SW} (voir le schéma synoptique 1.2 tiré de [19] où tous les paramètres complexes mis en jeu sont représentés par des vecteurs).

Finalement, si CPT est conservée "dans le mélange", on doit trouver:

$$\phi_{+-} = \phi_{SW} \quad (1.46)$$

En améliorant les précisions sur ϕ_{+-} et ϕ_{SW} , on diminue la limite supérieure sur δ_{CPT} c'est à dire sur $(m_{K^0} - m_{\bar{K}^0})/m_{K^0}$.

Nous devons maintenant revenir sur l'approximation: $\phi_0 + \frac{\phi_T}{2} \approx 0$. Celle-ci est justifiée d'un point de vue théorique cependant, compte tenu des limites expérimentales existantes sur cette phase, celle-ci pourrait suffisamment dévier de zéro pour remettre en question la fiabilité du test de CPT comme nous allons le montrer.

Nous avons défini précédemment (1.13) Γ_{12} par:

$$\Gamma_{12} = 2\pi \sum_f \rho(f) \langle K^0 | H_f | f \rangle \langle f | H_f | \bar{K}^0 \rangle \delta(m_0 - E_f) \quad (1.47)$$

Les états finals communs à K^0 et \bar{K}^0 à considérer dans cette sommation sont les 2π , les $\pi\pi\gamma$ de rayonnement de freinage interne, les 3π et les semileptoniques, les autres modes ayant des taux de branchement négligeables. Si on néglige également la contribution des semileptoniques et des 3π on obtient:

$$\Gamma_{12} \approx A_0^* \bar{A}_0 + A_2^* \bar{A}_2 + \int d\Omega A_{2\pi\gamma}^* \bar{A}_{2\pi\gamma} \quad (1.48)$$

Comme les phases ϕ_0 , ϕ_2 et $\phi_{+-\gamma}$ des amplitudes de désintégration dans les états à deux pions d'isospin 0 et 2 et dans les $\pi\pi\gamma$ produits par rayonnement de freinage interne sont presque identiques, on déduit de 1.31 et 1.48:

$$\phi_0 \approx -\frac{\phi_T}{2} \quad (1.49)$$

La valeur nulle de $\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2}$ découle en définitive de la négligence de la contribution à Γ_{12} des désintégrations en 3π et des désintégrations semileptoniques. Une expression de $\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2}$ obtenue sans approximation serait:

$$\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2} = \frac{\Gamma_L}{\Gamma_S} [4BR(K_L \mapsto \ell^+ \pi^- \nu) \Im(\mathbf{x}) - BR(K_L \mapsto 3\pi) \Im(\eta_{I=0} - \eta_{3\pi(I=1)})] \quad (1.50)$$

où $\eta_{3\pi(I=1)}$ est le paramètre de violation de CP dans le canal à trois pions dans l'état final d'isospin $I=1$ qui est dominant et \mathbf{x} un paramètre qui caractérise la violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$ dans les désintégrations semileptoniques dont nous aurons à reparler. $BR(K_L \mapsto \ell^+ \pi^- \nu)$ et $BR(K_L \mapsto 3\pi)$ désignent les rapports de branchement du K_L se désintégrant en $\ell^+ \pi^- \nu$ et 3π respectivement. En utilisant les mesures disponibles [10]:

$$\Im(\mathbf{x}) = -0,003 \pm 0,026 \quad (1.51)$$

et

$$\Im(\eta_{3\pi(I=1)}) = 0,02 \pm 0,12 \quad (1.52)$$

on trouve que ϕ_{+-} et ϕ_{SW} peuvent différer de $2,7^\circ$ sans que cela n'implique une violation de CPT.

Ceci montre finalement que si l'on souhaite effectuer des tests plus précis de CPT par comparaison de ϕ_{+-} et ϕ_{SW} , il est nécessaire, en parallèle avec l'amélioration de la précision expérimentale sur la mesure de la phase ϕ_{+-} (l'incertitude sera bientôt très inférieure à 1°), de réaliser des mesures plus précises des paramètres $\Im(\mathbf{x})$ et $\Im(\eta_{3\pi(I=1)})$ dans les canaux semileptoniques et 3π afin de réduire la limite expérimentale sur $\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2}$.

5 Le modèle standard et la violation de CP

5.1 Le modèle de Kobayashi-Maskawa

La partie électrofaible du modèle standard basée sur le groupe de jauge $SU_L(2) \times U_Y(1)$ fournit un cadre théorique permettant d'incorporer la violation de CP observée dans le système des kaons neutres. On fait appel dans ce modèle au mécanisme de Higgs pour donner une masse aux bosons W et Z de l'interaction faible mais le boson de Higgs introduit permet également de donner une masse aux fermions par un couplage de type Yukawa. La partie L_m du lagrangien qui regroupe tous les termes de masse des fermions, auxquels on aboutit par un développement linéaire du champs de Higgs autour de son état du vide, est donnée par [20]:

$$L_m = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L M^u \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_R + (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})_L M^d \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_R + c.h \quad (1.53)$$

où M^u et M^d représentent les matrices de masse des quarks de type haut (charge $+2/3$) et bas (charge $-1/3$) et L et R désignent les hélicités gauche et droite respectivement. Ces matrices doivent être diagonalisées afin d'obtenir les quarks physiques états propres de masse u', c', t', d', s', b' . On montre que ces états sont obtenus à partir des spineurs u, c, t, d, s, b du lagrangien à l'aide des matrices de rotation $V_{L(R)}^u$ pour les quarks hauts d'hélicité gauche (droite) et $V_{L(R)}^d$ pour les quarks bas d'hélicité gauche (droite). Ces matrices sont unitaires:

$$V_{L(R)}^{u(d)} V_{L(R)}^{u(d)\dagger} = 1 \quad (1.54)$$

On a:

$$\begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_{L(R)} = V_{L(R)}^u \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L(R)} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{L(R)} = V_{L(R)}^d \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L(R)} \quad (1.55)$$

Les interactions faibles qui permettent les transitions entre les quarks hauts et les quarks bas d'une même famille par l'échange d'un boson W sont décrites par le terme de courant chargé L_{cc} du lagrangien total. Ces interactions ne concernent que les champs gauches puisqu'elles découlent de la symétrie $SU_L(2)$.

$$L_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} W_+^\mu \gamma_\mu (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})_L \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L + c.h \quad (1.56)$$

Utilisant 1.55, on peut exprimer L_{cc} en fonction des champs de quarks physiques.

On obtient:

$$L_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} W_+^\mu \gamma_\mu (\bar{d}', \bar{s}', \bar{b}')_L V \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_L + c.h \quad (1.57)$$

Avec

$$V = V_L^d V_L^{\dagger u} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

V est la matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa grâce à laquelle les transitions entre les quarks physiques de familles différentes deviennent possibles.

Pour une matrice $n \times n$ complexe et unitaire obtenue dans le cas général où l'on a n familles de quarks, le nombre de paramètres est n^2 . Comme seules comptent les phases relatives des $2n$ champs de quarks, on peut éliminer $2n-1$ paramètres de la matrice V par une redéfinition adéquate des phases des champs de quarks. Le nombre de paramètres physiques de la matrice est donc de $n^2 - (2n - 1) = (n - 1)^2$. Dans le cas où l'on a seulement deux familles de quarks, il n'y a qu'un seul paramètre, l'angle de Cabibbo θ_c et la matrice est donnée par:

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \quad (1.59)$$

En revanche, dans un modèle à trois familles de quarks, on obtient quatre paramètres: trois angles θ_1, θ_2 et θ_3 et une phase δ . Une paramétrisation possible de la matrice CKM est alors [21]:

$$V = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 + s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

avec

$$s_i = \sin \theta_i \text{ et } c_i = \cos \theta_i \quad (1.61)$$

La phase δ n'est pas réabsorbable par une redéfinition des champs de quarks, sauf dans le cas où l'un des s_i ou des c_i est nul, ou si deux quarks de type haut ou deux quarks de type bas sont dégénérés en masse. Cette phase est capitale car c'est elle qui permet d'expliquer la violation de CP observée dans le système des kaons neutres. L'existence de trois familles de quarks est un fait expérimental pour lequel il n'existe aucune justification théorique. C'est pourquoi, même si le modèle standard s'avérait reproduire correctement les effets de violation de CP mesurés, l'origine de la violation de CP ne serait pas élucidée pour autant.

Nous allons maintenant montrer comment la phase δ permet d'expliquer les effets de violation de CP observés.

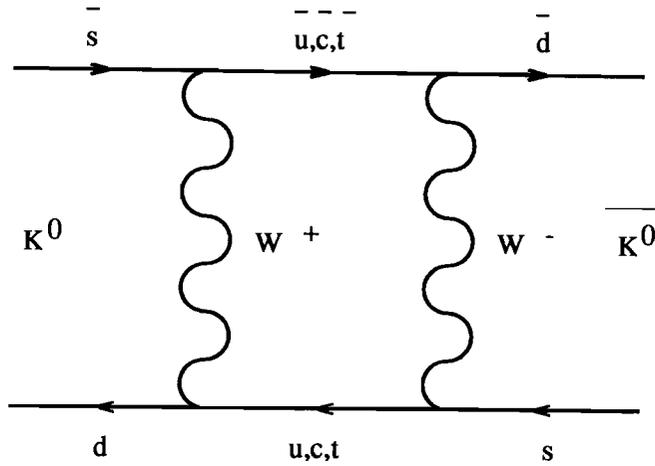


Figure 1.3: Diagramme "boîte" contribuant aux transitions virtuelles $\Delta S = 2$

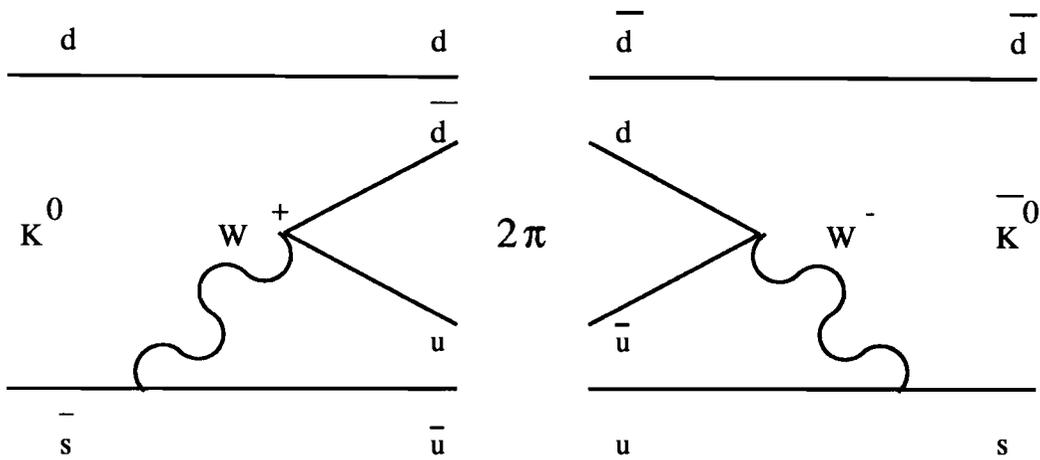


Figure 1.4: Diagramme contribuant aux transitions $\Delta S = 2$ via un état intermédiaire réel à deux pions

5.2 Violation "dans le mélange" et violation directe de CP

Comme CPT est conservée dans le modèle standard, la violation de CP "dans le mélange" se manifeste par des taux de transition différents de K^0 vers \bar{K}^0 et de \bar{K}^0 vers K^0 , processus images l'un de l'autre par la symétrie CP mais également par la symétrie T.

Les éléments de matrice de transition de K^0 vers \bar{K}^0 et de \bar{K}^0 vers K^0 sont complexes conjugués. Pour que les taux de transition diffèrent, des phases non réabsorbables par une redéfinition des champs de quarks doivent intervenir parmi les contributions qui sont sommées dans le calcul de ces éléments de matrice.

Plus précisément, nous avons vu que la violation de CP et T dans le mélange apparaissait dès lors que les phases de Γ_{12} et de M_{12} étaient différentes. Les contributions à Γ_{12} sont dominées par des diagrammes dont les états intermédiaires sont des états à deux pions (figure 1.4) tandis que les contributions à M_{12} sont dominées par des diagrammes "boîtes" (figure 1.3). A cause de la boucle interne sur les quarks u, c, t des diagrammes "boîtes", on ne peut éviter un déphasage entre M_{12} et Γ_{12} dû aux éléments de matrice CKM complexes. Il est par contre possible de

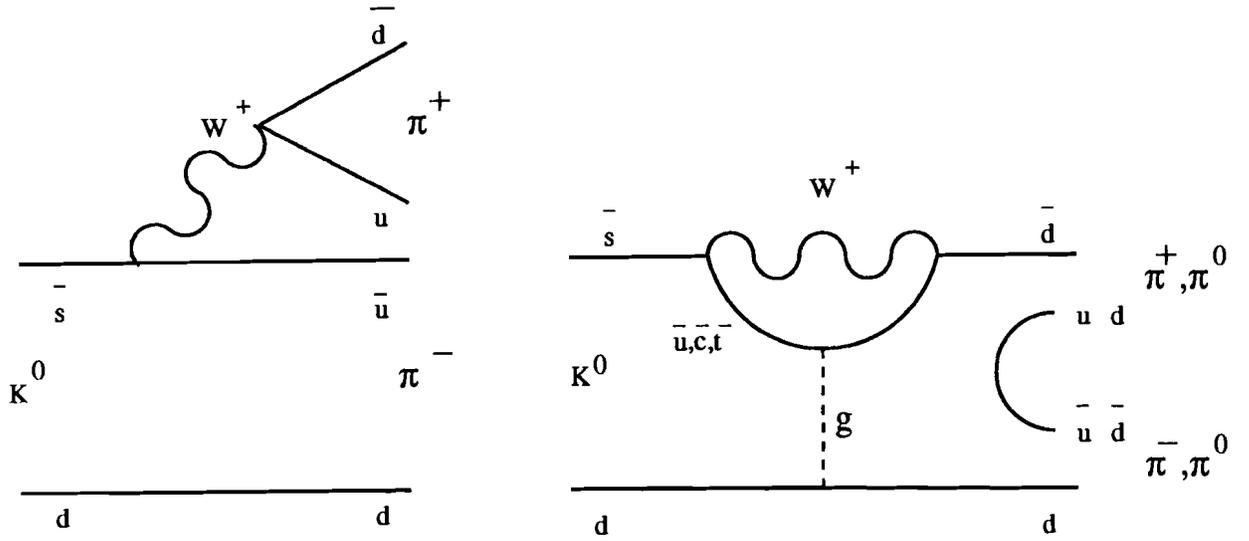


Figure 1.5: Diagrammes contribuant aux processus $\Delta S = 1$: diagramme "arbre" à gauche, diagramme "pingouin" gluonique à droite

rendre Γ_{12} réel par une convention de phase adéquate et dans ce cas, toute la violation de CP est contenue dans la relation $\Im(M_{12}) \neq 0$.

Le modèle standard prédit également une violation directe de CP grâce à la contribution des diagrammes "pingouins" gluoniques qui possèdent une boucle interne de quarks (figure 1.5 à droite). Les diagrammes "pingouins" gluoniques ne contribuent qu'aux désintégrations $\Delta I = 1/2$, donc exclusivement à l'amplitude a_0 , contrairement aux diagrammes "pingouins" électrofaibles (avec échange d'un photon ou d'un Z^0 à la place du gluon) et aux diagrammes "arbres" (figure 1.5 à gauche) qui contribuent également à a_2 . C'est pourquoi, ces diagrammes introduisent une différence de phase entre a_2 et a_0 , différence qui mesure une violation de CP directe ($\epsilon' \propto \Im(a_2/a_0)$).

Les calculs théoriques du rapport ϵ'/ϵ souffrent de grandes incertitudes à cause de l'évaluation difficile des corrections de QCD non perturbative. Compte tenu des masses du quark top proches de $180 \text{ GeV}/c^2$ récemment mesurées par CDF [22] et D0 [23], ϵ'/ϵ est attendu entre 1.10^{-4} et $1,5.10^{-3}$ [24]. Il est à noter que ϵ'/ϵ décroît lorsque la masse du quark top augmente et pourrait s'annuler pour une masse de $200 \text{ GeV}/c^2$ à cause de la contribution des "pingouins" électrofaibles tendant à compenser celle des "pingouins" gluoniques.

5.3 Conclusion

Bien que la violation de CP apparaisse naturellement dans le modèle standard des interactions électrofaibles avec l'introduction d'une troisième génération de quarks, l'origine profonde de ce phénomène demeure incertaine. En effet, tant que la violation de CP observée se limite aux interactions faibles de second ordre, le modèle Superweak de Wolfenstein [25], qui fait appel à une nouvelle interaction superfaible violant CP et prédit la conservation de CP dans les interactions faibles ordinaires ($|\Delta S| = 1$), est toujours compétitif. C'est pourquoi, la mise en évidence de la violation directe de CP à la valeur prédite par le modèle standard est importante. Les expériences en préparation NA48 [26] au CERN, E832 [27] à FERMILAB, KLOE à l'usine à ϕ DAΦNE [28], espèrent atteindre des précisions de l'ordre de ou inférieures à 1.10^{-4} sur

$\Re(\epsilon'/\epsilon)$ [29].

Le test de la symétrie CPT est fondamental car le modèle standard repose totalement sur l'édifice théorique de la théorie quantique des champs, lequel serait gravement atteint en cas de découverte d'une violation de CPT. Les expériences CPLEAR et E773 [30] atteindront des précisions de l'ordre du demi degré sur ϕ_{+-} , ce qui permettra de tester la différence relative de masse entre K^0 et \overline{K}^0 à 5.10^{-19} près. L'objectif ultime est de se rapprocher autant que possible de l'échelle de Planck ($m_K/m_{Planck} = 4.10^{-20}$) où les conditions nécessaires à la conservation de CPT (la localité) pourraient faire défaut ⁴.

⁴Voir par exemple [31]

Chapitre 2

La mesure de la violation de CP dans CPLEAR

Après un rapide aperçu des différentes techniques existantes de mesure de la violation de CP dans le système des kaons neutres, la méthode utilisée dans l'expérience CPLEAR pour extraire les paramètres de violation de CP est exposée, d'abord de manière générale, puis sur deux exemples : les mesures dans les canaux 2π et semileptonique. Nous détaillons ensuite le canal de désintégration $\pi^+\pi^-\pi^0$ sur lequel a porté le présent travail de recherche.

1 La mesure de la violation de CP dans le système $K^0-\bar{K}^0$

1.1 La méthode classique

Les sections efficaces totales d'interaction des K^0 et \bar{K}^0 sur les nucléons sont différentes. C'est pourquoi, les fonctions d'onde du K^0 et du \bar{K}^0 évoluent différemment lorsque la propagation s'effectue dans la matière par rapport à la propagation dans le vide, conduisant à un excès de la composante K^0 sur la composante \bar{K}^0 . Dans le cas d'un faisceau initial composé de K_L pur, c'est à dire d'une superposition d'états K^0 et \bar{K}^0 avec des amplitudes égales (si l'on excepte la violation de CP), cet excès équivaut à la réapparition d'une composante K_S . Ce phénomène est appelé régénération [32].

Considérons les amplitudes de désintégration, a_S du K_S et a_L du K_L , vers un état final de désintégration des kaons neutres f , état propre de CP. L'une de ces amplitudes viole CP et le paramètre de violation de CP η_f dans ce canal est défini par le rapport de l'amplitude interdite sur l'amplitude permise par CP. Jusqu'à la fin des années 80, les mesures de ce paramètre s'effectuaient le plus souvent en comparant les taux de désintégration du K_S et du K_L dans un canal donné, en mettant à profit les très grandes différences de durée de vie entre ces deux particules pour obtenir des faisceaux purs de K_L ainsi que le phénomène de régénération pour obtenir des faisceaux de K_S . C'est cette méthode qui a notamment conduit à la première mise en évidence de la violation de CP. Cependant, elle possède plusieurs inconvénients :

- En premier lieu, elle ne permet d'accéder qu'au module au carré de η_f car elle mesure des taux de désintégration.
- Il est nécessaire que f n'existe que dans un seul état propre de CP pour qu'une valeur non nulle de η_f indique réellement une violation de CP. Cette condition est vérifiée par le canal 2π (CP=+1) mais pas par le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ (CP=±1).

- Dans le cas où a_L est l'amplitude qui viole CP comme dans la désintégration en deux pions, la contamination en K_S du faisceau de K_L doit être connue précisément, la désintégration de ces K_S simulant directement un effet de violation de CP. Ceci ne pose pas de problème car il suffit de se placer assez loin de la source productrice pour obtenir un faisceau très pur de K_L . En revanche, si l'amplitude violant CP est a_S (état final de CP=-1), c'est la composition du faisceau de K_S qui doit être connue à mieux que 10^{-3} près. La situation est donc beaucoup plus problématique car une maîtrise parfaite de la régénération s'avère nécessaire.

Pour toutes ces raisons, la méthode classique ne demeure performante que pour la mesure de $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ par comparaison de $|\eta_{00}|^2$ et $|\eta_{+-}|^2$ (expériences NA31 [15] et E731 [16]).

1.2 L'interférométrie $K_S - K_L$

Dans cette section, on supposera CPT conservée et on posera $\epsilon = \epsilon_S = \epsilon_L$. En inversant les relations 1.19 et 1.20, on trouve l'expression des états $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ en fonction des états physiques $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$:

$$|K^0\rangle \approx \frac{1-\epsilon}{\sqrt{2}}(|K_S\rangle + |K_L\rangle) \quad (2.1)$$

$$|\bar{K}^0\rangle \approx \frac{1+\epsilon}{\sqrt{2}}(|K_S\rangle - |K_L\rangle) \quad (2.2)$$

A partir des relations précédentes et de l'équation 1.18 décrivant l'évolution au cours du temps des états $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$, on peut déterminer l'évolution en fonction du temps des états $|K^0(t)\rangle$ et $|\bar{K}^0(t)\rangle$ confondus respectivement avec les états $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ à l'instant $t=0$.

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1-\epsilon}{\sqrt{2}}(\exp(-im_S t - \frac{\Gamma_S}{2}t)|K_S\rangle + \exp(-im_L t - \frac{\Gamma_L}{2}t)|K_L\rangle) \quad (2.3)$$

$$|\bar{K}^0(t)\rangle = \frac{1+\epsilon}{\sqrt{2}}(\exp(-im_S t - \frac{\Gamma_S}{2}t)|K_S\rangle - \exp(-im_L t - \frac{\Gamma_L}{2}t)|K_L\rangle) \quad (2.4)$$

Les probabilités $R_f(t)$ et $\bar{R}_f(t)$ que les états $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ à $t=0$ se désintègrent en l'état final f à l'instant t sont :

$$R_f(t) = |\langle f|H_f|K^0(t)\rangle|^2 \quad (2.5)$$

$$\bar{R}_f(t) = |\langle f|H_f|\bar{K}^0(t)\rangle|^2 \quad (2.6)$$

A partir des équations d'évolution et des définitions de a_S et a_L , on obtient au premier ordre en ϵ :

$$R_f(t) = \frac{(1-2\Re(\epsilon))}{2} [(|a_S|^2 \exp(-\Gamma_S t) + |a_L|^2 \exp(-\Gamma_L t)) + \exp(-\bar{\Gamma}t) (a_S a_L^* \exp(i\Delta mt) + a_L a_S^* \exp(-i\Delta mt))] \quad (2.7)$$

$$\bar{R}_f(t) = \frac{(1+2\Re(\epsilon))}{2} [(|a_S|^2 \exp(-\Gamma_S t) + |a_L|^2 \exp(-\Gamma_L t)) - \exp(-\bar{\Gamma}t) (a_S a_L^* \exp(i\Delta mt) + a_L a_S^* \exp(-i\Delta mt))] \quad (2.8)$$

où l'on a posé $\bar{\Gamma} = (\Gamma_S + \Gamma_L)/2$.

Supposons que l'état final dans le canal de désintégration envisagé soit état propre de CP et que a_L soit l'amplitude qui viole CP (cas des 2π). Cette hypothèse permet de simplifier les expressions; le raisonnement qui suit s'effectuerait de manière équivalente dans le cas général.

En mettant en facteur l'amplitude $|a_S|^2$, on fait apparaître les paramètres de la violation de CP et les égalités précédentes deviennent:

$$R_f(t) = \frac{(1 - 2\Re(\epsilon))}{2} |a_S|^2 [(exp(-\Gamma_S t) + |\eta_f|^2 exp(-\Gamma_L t) + 2|\eta_f| \cos(\Delta m t - \phi_f) exp(-\bar{\Gamma} t))] \quad (2.9)$$

$$\bar{R}_f(t) = \frac{(1 + 2\Re(\epsilon))}{2} |a_S|^2 [(exp(-\Gamma_S t) + |\eta_f|^2 exp(-\Gamma_L t) - 2|\eta_f| \cos(\Delta m t - \phi_f) exp(-\bar{\Gamma} t))] \quad (2.10)$$

On distingue trois contributions dans les expressions entre crochets:

- Un terme pur de désintégration de K_S conservant CP: $exp(-\Gamma_S t)$
- Un terme pur de désintégration de K_L violant CP: $|\eta_f|^2 exp(-\Gamma_L t)$. C'est à ce terme de second ordre en $|\eta_f|$ que sont sensibles les expériences qui mesurent la violation de CP suivant la méthode classique précédemment décrite.
- Un terme d'interférence $K_S - K_L \approx \pm 2|\eta_f| \cos(\Delta m t - \phi_f) exp(-\frac{\Gamma_S t}{2})$ où apparaissent $|\eta_f|$ au premier ordre ainsi que la phase ϕ_f . Comme $\Gamma_S/2 \approx \Delta m$, il est possible d'observer l'oscillation due au terme d'interférence avant que l'épuisement des K_S ne provoque sa complète disparition. C'est cette propriété importante du système des kaons neutres qui permet l'étude de la violation de CP dans ce système par la méthode interférométrique.

La méthode interférométrique consiste de manière générale à mesurer le terme d'interférence afin d'extraire $|\eta_f|$ et ϕ_f . Il existe plusieurs façons d'accéder à ce terme d'interférence:

- La plus simple mais aussi la plus ancienne consiste à utiliser une source d'un seul type de kaons neutres (K^0 ou \bar{K}^0) et à étudier la désintégration au cours du temps de ces kaons dans un canal particulier. Le nombre de désintégrations en fonction de t peut être ajusté par $R_f(t)$ ou $\bar{R}_f(t)$ selon le cas afin d'extraire $|\eta_f|$ et ϕ_f . C'est ainsi que les premières mesures ont été effectuées il y a vingt ans dans le canal $\pi^+ \pi^- \pi^0$ [48]-[59], les kaons neutres étant produits par exemple par des réactions du type $K^+ p \mapsto K^0 p \pi^+$ ou encore $K^- p \mapsto \bar{K}^0 n$.
- Une autre méthode consiste à produire simultanément des K^0 et des \bar{K}^0 avec un excès de l'un des deux types de kaon neutre et à étudier comme précédemment le nombre total de désintégrations en fonction de t. Le terme d'interférence ne disparaît pas quand on somme les nombres de désintégrations des K^0 et \bar{K}^0 grâce à l'asymétrie entre ces particules à la production.

Cette asymétrie peut être obtenue à l'aide d'un régénérateur de K_S comme dans E731 [33]. Si on désigne par ρ l'amplitude de régénération, le nombre de désintégrations $N_f(t)$ en fonction du temps t dans l'état final f est donné par:

$$N_f(t) \propto [|\rho|^2 exp(-\Gamma_S t) + |\eta_f|^2 exp(-\Gamma_L t) + 2|\eta_f| |\rho| \cos(\Delta m t - \phi_f - \phi_\rho) exp(-\bar{\Gamma} t)] \quad (2.11)$$

d'où il est possible d'extraire $|\eta_f|$ et ϕ_f . L'inconvénient principal de cette méthode dans la détermination de ϕ_f réside dans la difficulté à mesurer ϕ_ρ .

Les expériences NA31 [34] et E621 [35] s'affranchissent de ce problème car elles n'utilisent pas la régénération. Le mélange asymétrique est obtenu directement à partir du faisceau de protons à haute énergie qui percute la cible, l'asymétrie étant liée à l'abondance relative

des quarks u et d dans les protons incidents. Le nombre de désintégrations en fonction du temps t dans l'état final est cette fois-ci donné par:

$$N_f(t) \propto [\exp(-\Gamma_S t) + |\eta_f|^2 \exp(-\Gamma_L t) + 2|\eta_f| D \cos(\Delta m t - \phi_f) \exp(-\bar{\Gamma} t)] \quad (2.12)$$

où D représente le facteur de dilution à la production.

$$D = \frac{N_{K^0} - N_{\bar{K}^0}}{N_{K^0} + N_{\bar{K}^0}} \quad (2.13)$$

2 La méthode de CPLEAR

2.1 Présentation générale

CPLEAR est une expérience conçue pour mesurer les paramètres de la violation de CP dans les canaux de désintégration des kaons neutres [37] [38]. La méthode utilisée par CPLEAR est interférométrique et à ce titre, elle possède tous les avantages décrits précédemment par rapport à une méthode classique de comparaison des taux de désintégration de K_S et de K_L . L'originalité de la méthode de CPLEAR consiste dans la production symétrique des K^0 et des \bar{K}^0 et dans l'identification (étiquetage) de l'étrangeté de chaque kaon neutre. Cela lui permet de construire des asymétries $A_f(t)$:

$$A_f(t) = \frac{\bar{R}_f(t) - R_f(t)}{\bar{R}_f(t) + R_f(t)} \quad (2.14)$$

qui ne sont sensibles qu'au terme d'interférence, les autres termes s'annulant dans la différence $\bar{R}_f(t) - R_f(t)$.

Cette méthode offre plusieurs avantages par rapport aux autres méthodes interférométriques:

- Le procédé de régénération n'étant pas utilisé pour produire les kaons neutres, on s'affranchit des difficultés liées aux incertitudes sur ρ .
- La sensibilité au terme d'interférence, et par la même aux paramètres de violation de CP, est plus grande à statistiques égales que dans les expériences qui utilisent une asymétrie à la production puisqu'il n'y a plus de facteur de dilution.
- On s'affranchit en grande partie des problèmes d'acceptances, celles-ci se simplifiant dans les rapports définissant les asymétries.
- Elle est polyvalente: elle permet d'effectuer un grand nombre de mesures dans de multiples canaux (2π , 3π , semileptoniques).

D'autres avantages spécifiques à certains canaux apparaîtront lorsque nous les envisagerons.

2.2 Premier exemple: les désintégrations en $\pi^+ \pi^-$

Les paramètres mesurés dans le canal $\pi^+ \pi^-$ sont $|\eta_{+-}|$ et ϕ_{+-} . L'asymétrie dépendante du temps $A_{+-}(t)$ qui permet de les extraire dans CPLEAR est définie par:

$$A_{+-}(t) = \frac{\bar{R}_{+-}(t) - R_{+-}(t)}{\bar{R}_{+-}(t) + R_{+-}(t)} \quad (2.15)$$

En substituant dans cette asymétrie les expressions de \bar{R} et R données par les équations 2.9 et 2.10 on obtient, au premier ordre en ϵ :

$$A_{+-}(t) = 2Re(\epsilon) - 2|\eta_{+-}| \exp\left(\frac{(\Gamma_S - \Gamma_L)t}{2}\right) \cos(\Delta m t - \phi_{+-}) \quad (2.16)$$

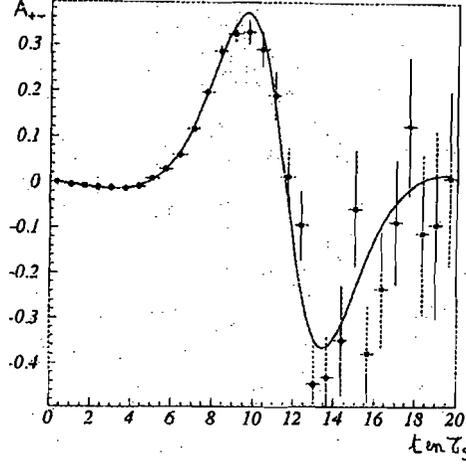


Figure 2.1: Asymétrie $A_{+-}(t)$

L'asymétrie expérimentale ajustée est représentée sur la figure 2.1 avec Δm fixée à sa valeur moyenne mondiale. On voit que le terme d'interférence est maximal entre 5 et 15 τ_S .

Les valeurs moyennes mondiales des paramètres $|\eta_{+-}|$ et ϕ_{+-} sont [10]:

$$|\eta_{+-}|[10^{-3}] = 2,269 \pm 0,023 \quad (2.17)$$

$$\phi_{+-}[^{\circ}] = 44,3 \pm 0,8 \quad (2.18)$$

Les valeurs mesurées par CPLEAR sont [39]:

$$|\eta_{+-}|[10^{-3}] = 2,27 \pm 0,047_{stat} \pm 0,032_{syst} \quad (2.19)$$

$$\phi_{+-}[^{\circ}] = 43,7 \pm 1,0_{stat} \pm 1,1_{syst} \quad (2.20)$$

La précision statistique atteinte sur la mesure de ϕ_{+-} est donc déjà comparable à celle de la valeur moyenne mondiale.

2.3 Deuxième exemple: les désintégrations semileptoniques

Les états finals semileptoniques doivent être traités de manière différente des états finals purement hadroniques car ils ne sont pas états propres de CP. On distingue deux types de désintégrations:

- Les désintégrations pour lesquelles les variations de charge et d'étrangeté sont égales ($\Delta S = \Delta Q$):

$$K^0 \mapsto \pi^- \ell^+ \nu \quad (2.21)$$

$$\overline{K}^0 \mapsto \pi^+ \ell^- \bar{\nu} \quad (2.22)$$

- Les désintégrations pour lesquelles la variation d'étrangeté est opposée à la variation de charge ($\Delta S = -\Delta Q$):

$$K^0 \mapsto \pi^+ \ell^- \bar{\nu} \quad (2.23)$$

$$\overline{K}^0 \mapsto \pi^- \ell^+ \nu \quad (2.24)$$

Ces dernières étant dues à des interactions faibles de second ordre dans le modèle standard, elles sont très largement supprimées (règle $\Delta S = \Delta Q$). Le paramètre x qui mesure la violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$ est défini par:

$$x = \frac{\langle \pi^- \ell^+ \nu | H_f | \overline{K^0} \rangle}{\langle \pi^- \ell^+ \nu | H_f | K^0 \rangle} \quad (2.25)$$

Seules les désintégrations en $\pi e \nu$ sont étudiées dans CPLEAR et seront envisagées dans ce qui suit. On définit les taux de désintégration suivants:

$$R_+(t) = | \langle \pi^- e^+ \nu | H_f | K^0(t) \rangle |^2, \quad R_-(t) = | \langle \pi^+ e^- \bar{\nu} | H_f | K^0(t) \rangle |^2 \quad (2.26)$$

$$\bar{R}_+(t) = | \langle \pi^- e^+ \nu | H_f | \overline{K^0}(t) \rangle |^2, \quad \bar{R}_-(t) = | \langle \pi^+ e^- \bar{\nu} | H_f | \overline{K^0}(t) \rangle |^2 \quad (2.27)$$

correspondant à de purs états K^0 et $\overline{K^0}$ à la production.

A partir des relations 2.7 et 2.8, ces taux de désintégration peuvent être développés et exprimés en fonction des paramètres x , ϵ_T et δ_{CPT} .

$$\begin{aligned} R_+(t)(\bar{R}_-)(t) &\propto [1 + 2\Re(x) - (+)4\Re(\delta_{CPT})]e^{-\Gamma_S t} \\ &\quad + [1 - 2\Re(x) + (-)4\Re(\delta_{CPT})]e^{-\Gamma_L t} \\ &\quad + 2e^{-\Gamma_S t/2} \cos(\Delta m t) \\ &\quad + (-)4[2\Im(\delta_{CPT}) - \Im(x)]e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t) \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} R_-(t)(\bar{R}_+)(t) &\propto [1 + 2\Re(x) - (+)4\Re(\epsilon_T)]e^{-\Gamma_S t} \\ &\quad + [1 - 2\Re(x) - (+)4\Re(\epsilon_T)]e^{-\Gamma_L t} \\ &\quad - 2[1 - (+)4\Re(\epsilon_T)]e^{-\Gamma_S t/2} \cos(\Delta m t) \\ &\quad - (+)4\Im(x)e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t) \end{aligned} \quad (2.29)$$

Plusieurs asymétries peuvent être construites afin de tester la règle $\Delta S = \Delta Q$ et mesurer ϵ_S et Δm . Mais surtout, l'expérience CPLEAR fournit un moyen nouveau et unique de tester directement les violations de T et de CPT dans le mélange. C'est l'utilisation de kaons purs états propres d'étrangeté, identifiés à la production événement par événement qui permet de construire des asymétries offrant un accès direct à ϵ_T et δ_{CPT} :

- Si l'on suppose la règle $\Delta S = \Delta Q$ vérifiée, $R_+(t)$ et $\bar{R}_-(t)$ correspondent à des processus où le K^0 reste un K^0 et le $\overline{K^0}$ un $\overline{K^0}$ respectivement. Ces deux processus sont CPT conjugués, ce qui se traduit par l'égalité de $R_+(t)$ et $\bar{R}_-(t)$ pour $\delta_{CPT}=0$. Pour tester la violation de CPT, on construit donc l'asymétrie suivante :

$$A_{CPT}(t) = \frac{\bar{R}_-(t) - R_+(t)}{\bar{R}_-(t) + R_+(t)} \quad (2.30)$$

soit

$$A_{CPT}(t) = \frac{4\Re(\delta_{CPT})(e^{-\Gamma_S t} - e^{-\Gamma_L t}) - 4\Im(2\delta_{CPT} - x)e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t)}{e^{-\Gamma_S t} - e^{-\Gamma_L t} + 2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t)} \quad (2.31)$$

qui converge rapidement.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} A_{CPT}(t) = 4\Re(\delta_{CPT}) \quad (2.32)$$

Le paramètre $\Re(\delta_{CPT})$ mesuré par CPLEAR est [39]:

$$\Re(\delta_{CPT})[10^{-3}] = 0,07 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{sys} \quad (2.33)$$

- $R_-(t)$ et $\bar{R}_+(t)$ correspondent à des processus où K^0 oscille vers \bar{K}^0 et \bar{K}^0 vers K^0 respectivement. Ces deux processus sont T conjugués et en effet, $R_-(t)$ et $\bar{R}_+(t)$ sont égaux si $\epsilon_T=0$. On construit donc l'asymétrie $A_T(t)$ sensible à la violation de T:

$$A_T(t) = \frac{\bar{R}_+(t) - R_-(t)}{\bar{R}_+(t) + R_-(t)} \quad (2.34)$$

soit

$$A_T(t) = 4\Re(\epsilon_T) - \frac{4\Im(x)e^{-\Gamma} \sin(\Delta mt)}{e^{-\Gamma t} - e^{-\Gamma_L t} + 2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta mt)} \quad (2.35)$$

qui converge également.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} A_T(t) = 4\Re(\epsilon_T) \quad (2.36)$$

Le paramètre $\Re(\epsilon_T)$ mesuré par CPLEAR est [39]:

$$\Re(\epsilon_T)[10^{-3}] = 1,58 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{sys} \quad (2.37)$$

- Nous avons vu que $R_-(t)$ et $\bar{R}_+(t)$ représentaient des probabilités d'oscillation et $R_+(t)$ et $\bar{R}_-(t)$, des probabilités de non oscillation. La différence entre ces deux probabilités est donc sensible à Δm qui est à l'origine de l'oscillation.

On construit l'asymétrie $A_1(t)$:

$$A_1(t) = \frac{(\bar{R}_-(t) + R_+(t)) - (R_-(t) + \bar{R}_+(t))}{(\bar{R}_-(t) + R_+(t)) + (R_-(t) + \bar{R}_+(t))} \quad (2.38)$$

soit

$$A_1(t) = \frac{2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta mt/2)}{(1 + 2\Re(x))e^{-\Gamma t} + (1 - 2\Re(x))e^{-\Gamma_L t}} \quad (2.39)$$

Cette asymétrie (figure 2.2) permet d'extraire Δm en posant $\Re(x) = 0$. En fixant Δm à sa valeur moyenne mondiale, il est également possible d'extraire $\Re(x)$ en ajustant l'asymétrie expérimentale.

Les valeurs suivantes sont obtenues pour $\Re(x)$ et Δm [39]:

$$\Delta m[10^{10}\hbar s^{-1}] = 0,5285 \pm 0,0033_{stat} \pm 0,0014_{sys} \quad (2.40)$$

$$\Re(x)[10^{-3}] = 7,2 \pm 8,7_{stat} \pm 1,5_{sys} \quad (2.41)$$

Les précisions de CPLEAR approchent celle de la valeur moyenne mondiale pour Δm ($\Delta m[10^{10}\hbar s^{-1}] = 0,5333 \pm 0,0027$) [10] et améliorent les limites sur $\Re(x)$ ($\Re(x)[10^{-3}] = 6 \pm 18$) [10].

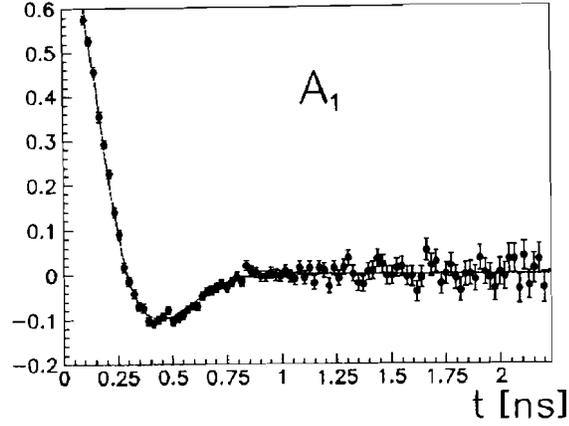


Figure 2.2: Asymétrie $A_1(t)$

- La dernière asymétrie que l'on peut construire est $A_2(t)$:

$$A_2(t) = \frac{(\bar{R}_-(t) + \bar{R}_+(t)) - (R_-(t) + R_+(t))}{(\bar{R}_-(t) + \bar{R}_+(t)) + (R_-(t) + R_+(t))} \quad (2.42)$$

soit

$$A_2(t) = 2\Re(\epsilon_S) - 4e^{-\Gamma_S t/2} \frac{\Re(\epsilon_S) \cos(\Delta m t) + \Im(\mathbf{x}) \sin(\Delta m t)}{e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t}} \quad (2.43)$$

En ajustant cette asymétrie expérimentale, on peut mesurer $\Re(\epsilon_S)$ en supposant que $\Im(\mathbf{x}) = 0$ ou mesurer $\Im(\mathbf{x})$ en fixant $\Re(\epsilon_S)$ à la valeur moyenne mondiale de $\Re(\epsilon_L)$.

La valeur de $\Im(\mathbf{x})$ mesurée par CPLEAR est [39]:

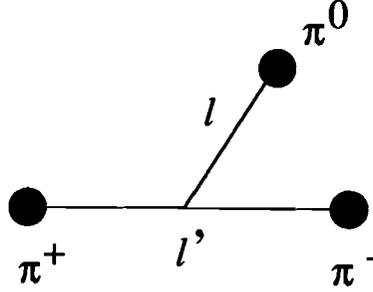
$$\Im(\mathbf{x})[10^{-3}] = 4,8 \pm 4,3_{stat} \pm 1,3_{syst} \quad (2.44)$$

qui améliore les limites sur ce paramètre ($\Im(\mathbf{x})[10^{-3}] = -3 \pm 26$) [10]. Il est important de réduire les limites sur $\Im(\mathbf{x})$ pour pouvoir effectuer des tests plus précis de CPT par comparaison des phases ϕ_{+-} et ϕ_{SW} , comme nous l'avons expliqué au chapitre précédent.

La valeur obtenue pour $\Re(\epsilon_S)$ est [39]:

$$\Re(\epsilon_S)[10^{-3}] = 0,90 \pm 0,72_{stat} \pm 0,3_{syst} \quad (2.45)$$

C'est la première fois que ce paramètre est mesuré.



3 Le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$

3.1 L'état $\pi^0\pi^0\pi^0$

Contrairement à l'état $\pi^+\pi^-\pi^0$, l'état $\pi^0\pi^0\pi^0$ existe exclusivement dans l'état de $CP=-1$. L'observation d'une désintégration de K_S dans cet état constituerait donc une preuve de violation de CP. Malheureusement, l'état $\pi^0\pi^0\pi^0$ est beaucoup plus difficile à étudier expérimentalement car il ne comporte que des particules neutres. En particulier pour CPLEAR, qui travaille à faible énergie, les photons produits sont mous et difficiles à détecter. C'est pourquoi, nous ne traiterons dans la suite que du canal $\pi^+\pi^-\pi^0$.

3.2 L'état $\pi^+\pi^-\pi^0$

Les valeurs propres de CP de l'état final $\pi^+\pi^-\pi^0$ dépendent de sa configuration de moment angulaire ¹. On désigne par l' le moment angulaire orbital du sous système $\pi^+\pi^-$ et par l le moment angulaire du troisième pion π^0 relativement à la paire $\pi^+\pi^-$. l et l' doivent être égaux pour que le moment angulaire total soit nul, condition imposée par la loi de conservation du moment angulaire total dans la désintégration du kaon neutre. Comme $\pi^+\pi^-$ est toujours état propre de CP de valeur propre $+1$, la valeur propre de CP du système $\pi^+\pi^-\pi^0$ vaut $-(-1)^{l'} = -(-1)^l$.

La fonction d'onde totale d'un système de bosons identiques doit être complètement symétrique dans l'échange de deux quelconques des particules. La paire $\pi^+\pi^-$ peut exister dans les trois états d'isospin $I' = 0, 1$ et 2 . La partie d'isospin de la fonction d'onde est antisymétrique dans l'échange des pions π^+ et π^- pour $I' = 1$ et symétrique pour $I' = 0, 2$. Pour que la fonction d'onde totale soit symétrique on a:

$$\text{Etat de } l' \text{ impair (CP=+1)} \implies I' = 1$$

$$\text{Etat de } l' \text{ pair (CP=-1)} \implies I' = 0, 2$$

De plus:

$$\begin{aligned} I' = 1 & \text{ contribue aux états d'isospin total } I = 0, 2 \\ I' = 0, 2 & \text{ contribue aux états d'isospin total } I = 1, 3 \end{aligned}$$

Etant donné que la masse totale du système de trois pions est très proche de celle du kaon neutre, l'énergie disponible pour les pions dans le repère au centre de masse du kaon neutre est

¹ voir par exemple [40]

très faible et les moments orbitaux supérieurs à 1 sont fortement supprimés. Pour cette raison, on ne considérera dans la suite que les états de moment orbital $l=0, 1$.

L'état d'isospin total $I=3$ est supprimé par la règle $\Delta I = 1/2$. L'état d'isospin total $I=0$ est également supprimé car la partie d'isospin de sa fonction d'onde doit être complètement antisymétrique, ce qui implique que l'amplitude de désintégration dans cet état soit au moins fonction au troisième ordre des énergies cinétiques des pions [41].

Les états finals à considérer sont résumés par le tableau 2.1.

	$\pi^+\pi^-\pi^0$	
I	2	1
$l = l'$	1	0
CP	+1	-1

Table 2.1: Isospin, moment orbital et valeur propre de CP des états finals à trois pions

Finalement, l'état $\pi^+\pi^-\pi^0$ existe dans les deux états propres de CP, +1 et -1. C'est pourquoi, l'observation de la désintégration du K_S en cet état ne constituerait pas une preuve de violation de CP. Il faut donc trouver une méthode qui permette d'isoler l'amplitude violant CP de désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ (CP=-1, $l=0$) de l'amplitude permise par CP (CP=+1) mais défavorisée par les forces centrifuges ($l=1$). L'analyse dans le diagramme de Dalitz nous fournit ce moyen.

3.3 Le diagramme de Dalitz et les variables X et Y

Si l'on désigne par P_K , P_1 , P_2 et P_3 les quadrivecteurs impulsion-énergie du kaon neutre et des pions π^+ , π^- et π^0 respectivement, les variables invariantes de Lorentz s_1 , s_2 , s_3 et s_0 peuvent être définies par:

$$s_i = \frac{(P_K - P_i)_\mu (P_K - P_i)^\mu}{m_\pm^2} \quad i=1 \text{ pour } \pi^+, 2 \text{ pour } \pi^- \text{ et } 3 \text{ pour } \pi^0 \quad (2.46)$$

$$s_0 = \frac{s_1 + s_2 + s_3}{3} \quad (2.47)$$

où m_\pm est la masse du pion chargé. On définit alors les variables cinématiques de Dalitz X et Y par:

$$X = s_2 - s_1 \quad (2.48)$$

$$Y = s_3 - s_0 \quad (2.49)$$

Ces variables sont sans dimension. On montre qu'elles s'expriment en fonction des énergies E_+^* , E_-^* et E_0^* du π^+ , du π^- et du π^0 respectivement, mesurées dans le repère au centre de masse du kaon neutre, suivant:

$$X = \frac{2m_K}{m_\pm^2} (E_+^* - E_-^*) \quad (2.50)$$

$$Y = \frac{2}{3m_\pm^2} (m_K^2 + m_0^2 - m_\pm^2) - 2\frac{m_K}{m_\pm^2} E_0^* \quad (2.51)$$

où m_K et m_0 sont les masses du kaon et du pion neutre. On constate que X se transforme en -X lorsque l'on permute π^+ et π^- tandis que Y n'est pas affecté. Le diagramme de Dalitz en X et Y de la figure 2.3 représente la région cinématiquement permise pour la désintégration du kaon neutre en $\pi^+\pi^-\pi^0$. Les variables X et Y vont nous servir à développer les amplitudes de désintégration des kaons neutres en fonction des différents états finals d'isospin.

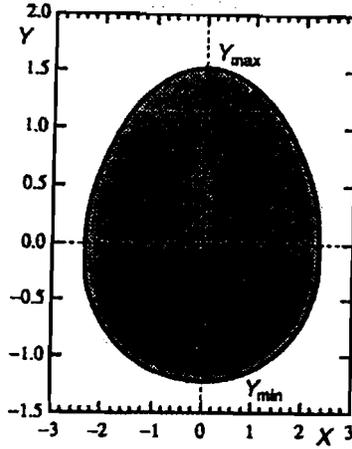


Figure 2.3: Diagramme de Dalitz des désintégrations de kaon neutre en $\pi^+\pi^-\pi^0$

3.4 Les amplitudes de désintégration

L'amplitude de désintégration $a(X,Y)$ du K^0 développée en puissances de X et Y s'écrit:

$$a(X, Y) = \alpha e^{i\delta_1} + \beta e^{i\delta_1} Y + \gamma e^{i\delta_2} X + \dots \quad (2.52)$$

Les deux premiers termes sont symétriques en X et décrivent les transitions vers l'état final d'isospin 1 et le troisième terme antisymétrique en X, la transition vers l'état final d'isospin 2. α , β et γ sont des coefficients complexes et les δ des déphasages dus aux interactions fortes entre les pions π^+ , π^- et π^0 de l'état final. A cause de la faible énergie disponible dans le repère au centre de masse du kaon neutre, on s'attend à ce que ces déphasages soient très petits et ils seront, pour cette raison, négligés dans la suite. Les termes d'ordre supérieur en X et Y sont également négligés car leurs coefficients, calculés à partir des données expérimentales disponibles dans les canaux de désintégration des kaons chargés [42] [43], sont faibles. Les valeurs de ces coefficients prédites par les calculs effectués en théorie des perturbations chirales sont également très faibles [44] [43].

Les amplitudes de désintégration, $a(X,Y)$ et $\bar{a}(X,Y)$ du K^0 et du \bar{K}^0 respectivement, dans un état final de moment orbital l sont liées par l'égalité:

$$\bar{a}(X, Y) = -(-1)^l a^*(X, Y) \quad (2.53)$$

Les expressions simplifiées de ces amplitudes sont donc:

$$a(X, Y) = \alpha + \beta Y + \gamma X \quad (2.54)$$

$$\bar{a}(X, Y) = -\alpha^* - \beta^* Y + \gamma^* X \quad (2.55)$$

On peut en déduire les expressions des amplitudes de désintégration $a_S(X, Y)$ et $a_L(X, Y)$ à partir des relations qui lient les états K^0 et \bar{K}^0 aux états propres de propagation K_S et K_L respectivement (1.19 et 1.20):

$$a_L(Y) = 2(\alpha + \beta Y) \quad (2.56)$$

$$a_S(X, Y) = a_S^{CONS}(X, Y) + a_S^{VIOL}(X, Y) \quad (2.57)$$

où $a_S^{CONS}(X, Y)$ et $a_S^{VIOL}(X, Y)$ sont les amplitudes conservant et violant CP de la désintégration du K_S :

$$\boxed{a_S^{VIOL}(X, Y) = (\epsilon_S + i\phi_1)a_L(Y) + 2i(\phi'_1 - \phi_1)\beta Y} \quad (2.58)$$

$$\boxed{a_S^{CONS}(X, Y) = 2\gamma X} \quad (2.59)$$

avec ϕ_1 et ϕ'_1 , les phases de α et β respectivement.

On définit alors le paramètre de violation de CP η_{+-0} par:

$$\eta_{+-0} = \frac{a_S^{VIOL}(Y)}{a_L(Y)} = \epsilon_S + \epsilon'_{+-0} \quad (2.60)$$

Remarquons que le paramètre ϵ'_{+-0} de la violation directe de CP dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ est purement imaginaire.

3.5 Importance des mesures de η_{+-0} et de γ

La mesure de η_{+-0} est intéressante à plus d'un titre.

- La violation de CP n'a été observée à ce jour que dans les désintégrations de K_L et la mise en évidence d'une valeur non-nulle de η_{+-0} constituerait la première observation d'une violation de CP dans la désintégration du K_S .
- Une différence entre la valeur de η_{+-0} mesurée et ϵ_L dans la partie réelle constituerait une preuve de violation de CPT dans le mélange. Une différence dans la partie imaginaire indiquerait une violation directe de CP.
- Une mesure précise de la partie imaginaire de η_{+-0} est nécessaire si l'on désire améliorer le test de CPT dans le mélange par comparaison des phases ϕ_{+-} et ϕ_{SW} , comme nous l'avons expliqué au chapitre précédent.

Récemment, l'étude théorique des amplitudes de désintégration violant CP dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ a connu un regain d'intérêt pour deux raisons:

D'une part, à cause des contributions des diagrammes pingouins électrofaibles, la valeur de $\frac{\epsilon'_{2\pi}}{\epsilon}$ chute fortement pour des valeurs élevées de la masse du quark top ce qui fait craindre qu'une mise en évidence de la violation directe de CP ne soit plus possible dans le canal 2π .

D'autre part, les approximations avec lesquelles Li et Wolfenstein obtenaient $\epsilon'_{+-0} = -2\epsilon'_{+-}$ [45] ont été reconsidérées. Une réévaluation à la hausse du paramètre ϵ'_{+-0} conduit à $\frac{\epsilon'_{+-0}}{\epsilon'_{+-}} \approx 10$ [46]. Cette évaluation prend en compte les effets dus aux pingouins électrofaibles, à la brisure de la symétrie d'isospin et aux lagrangiens faibles chiraux d'ordre supérieur. Elle montre que contrairement à $\frac{\epsilon'_{2\pi}}{\epsilon}$, $\frac{\epsilon'_{+-0}}{\epsilon}$, qui est de l'ordre de 10^{-2} , croît légèrement avec la masse du quark top. Cependant ϵ'_{+-0} demeure hors de portée, les expériences en étant encore à essayer de mettre en évidence ϵ dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Des prédictions sur le coefficient γ de l'amplitude conservant CP sont obtenues de deux manières différentes: par le calcul en théorie des perturbations chirales [44] [43] et par une analyse globale [42][43] des mesures effectuées dans les canaux de désintégration des kaons chargés ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp$ et $\rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$). Le tableau 2.2 réunit les valeurs obtenues pour les coefficients α , β et γ par ces deux voies. Remarquons que les précisions expérimentales relatives obtenues sur les paramètres α et β sont de loin les meilleures. En utilisant ces valeurs, on trouve

Paramètres	Expérience [42]	Théorie [43]
α	$42,16 \pm 0,21$	42,1
β	$14,16 \pm 0,31$	14,05
γ	$1,45 \pm 0,21$	1,45

Table 2.2: Coefficients des amplitudes de désintégration dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$

que le taux de désintégration conservant CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ est à peu près 278 fois supérieur au taux de désintégration violant CP:

$$\frac{\int_{X,Y} (a_S^{CONS}(X))^2 dX dY}{\int_{X,Y} (a_S^{VIOL}(Y))^2 dX dY} \approx 278 \quad (2.61)$$

La désintégration conservant CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ est donc expérimentalement plus accessible que la désintégration violant CP.

La mesure de l'amplitude conservant CP de la désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ est importante car:

- Cette désintégration n'a encore jamais été mise en évidence expérimentalement.
- Aucune mesure directe de γ n'a été faite.
- Les mesures de γ (mais aussi de α et β) permettent de tester les prédictions de la théorie chirale.

3.6 Le terme d'interférence K_S - K_L du canal $\pi^+\pi^-\pi^0$

Nous allons montrer comment il est possible d'isoler les amplitudes violant et conservant CP dans les termes d'interférence.

A partir de la relation 2.7, on calcule la probabilité $R_{+-0}(t)$ que l'état $|K^0\rangle$ à $t=0$ se désintègre en $\pi^+\pi^-\pi^0$ à l'instant t :

$$R_{+-0}(t) \propto \int_{X,Y} a_L(Y)^2 \exp(-\Gamma_L t) dX dY + \int_{X,Y} a_S(X,Y)^2 \exp(-\Gamma_S t) dX dY + I_{+-0}(t) \quad (2.62)$$

où le terme d'interférence $I_{+-0}(t)$ est une somme de deux intégrales sur la surface du diagramme de Dalitz, les intégrandes étant des fonctions des amplitudes $a_S^{VIOL}(Y)$, $a_S^{CONS}(X)$ et $a_L(Y)$.

Considérons, une de ces intégrales, I .

$$I = \int_{X,Y} a_S(X,Y) a_L^*(Y) dX dY \quad (2.63)$$

d'où:

$$I = \int_{X,Y} a_S^{CONS}(X) a_L^*(Y) dX dY + \int_{X,Y} a_S^{VIOL}(Y) a_L^*(Y) dX dY \quad (2.64)$$

$a_S^{CONS}(X) = 2\gamma X$ étant antisymétrique en X , l'intégrale de $a_S^{CONS}(X) a_L^*(Y)$ sur la surface symétrique en X du diagramme de Dalitz est nulle. I ne dépend donc que de l'amplitude violant CP $a_S^{VIOL}(Y)$. On montrerait qu'il en est de même pour l'autre intégrale de $I_{+-0}(t)$. Nous en concluons que le terme d'interférence $I_{+-0}(t)$ ne dépend que de l'amplitude violant CP $a_S^{VIOL}(Y)$.

Plus précisément, une valeur mesurée non nulle du terme d'interférence $I_{+-0}(t)$ constituerait une preuve que $a_S^{VIOL}(Y)$ diffère de zéro, c'est à dire une mise en évidence de la violation

de CP. On retrouve ainsi, dans le cas de l'état final $\pi^+\pi^-\pi^0$, la conclusion du théorème de Wolfenstein [47] qui nous dit que tout effet d'interférence entre K_S et K_L dans la désintégration en un mode nonleptonique constitue une preuve de violation de CP.

Considérons maintenant les probabilités $R_{+-0}(t)^{X>0}$ et $R_{+-0}(t)^{X<0}$ que l'état $|K^0\rangle$ à $t=0$ se désintègre en $\pi^+\pi^-\pi^0$ à l'instant t dans les moitiés de diagramme de Dalitz telles que $X > 0$ et $X < 0$ respectivement et effectuons la différence entre $R_{+-0}(t)^{X<0}$ et $R_{+-0}(t)^{X>0}$. On montre que le terme d'interférence $I_{+-0}^{X<0-X>0}(t)$ de cette différence ne dépend que de l'amplitude conservant CP car, à cause des propriétés de symétrie et d'antisymétrie des amplitudes $a_S^{VIOL}(Y)$ et $a_S^{CONS}(X)$, les contributions de l'amplitude violant CP s'annulent et celles de l'amplitude conservant CP s'ajoutent dans la différence [40].

La méthode interférométrique permet donc d'isoler la contribution de l'amplitude violant CP de la désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ en étudiant le nombre total de désintégrations à partir d'un état initial état propre d'étrangeté. Elle permet aussi d'isoler la contribution de son amplitude conservant CP en étudiant la différence des nombres de désintégrations dans chaque moitié de diagramme de Dalitz.

3.7 Les asymétries violant et conservant CP

Nous allons maintenant construire les asymétries utilisées par CPLEAR afin d'extraire les paramètres violant et conservant CP.

L'asymétrie violant CP

L'asymétrie de violation de CP, $A_{+-0}(t)$ est définie par:

$$A_{+-0}(t) = \frac{\bar{R}_{+-0}(t) - R_{+-0}(t)}{\bar{R}_{+-0}(t) + R_{+-0}(t)} \quad (2.65)$$

En substituant dans cette asymétrie les taux $\bar{R}_{+-0}(t)$ et $R_{+-0}(t)$ (équations 2.7, 2.8), on trouve:

$$A_{+-0}(t) = 2\Re(\epsilon_S) - 2[(\Re(\eta_{+-0}) + T_{CP}) \cos(\Delta mt) - \Im(\eta_{+-0}) \sin(\Delta mt)] \exp\left(\frac{(\Gamma_S - \Gamma_L)t}{2}\right) \quad (2.66)$$

avec

$$T_{CP} = \frac{1}{2} \frac{\int_{X,Y} a_S^{CONS}(X) a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} a_L^2(Y) dX dY} \quad (2.67)$$

En ajustant l'asymétrie expérimentale par la fonction $A_{+-0}(t)$, il est donc possible d'extraire $\Re(\epsilon_S)$, $\Re(\eta_{+-0}) + T_{CP}$ et $\Im(\eta_{+-0})$.

Le terme T_{CP} représente l'effet systématique dû à l'amplitude conservant CP dans la mesure de la violation de CP. Remarquons que cet effet n'affecte que la mesure de $\Re(\eta_{+-0})$. Le terme T_{CP} est en principe nul car l'amplitude intégrée au numérateur est antisymétrique en X. En réalité, T_{CP} ne s'annule vraiment que si notre détecteur est parfait et n'introduit pas d'effets d'acceptance. Cette hypothèse sera discutée au chapitre 7.

$A_{+-0}(t)$ est représentée sur la figure 2.4 avec $\eta_{+-0} = \epsilon_S = \epsilon_L$. Les effets de normalisation relative \bar{K}^0/K^0 empêchent la détermination de $\Re(\epsilon_S)$ à grands t . De toutes façons, on est beaucoup plus sensible statistiquement à ce paramètre dans le canal semileptonique.

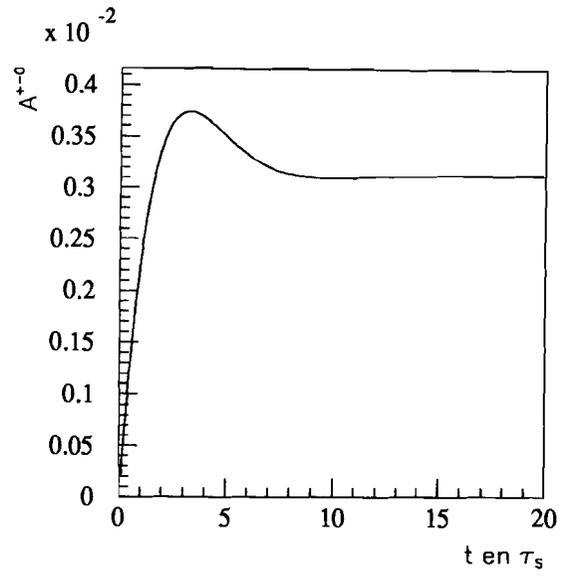


Figure 2.4: Asymétrie violant CP

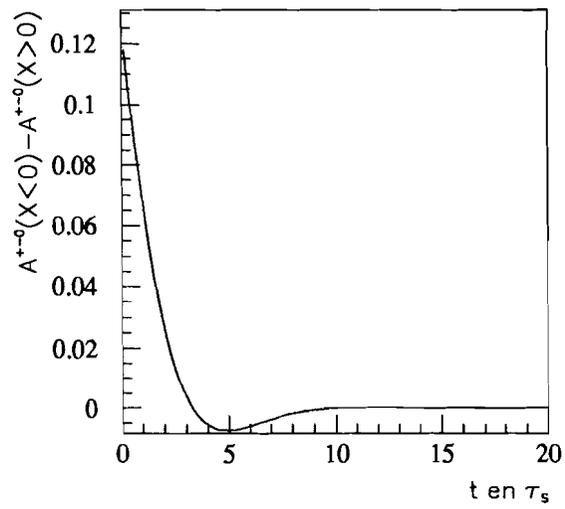


Figure 2.5: Asymétrie conservant CP

L'asymétrie conservant CP

Les asymétries $A_{+-0}^{X>0}(t)$ et $A_{+-0}^{X<0}(t)$ sont construites de la même manière que $A_{+-0}(t)$ mais en ne considérant que les taux de désintégration dans les moitiés de diagramme de Dalitz $X > 0$ et $X < 0$ respectivement:

$$A_{+-0}^{X>0}(t) = \frac{\bar{R}_{+-0}^{X>0}(t) - R_{+-0}^{X>0}(t)}{\bar{R}_{+-0}^{X>0}(t) + R_{+-0}^{X>0}(t)} \quad (2.68)$$

$$A_{+-0}^{X<0}(t) = \frac{\bar{R}_{+-0}^{X<0}(t) - R_{+-0}^{X<0}(t)}{\bar{R}_{+-0}^{X<0}(t) + R_{+-0}^{X<0}(t)} \quad (2.69)$$

La substitution des taux $\bar{R}_{+-0}^{X>0}(t)$, $R_{+-0}^{X>0}(t)$, $\bar{R}_{+-0}^{X<0}(t)$ et $R_{+-0}^{X<0}(t)$ dans ces asymétries donne:

$$A_{+-0}^{X>0}(t) = 2\Re(\epsilon_S) - 2[(\Re(\eta_{+-0}) + \lambda) \cos(\Delta mt) - \Im(\eta_{+-0}) \sin(\Delta mt)] \exp\left(\frac{(\Gamma_S - \Gamma_L)t}{2}\right) \quad (2.70)$$

$$A_{+-0}^{X<0}(t) = 2\Re(\epsilon_S) - 2[(\Re(\eta_{+-0}) - \lambda) \cos(\Delta mt) - \Im(\eta_{+-0}) \sin(\Delta mt)] \exp\left(\frac{(\Gamma_S - \Gamma_L)t}{2}\right) \quad (2.71)$$

avec

$$\lambda = \frac{\int_{X,Y} |a_S(X)| a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} a_L^2(Y) dX dY} = \frac{\int_{X,Y} \gamma |X| a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} a_L^2(Y) dX dY} \quad (2.72)$$

Si l'on soustrait ces asymétries, on obtient:

$$A_{+-0}^{X<0-X>0}(t) = 4\lambda \cos(\Delta mt) \exp\left(\frac{(\Gamma_S - \Gamma_L)t}{2}\right) \quad (2.73)$$

d'où l'on peut extraire le paramètre conservant CP, λ . L'asymétrie $A_{+-0}^{X<0-X>0}(t)$ est représentée sur la figure 2.5 avec $\lambda=0,031$ correspondant à la valeur prédite de $\gamma=1,443$ (calculs en théorie chirale).

En utilisant les valeurs connues relativement précisément de α et β , il est possible de calculer:

$$\frac{\int_{X,Y} |X| a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} a_L^2(Y) dX dY} \quad (2.74)$$

et par conséquent d'obtenir γ à partir de la valeur de λ mesurée.

Connaissant γ , le taux de branchement de la désintégration conservant CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ est finalement donné par:

$$Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1) = \frac{\tau_S}{\tau_L} Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \frac{\int_{X,Y} \gamma^2 X^2 dX dY}{\int_{X,Y} (\alpha + \beta Y)^2 dX dY} \quad (2.75)$$

3.8 Les mesures existantes de η_{+-0} et λ

Seules des mesures peu précises ont été réalisées dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ en raison de la difficulté à sélectionner un grand nombre d'événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ (faible taux de branchement, bruit de fond important). Les mesures existantes de $\Re(\eta_{+-0})$ et $\Im(\eta_{+-0})$ sont répertoriées sur les figures 2.6 et 2.7². Ces mesures ont été réalisées avec des chambres à bulles ou des chambres à étincelles en étudiant le nombre de désintégrations au cours du temps de K^0 ou de \bar{K}^0 et en négligeant l'amplitude conservant CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

² [48] à [59]

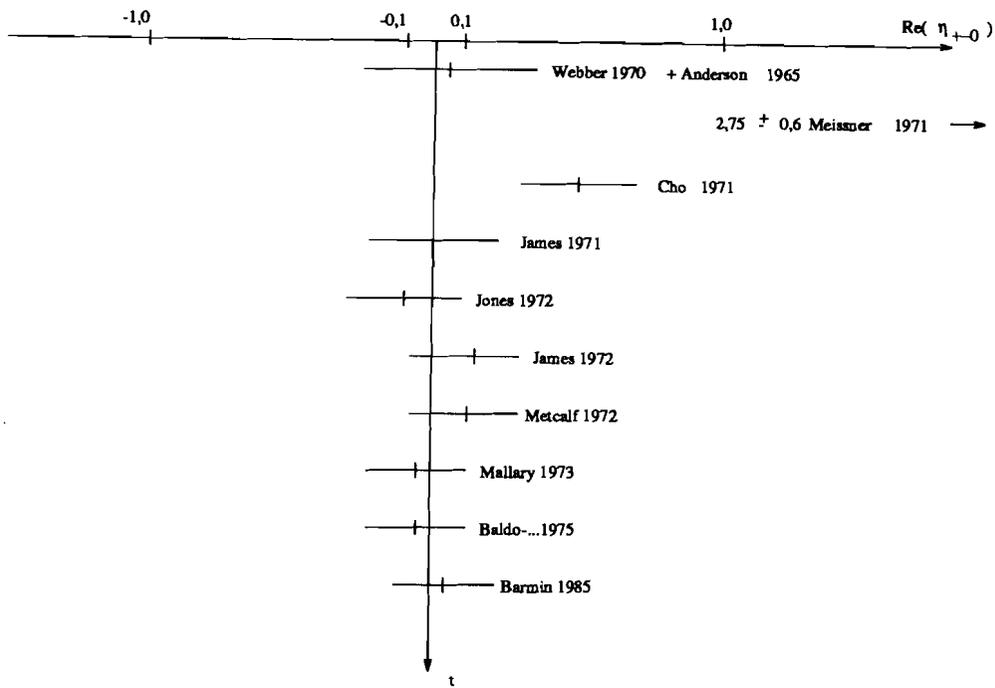


Figure 2.6: Les mesures de $\Re(\eta_{+-0})$

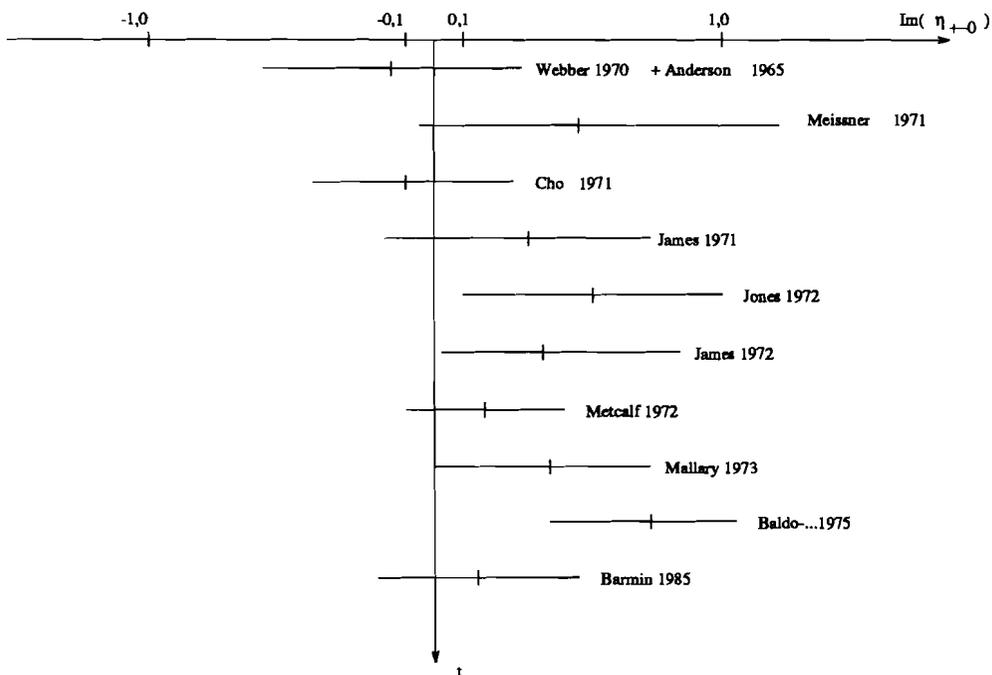


Figure 2.7: Les mesures de $\Im(\eta_{+-0})$

Webber et al publient en 1970 [49] une mesure utilisant simultanément 53 événements \overline{K}^0 de leur propre expérience produits par $K^-p \rightarrow \overline{K}^0n$ et 18 événements K^0 de Anderson et al [48] produits par $\pi^-p \rightarrow \Lambda K^0$. La mesure est effectuée en étudiant la différence du nombre de K^0 et de \overline{K}^0 en fonction du temps ce qui, d'après les auteurs, permet d'obtenir des précisions bien meilleures que celles des deux analyses effectuées séparément sur les événements K^0 et \overline{K}^0 . Dans la perspective de CPLEAR, l'utilisation de cette méthode par Webber et al en fait des précurseurs.

Une seule mesure de l'amplitude conservant CP a été effectuée en 1972 par Metcalf [57], conduisant à une limite supérieure sur λ .

$$|\lambda| < 0,4 \quad (68\% \text{ C.L}) \quad (2.76)$$

Avec 601 et 384 événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ respectivement, Barmin [58] et Metcalf réalisent les mesures les plus précises. Pour avoir une chance de mesurer des effets de violation ou de conservation de CP statistiquement significatifs, il faut accumuler des centaines de milliers d'événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ dans les premiers τ_S . Ceci ne deviendra envisageable qu'avec l'apparition de nouvelles méthodes de détection (chambres à fils) permettant une acquisition plus rapide des événements. Les nouvelles expériences qui étudient le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ en utilisant ces technologies plus modernes sont E621 [35] à FERMILAB et CPLEAR au CERN.

Chapitre 3

CPLEAR : Le dispositif expérimental

L'expérience CPLEAR se propose d'étudier la violation de CP par la mesure des interférences entre les kaons neutres K^0 et \bar{K}^0 dans les canaux de désintégration 2π , 3π et $\pi\nu$. Elle doit donc produire des kaons neutres en grandes quantités et les identifier à la production. Elle doit de plus être capable de déterminer le canal de désintégration de ces kaons neutres et de mesurer leur durée de vie très précisément. En donnant une description détaillée du dispositif expérimental de CPLEAR, ce chapitre montre comment l'expérience permet de satisfaire à toutes ces exigences.

1 Principe de l'expérience

1.1 La production et l'identification des kaons neutres

Afin de produire les kaons neutres, des antiprotons sont ralentis dans de l'hydrogène gazeux. Les antiprotons sont capturés par des protons et constituent des atomes de protonium instables qui se désintègrent par annihilation $p\bar{p}$. L'annihilation se produisant au repos, les conditions cinématiques initiales y sont parfaitement déterminées: l'énergie totale est égale à deux fois la masse du proton ($2 m_p = 1876 \text{ Mev}/c^2$) et l'impulsion totale est nulle.

Mode d'annihilation	Rapport de branchement [%]	Nom
$p\bar{p} \rightarrow n\pi (n \geq 0)$	95	Pionique
$p\bar{p} \rightarrow K^+ K^- n\pi (n \geq 0)$	1.21	Kaonique chargé
$p\bar{p} \rightarrow K^0 \bar{K}^0 n\pi (n \geq 0)$	0.327	Kaonique neutre
$p\bar{p} \rightarrow \bar{K}^0 K^\pm \pi^\mp$	0.401	Golden
$p\bar{p} \rightarrow \bar{K}^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$	0.412	Golden + π^0

Table 3.1: Les principaux modes d'annihilation $p\bar{p}$ au repos et leurs rapports de branchement

L'énergie disponible n'autorisant la création que d'une seule paire de kaons, on a résumé dans le tableau 3.1 les principaux modes de l'annihilation $p\bar{p}$ au repos.

En détectant le kaon chargé K^- (resp K^+) produit lors d'une annihilation Golden ou Golden + π^0 , on identifie le kaon neutre associé K^0 (resp \bar{K}^0). En effet, la conservation de l'étrangeté dans les interactions fortes implique que l'étrangeté totale doit rester toujours égale à celle du système $p\bar{p}$, c'est à dire nulle. Cette identification de l'étrangeté des kaons neutres à la production constitue le principe de base de l'expérience CPLEAR.

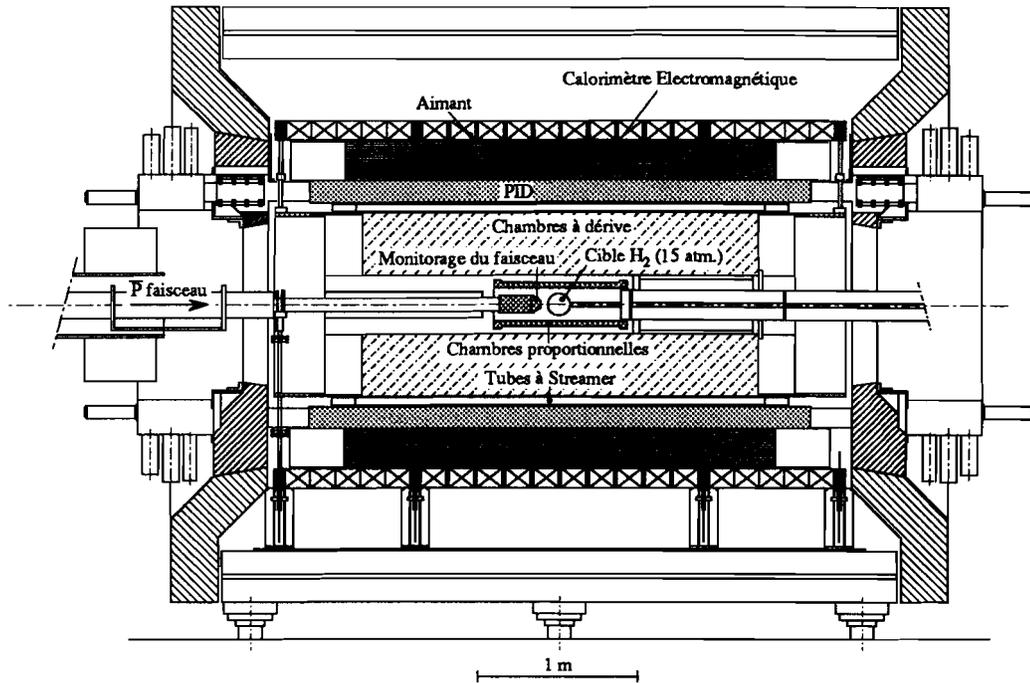


Figure 3.1: Coupe longitudinale du détecteur de CPLEAR

1.2 Mesure du temps de vie des kaons neutres

Pour déterminer le temps de vie t des kaons neutres, observable fondamentale pour l'étude de la violation de CP par la méthode interférométrique, il faut connaître la distance de vol d_v entre le vertex de production du K^0 (vertex d'annihilation $p\bar{p}$) et son vertex de désintégration ainsi que l'impulsion P_{K^0} du kaon neutre. L'instant de désintégration t dans le référentiel propre au kaon neutre est alors donné par l'expression suivante:

$$t = \frac{d_v m_{K^0}}{2.675 P_{K^0}} \quad (3.1)$$

où m_{K^0} désigne la masse du K^0 .

Le détecteur de CPLEAR permet la reconstruction des vertex et par conséquent, la détermination de d_v ainsi que la mesure des impulsions de toutes les particules chargées qui le traversent. Connaissant ces impulsions, le mode Golden permet de déterminer sans ambiguïté P_{K^0} donc t , contrairement au mode Golden+ π^0 , à cause de l'inconnue supplémentaire que constitue l'impulsion du π^0 . C'est pourquoi, seul le mode Golden est retenu pour l'analyse, d'où son nom.

A partir des informations délivrées par le détecteur, la reconstruction cinématique des événements et l'identification du canal de désintégration des kaons neutres peut être effectuée.

2 Présentation générale de l'expérience

Pour l'étude interférométrique de la violation de CP, CPLEAR dispose d'un faisceau d'antiprotons, d'une cible où ils vont s'annihiler et d'un détecteur afin d'identifier les kaons neutres, mesurer leur durée de vie et déterminer leur canal de désintégration. Les particules sont émises de manière isotrope au cours de l'annihilation au repos ce qui impose au détecteur de couvrir un angle solide le plus grand possible ($80\% \times 4\pi$) afin d'optimiser l'efficacité de détection des

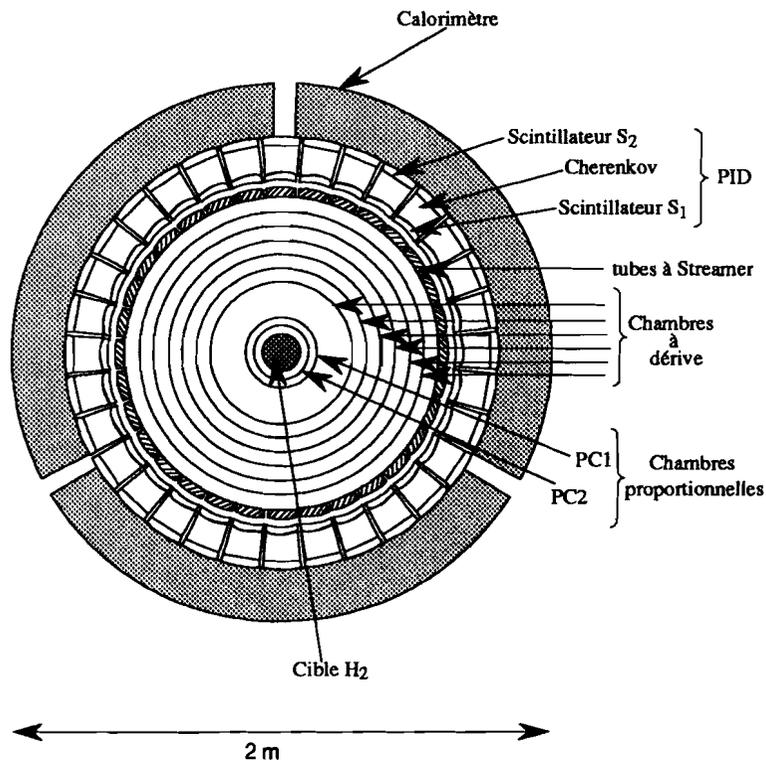


Figure 3.2: Coupe transversale du détecteur de CPLEAR

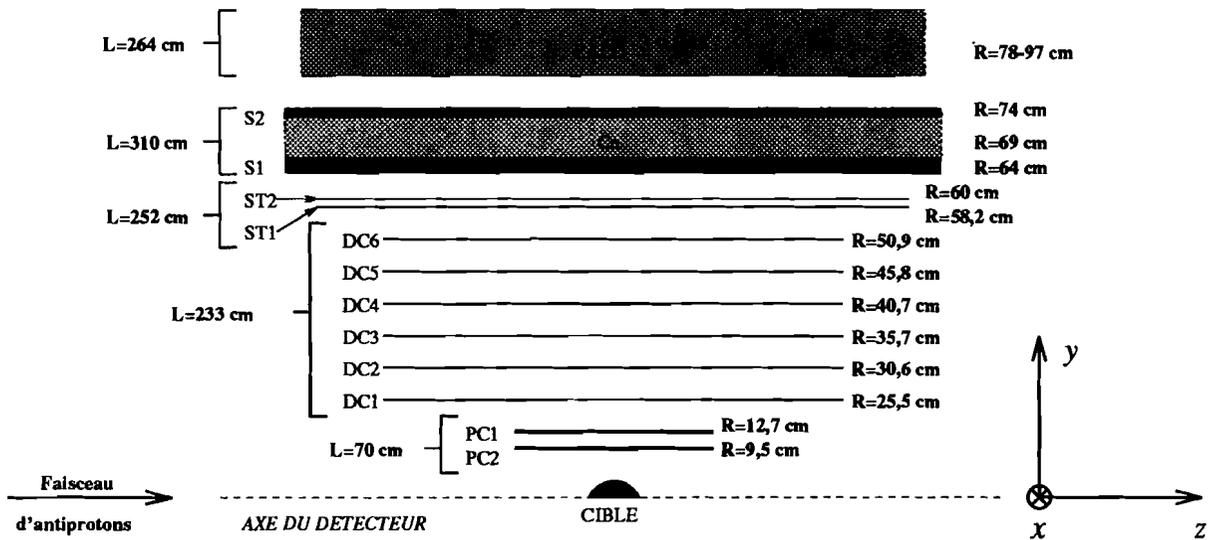


Figure 3.3: Les dimensions et le système de coordonnées du détecteur de CPLEAR

particules. Ce détecteur (figures 3.1 et 3.2) se présente comme un assemblage à symétrie cylindrique de 3,6 mètres de long et de 1 mètre de rayon composé de sous-unités détectrices emboîtées les unes dans les autres et centrées sur la cible.

A partir du centre, on distingue successivement:

- Un sous système constitué de deux chambres proportionnelles multifils, six chambres à dérive et deux couches de tubes à streamer conçus pour la reconstruction des traces chargées et des vertex. Les chambres sont prévues pour détecter des particules de très faible énergie (impulsion inférieure à 800 MeV/c) et interagir le moins possible avec elles afin d'éviter la diffusion multiple qui réduit la précision atteinte sur l'impulsion, la conversion des photons et surtout le phénomène de régénération des kaons neutres, capable de simuler des effets de violation de CP.
- Le système PID (Particle Identification Device) constitué d'un Cherenkov à seuil intercallé entre deux scintillateurs. Il est chargé d'identifier les particules, principalement les kaons chargés et les pions, ceci avec une rapidité et une efficacité optimales car 95% des annihilations sont purement pioniques.
- Le calorimètre électromagnétique. Il fournit la position et l'énergie des photons et des électrons qui le traversent. Ce faisant, il renseigne sur l'existence d'un ou plusieurs π_0 , particules qui se désintègrent instantanément et à 99% en deux photons.
- L'électroaimant. C'est un solénoïde [60] en provenance de l'expérience DM2 de 1m de rayon et 3.62 m de long. Il fonctionne à une puissance de 2MW et crée un champ magnétique uniforme et homogène de 0.44 Tesla parallèle au faisceau dans le tout le volume du détecteur. Ce champ courbe les trajectoires des particules et donne ainsi accès à leur impulsion. La charge des particules est également déterminée par l'observation du sens de la courbure et permet dans le cas des kaons chargés de connaître l'étrangeté du kaon neutre associé produit. Le champ est inversé périodiquement afin de réduire les biais de charge introduits par de possibles défauts géométriques du détecteur. Ainsi, la reconstruction des paramètres cinématiques des particules chargées positivement se fait de façon équivalente en moyenne à celle des paramètres des particules chargées négativement car l'inversion du champ magnétique équivaut à un échange des charges des particules.

3 Le faisceau et la cible

3.1 Le faisceau

Les mesures interférométriques nécessitent beaucoup de statistique. Il faut donc produire un grand nombre d'antiprotons afin de compenser le faible taux de branchement des annihilations Golden (4.10^{-3}). De plus, pour obtenir des désintégrations à l'arrêt, les antiprotons doivent être peu énergétiques. Le faisceau du LEAR (Low Energy Antiproton Ring) au CERN [61] satisfait ces deux conditions: il est intense (1 million d'antiprotons sont délivrés à l'expérience par seconde) et peu énergétique (l'impulsion des antiprotons est de 200 MeV/c).

Les antiprotons sont produits initialement à une énergie de 3,5 GeV/c, lors de collisions de protons à 26 GeV/c du synchrotron à protons sur une cible d'irridium. Ce n'est qu'après plusieurs cycles de refroidissement (refroidissement stochastique) et de décélération qu'on les retrouve dans le LEAR [61] à l'impulsion de 200 MeV/c et une dispersion relative en impulsion inférieure à 1.10^{-3} .

Le faisceau, de diamètre inférieur à 2 millimètres, est focalisé au centre du détecteur par deux aimants quadrupolaires. Juste avant de pénétrer dans la cible, il traverse un système de contrôle et de ralentissement [62] (figure 3.4) constitué successivement de:

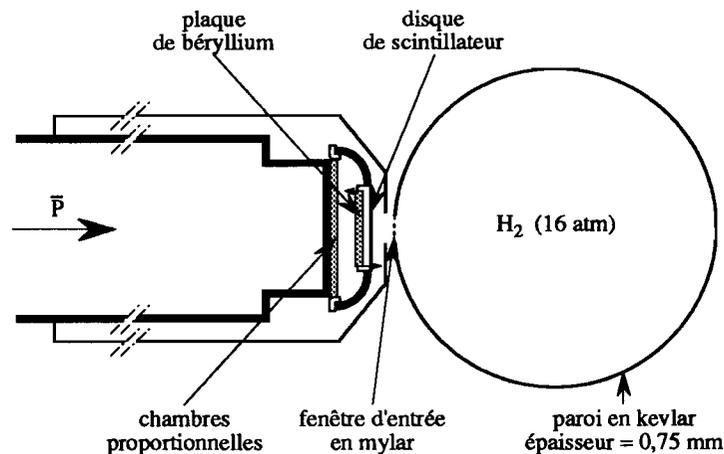


Figure 3.4: Système de contrôle du faisceau et cible

- Deux chambres proportionnelles multifils donnant la position en x et y du faisceau avec une résolution $\sigma_x = \sigma_y = 1$ mm. La position transverse du faisceau est donc précisément contrôlée.
- Un disque de scintillateur de 7 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur. Ce disque définit l'instant t_0 d'arrivée d'un antiproton et enclenche le système de sélection en ligne. Il commande l'arrêt du processus de sélection dans le cas où un deuxième antiproton le traverse moins de 90 ns après le précédent. Ceci évite une superposition d'événements due à deux annihilations trop rapprochées dans le temps.
- Une plaque en béryllium de 1.8 mm d'épaisseur mobile autour d'un axe fixe perpendiculaire au faisceau. Lorsque l'angle d'inclinaison de la plaque atteint la valeur maximale de 14° , le trajet des antiprotons dans le béryllium augmente de $55 \mu\text{m}$. Le rôle de ce dispositif est de ralentir les antiprotons jusqu'à une impulsion voisine de $10 \text{ Mev}/c$ de façon à ce que, les antiprotons perdant leur énergie cinétique restante par ionisation dans le gaz de la cible, la distribution longitudinale de leurs vertex d'annihilation soit centrée au centre de la cible dans une plage de ± 2 cm. L'ajustement de l'angle de la plaque permettant ce centrage se fait à l'aide de l'information sur les coordonnées des vertex d'annihilation fournie par le système de surveillance des chambres à dérive.

3.2 La cible

La cible est une sphère en Kevlar de 14 cm de diamètre et $640 \mu\text{m}$ d'épaisseur contenant de l'hydrogène gazeux à 15 atmosphères. Les antiprotons y pénètrent par une fenêtre d'entrée en mylar de 11 mm de diamètre et $120 \mu\text{m}$ d'épaisseur conçue pour minimiser le nombre d'annihilations sur des noyaux de la paroi de la cible. En effet, ces annihilations produisent des fragments nucléaires très ionisants susceptibles de détériorer l'appareillage et des particules suffisamment lourdes (protons) pour simuler des kaons dans les compteurs Cherenkov.

Le choix d'une cible gazeuse a été adopté afin de limiter les phénomènes de régénération des kaons neutres. Les études montrent qu'une cible d'hydrogène liquide, même de taille réduite à 5 mm de diamètre (taille nécessaire pour intercepter le faisceau), est 800 fois plus dense et, de ce fait, provoque une régénération beaucoup plus importante que dans une cible gazeuse.

En contrepartie, avec la cible gazeuse la position du vertex d'annihilation n'est pas précisément connue a priori (avant l'analyse cinématique de l'événement) car la distribution des points d'annihilation est très étalée en z . Ceci accroît considérablement les risques d'erreur dans

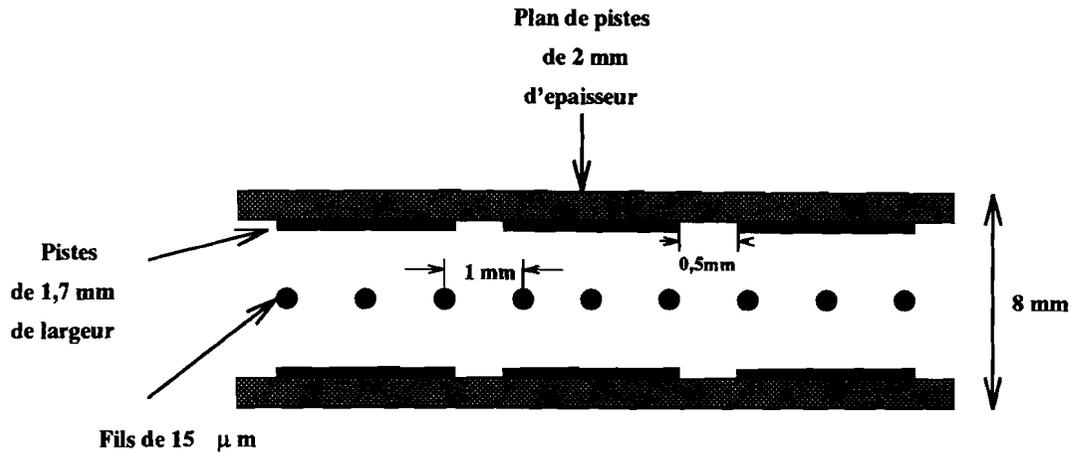


Figure 3.5: Coupe transversale d'une chambre proportionnelle

l'association des trajectoires en vue de la reconstruction des vertex, en particulier pour des événements à très faible durée de vie (moins de $3\tau_S$) dont les vertex primaires (d'annihilation) et secondaires (de désintégration du K^0) sont très proches. D'autre part, l'instant d'annihilation n'est pas non plus précisément défini.

4 La détection des traces des particules chargées

Les éléments intervenant dans la détection des traces sont les deux chambres proportionnelles, les six chambres à dérive et les tubes à streamer. Chaque chambre est cylindrique, centrée sur la cible et comporte trois plans: un plan de fils d'anode parallèles à l'axe du faisceau intercalé entre les deux plans que constituent les parois de la chambre. Des dépôts métalliques en forme d'hélice, les pistes, ont été réalisés sur ces parois. Ces pistes constituent les cathodes et forment un angle stéréo avec les fils. Les coordonnées (r, ϕ) des points d'intersection de la trajectoire d'une particule chargée avec les plans de fils des différentes chambres sont fournis par ces chambres. Ils permettent la reconstruction des trajectoires transversales des particules chargées. La connaissance du fil touché et du centre de la gaussienne qui représente la distribution des charges induite par avalanche sur les pistes permet de calculer la coordonnée z du point d'impact de la particule dans une chambre.

L'information longitudinale délivrée par les chambres nécessite un traitement informatique qui prend trop de temps pour être exploitée en ligne. Les tubes à streamer ont été élaborés afin de pallier cette insuffisance. En effet, ils sont capables de délivrer la coordonnée z des points où les particules les traversent avec une précision plus faible que les chambres mais beaucoup plus rapidement. L'information longitudinale utilisée par les processeurs pour la sélection en ligne est donc celle des tubes à streamer tandis que le traitement hors ligne (plus fin) des données est effectué exclusivement avec l'information z délivrée par les chambres.

4.1 Les chambres proportionnelles

Les deux chambres proportionnelles [63] à fils (figure 3.5), PC1 et PC2 sont situées respectivement à 9.5 cm et 12.7 cm du centre du détecteur. Elles couvrent donc la région de désintégration du K^0 qui s'étend de 0 à $5\tau_S$.

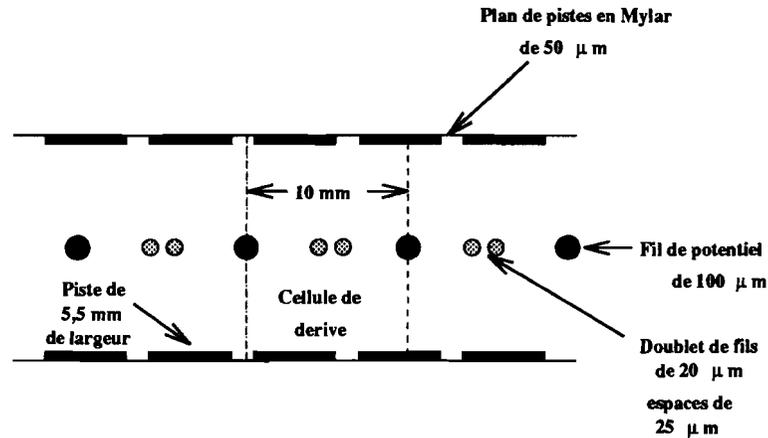


Figure 3.6: Coupe transversale d'une chambre à dérivation

Les parois sont en Rohacell 51, un matériau rigide et de faible densité (51 kg/m^3) qui minimise la régénération. Les fils, portés à une tension de 2750 Volts, baignent dans un mélange gazeux constitué de 79.5% d'argon, 20% d'isobutane et 0.5% de fréon.

L'efficacité de détection de chacune de ces chambres est de 92%, la résolution $\sigma_{r,\phi}$ de 350 μm .

4.2 Les chambres à dérivation

Les six chambres à dérivation [65] [64] (figure 3.6) sont disposées à intervalles réguliers entre 25 et 50 cm du centre de la cible.

Ces chambres gonflables ont des parois en mylar souple de 50 μm d'épaisseur assurant une bonne transparence. La géométrie cylindrique des chambres est stabilisée par un gradient de pression qui décroît de la chambre la plus interne à la chambre la plus externe.

Le mélange gazeux utilisé est constitué d'argon et d'éthane en quantités égales. Les anodes ne sont pas de simples fils mais des doublets de fils parallèles portés à une tension de 2400 Volts et espacés de 500 μm , ceci pour éliminer l'ambiguïté gauche/droite. Cela permet au système de sélection en ligne de disposer de l'information $r\phi$ très rapidement (moins de 500 ns). Des fils de potentiel nul sont intercalés à égale distance de deux doublets. Ils divisent la cellule de dérivation de 1cm, délimitée par deux doublets, en deux demi-cellules de dérivation, ce qui fait 5 mm de distance de dérivation pour chaque fil.

Les résolutions $\sigma_{r,\phi}$ et σ_z atteintes se situent respectivement autour de 320 μm et 3,5 mm. Les efficacités en $r\phi$ et en z sont de 97% et 85%.

4.3 Les tubes à streamer

Deux couronnes de tubes à streamer [66] (figure 3.7) situées aux rayons 58.2 cm et 60 cm déterminent la coordonnée z du point d'impact de chaque trace par la mesure des différences de temps d'arrivée des signaux aux extrémités du tube touché. Cette mesure est effectuée par des convertisseurs temps-numérique (TDC) et est disponible pour la sélection en ligne en moins de 600 ns. Les tubes fonctionnent à une tension de 4400 volts en mode streamer limité.

Les tubes des deux couches, longs de 2,56 m et parallèles à l'axe du faisceau sont décalés d'un demi tube afin de minimiser l'inefficacité de détection due aux parois des tubes. Ces parois constituent la cathode. Le fil d'anode, au centre de chaque tube, est plongé dans un mélange gazeux de 50% d'argon, 46% d'isobutane, 4% de méthylal et 0,008% de fréon. Le fréon

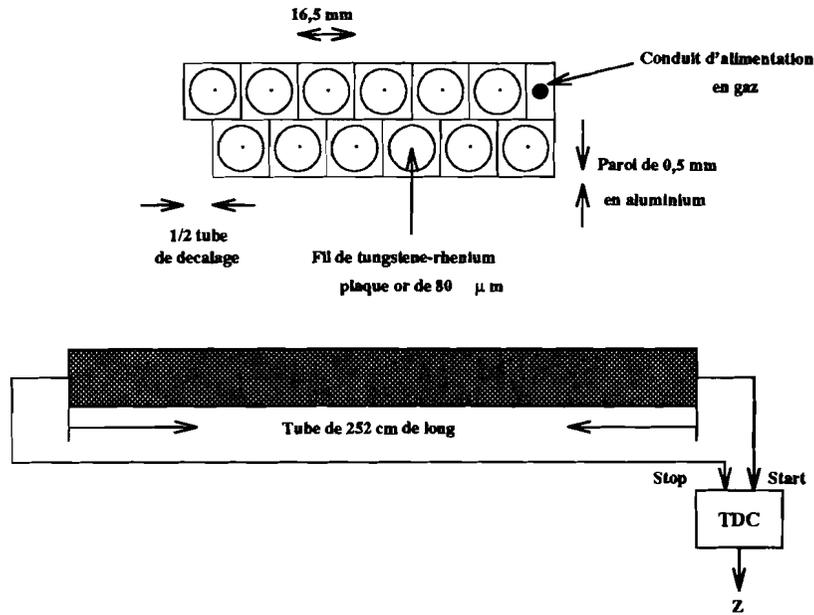


Figure 3.7: Description et fonctionnement des tubes à streamer

permet de réduire les inefficacités provenant d'une activité résiduelle succédant à une impulsion, inefficacités susceptibles de provoquer un recouvrement entre deux événements consécutifs. Ce phénomène d'impulsions multiples est dû à l'émission de photons capables d'arracher des électrons aux parois du tube, électrons qui produisent des avalanches supplémentaires. Le fréon, très électronégatif, absorbe de tels électrons.

Chaque couche a une efficacité de détection de 92% et une résolution moyenne σ_z de 1,5 centimètres qui se détériore aux extrémités du tube à cause de la superposition des signaux incidents et réfléchis.

4.4 Conclusion : Minimisation de la régénération et qualité de la détection

Un récapitulif des efficacités, résolutions et longueurs de radiation des sous détecteurs intervenant dans la reconstruction des trajectoires des particules chargées, est donné dans le tableau 3.2. La minimisation de la quantité de matière des chambres associée au choix d'une

Detecteur	Efficacité	Résolution $\sigma_{r\phi}$	Resolution σ_z	Longueur de radiation
PC1-PC2	92	350 μm	-	2, 21.10 ⁻³ X ₀ total
DC1-DC6	97 (85 en z)	320 μm	3,5 mm	6, 2.10 ⁻³ X ₀ total
ST1-ST2	92	7,5 mm	1,5 cm	3, 9.10 ⁻² X ₀

Table 3.2: Efficacité, résolution et longueur de radiation des détecteurs

cible gazeuse limite les effets de la régénération en particulier pour des kaons de très faible durée de vie se désintégrant avant d'atteindre les chambres proportionnelles.

Les résolutions obtenues sur les grandeurs cinématiques importantes tant pour l'élimination du bruit de fond que pour la précision des mesures réalisées sont les suivantes:

- Résolution sur l'impulsion des particules chargées primaires: $\Delta P/P = 5,6\%$
- Résolution sur l'impulsion des particules chargées secondaires: $\Delta P/P = 9,2\%$
- Résolution sur l'impulsion du kaon neutre: $\Delta P/P = 6,1\%$
- Résolution sur dv la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire: $\sigma_{dv_r} = 4,9$ mm, $\sigma_{dv_z} = 1$ cm
- Résolution sur le temps de vie du kaon neutre: $\sigma_t = 0,5\tau_S$

Il est important de souligner que ces résolutions ne sont pas celles qui seront atteintes au niveau de l'analyse. En effet, ces dernières seront considérablement améliorées par l'utilisation d'ajustements contraints qui utilisent la connaissance que nous avons a priori de la cinématique des événements que nous désirons sélectionner. Les résolutions données ici concernent les paramètres cinématiques obtenus simplement par les procédures d'ajustement des traces. Elles ne dépendent en définitive que des résolutions et efficacités de détection des différentes chambres.

5 L'identification des particules chargées

Le système PID [67] [68] se présente sous la forme d'une couronne cylindrique comprenant 32 modules trapézoïdaux identiques (figure 3.8). Ces secteurs couvrent la région comprise entre 62 cm et 76 cm et ont une longueur de 3,1 m. Chaque secteur est constitué d'un compteur Cherenkov à seuil de 8 cm d'épaisseur intercalé entre un scintillateur interne S1 et un scintillateur externe S2 épais respectivement de 3cm et 1,4cm. Le PID couvre 0,5 longueur de radiations. A cause de cela, bon nombre de particules interagissent avant d'avoir atteint le calorimètre et produisent des gammas susceptibles d'être confondus avec des gammas issus de la désintégration d'un π_0 .

L'information délivrée par le PID est utilisée à différents niveaux de la sélection:

- La première fonction du PID est d'effectuer très rapidement (60 ns) la séparation pions-kaons car 95% des annihilations sont purement pioniques. Les kaons, plus lourds que les pions donc plus lents à impulsion égale, ne donnent pas de lumière dans les compteurs Cherenkov. Les candidats Golden sont donc étiquetés par le passage d'une particule dans S1 et S2 qui ne donne pas de lumière dans le Cherenkov (signal $S\bar{C}S$), particule préidentifiée comme étant un kaon chargé.
- Des étapes ultérieures en ligne et hors ligne de la sélection utilisent une information plus riche du PID (nombre de photo-électrons dans le Cherenkov, temps de vol et énergie déposée par les particules dans les scintillateurs) principalement pour affiner la séparation kaons-pions mais aussi pour distinguer les pions des électrons.

5.1 Le Cherenkov

Les compteurs Cherenkov sont des boîtes de Plexiglass contenant du fréon FC72 (C_6F_{14}). Ce radiateur a un indice de réfraction n de 1,26 ce qui correspond à un seuil de vitesse β_c de

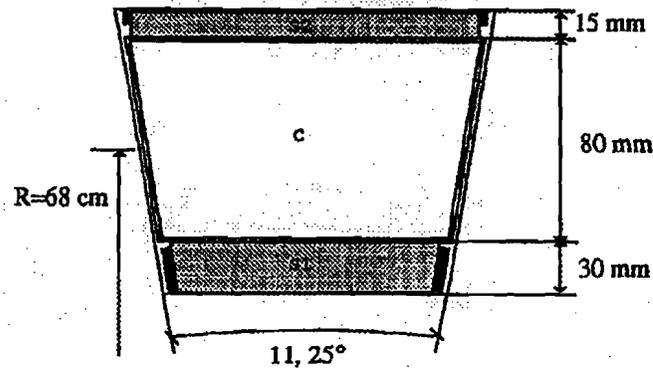


Figure 3.8: Coupe transversale d'un secteur PID

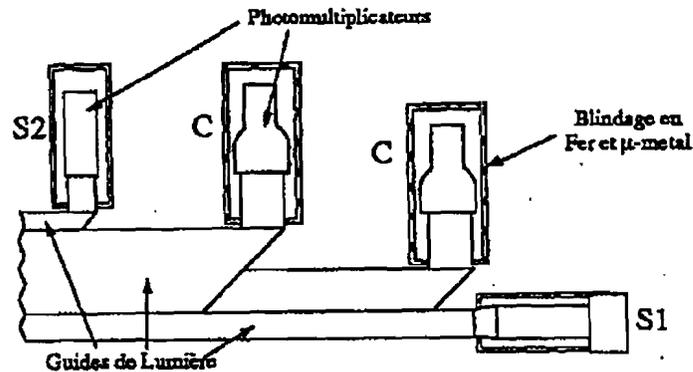


Figure 3.9: Collection de la lumière d'un secteur PID

0,79 et un seuil effectif de 0,81, compte tenu de la correction due à la perte d'énergie dans le scintillateur S1. Ce seuil est suffisamment proche du seuil idéal de 0,84 qui correspond à la vitesse maximale des kaons. Le FC72 possède une très faible achromaticité ce qui permet une bonne définition du seuil de vitesse ($\Delta\beta = 0.01$).

Un décaleur de spectre, le 2,5-diphényl oxazole, absorbe la lumière Cherenkov dans l'U.V (270-320 nm) et la réémet dans le visible (300-450 nm) où l'efficacité des photomultiplicateurs est maximale. La réémission étant de plus isotrope, elle rend l'efficacité de la collection de lumière plus uniforme en z . Une peinture blanche réfléchissante, appliquée dans la partie centrale du compteur Cherenkov sur une longueur de 80 cm, diffuse la lumière longitudinalement et améliore considérablement la collection de lumière au centre du détecteur, c'est à dire pour des particules qui traversent le compteur perpendiculairement.

La lumière est collectée par quatre photomultiplicateurs, deux à chaque extrémité (figure 3.9). Ceux-ci transmettent le signal à des discriminateurs pour la prise de décision SCS ainsi qu'à des convertisseurs analogique-numérique à grande vitesse de conversion.

5.2 Les scintillateurs S1 et S2

Le scintillateur S1 mesure à la fois le temps de vol (TOF) et l'énergie déposée par unité de longueur (dE/dx) des particules qui le traversent. Il est équipé de deux photomultiplicateurs, un à chaque extrémité, qui envoient l'information aux convertisseurs analogique-numérique (ADC) et temps-numérique (TDC), permettant respectivement le calcul du dE/dx et du TOF.

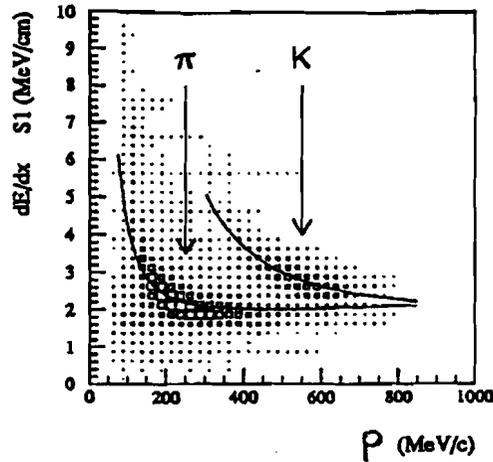


Figure 3.10: dE/dx en fonction de l'impulsion pour des kaons et pions

Le scintillateur S2 est équipé de la même manière que S1 mais il ne délivre de signal qu'à des ADC pour le calcul du dE/dx . Des flash ADC et TDC ont été spécialement conçus pour supporter des taux élevés et délivrer l'information binaire en à peu près $1 \mu s$.

5.3 Conclusion: la séparation des particules

Les performances du PID ont été étudiées de manière intensive avec des événements sélectionnés pioniques et $K^+K^-\pi^+\pi^-$ selon que l'on s'intéressait à la réponse aux pions où aux kaons. La décision $S\bar{C}S$ rejette les pions avec une efficacité de 99,7% et sélectionne les kaons avec une efficacité de 75% au delà de 350 MeV/c. La qualité de la séparation kaon-pion se détériore aux faibles impulsions car de plus en plus de pions peuvent traverser le Cherenkov sans produire de lumière.

Toujours en ligne, la réjection est améliorée d'un facteur 4 environ par l'utilisation des informations dE/dx et TOF. Celles-ci sont déterminées par le processeur HWP2 (voir plus bas) à partir des informations délivrées par S1.

Le dE/dx est calculé pour chaque trace chargée traversant S1 en tenant compte du parcours effectué, connaissant l'impulsion longitudinale P_z de la particule. Les pions et les kaons se répartissent dans le plan $(dE/dx, P)$ autour des courbes de Bethe-Bloch [69] correspondant respectivement à la masse du pion et à celle du kaon (figure 3.10).

On calcule la différence des temps de vol mesurés, ΔTOF_{exp} , pour des paires de traces de signes opposés, et on la compare au ΔTOF_{th} théorique obtenu en faisant une hypothèse sur la masse des particules et en utilisant les impulsions mesurées des traces. La différence des temps de vol de deux traces permet d'éliminer une fluctuation sur l'instant d'annihilation qui est du même ordre de grandeur que la durée de vol des particules elles mêmes. Cette fluctuation est due à la période indéterminée qui s'écoule entre l'instant t_0 de passage de l'antiproton à travers le disque de scintillateur du système de contrôle du faisceau et l'instant de l'annihilation effective.

La figure 3.11 représente la différence entre le temps de vol mesuré et le temps de vol théorique pour l'hypothèse pion en fonction de l'impulsion pour des traces d'événements Golden. Les bandes correspondant aux pions et aux kaons y sont clairement visibles. La résolution atteinte sur le temps de vol se situe autour de 200 ps.

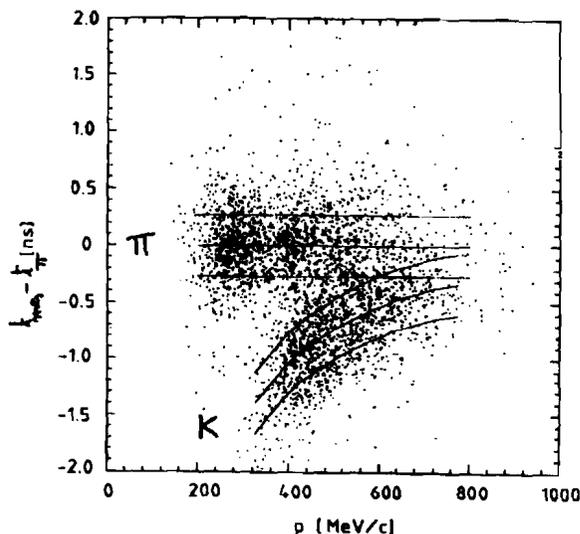


Figure 3.11: Différence entre le temps de vol mesuré et le temps de vol théorique calculé avec l'hypothèse pion en fonction de l'impulsion pour des kaons et des pions

Les figures 3.10 et 3.11 montrent qu'aux hautes impulsions, l'énergie perdue et le temps de vol ne permettent plus de distinguer les kaons des pions. Aux basses impulsions (autour de 350 MeV/c) cependant, ces méthodes sont efficaces et complémentaires à celle des Cherenkov pour sélectionner les kaons.

Le temps de vol, le nombre de photo-électrons dans le Cherenkov et l'énergie déposée dans S1 sont aussi utilisés pour la séparation hors ligne des électrons et des pions jusqu'à 350 MeV/c. En effet, les électrons étant plus légers que les pions perdent moins d'énergie par ionisation dans S1. De plus, ils sont plus rapides à impulsions égales et donnent donc plus de lumière dans le Cherenkov que les pions pour un temps de vol également plus court.

6 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique [70] est nécessaire pour détecter les gammas produits dans les canaux de désintégration $2\pi_0$, $3\pi_0$ et $\pi^+\pi^-\pi_0$. Des études Monte-Carlo ont démontré qu'une bonne résolution sur la position des pieds de gerbe des gammas suffit, connaissant la quantité de mouvement du kaon neutre par une analyse du vertex primaire, pour obtenir la position du vertex de désintégration. La précision sur la mesure de l'énergie n'est donc pas fondamentale et le calorimètre a été conçu avec une grande granularité.

Le calorimètre (figure 3.12) est constitué de 18 couches comprenant chacune une feuille de plomb de 1,5 mm rigidifiée par deux feuilles d'aluminium de 0,3 mm et une couche de chambres à streamer. Le tout couvre 6,2 longueurs de radiation. La couche de chambres à streamer est recouverte de deux plans de pistes inclinées à 30° par rapport aux fils des huit tubes à streamer qui la constituent. Ceux-ci fonctionnent en mode streamer limité à une tension de 3200 Volts avec un mélange gazeux de 45% de pentane et 55% de CO_2 . Les trois plans de lecture, U, V pour les pistes, W pour les fils permettent de reconstruire la forme de la gerbe et d'accéder à la position du pied de gerbe.

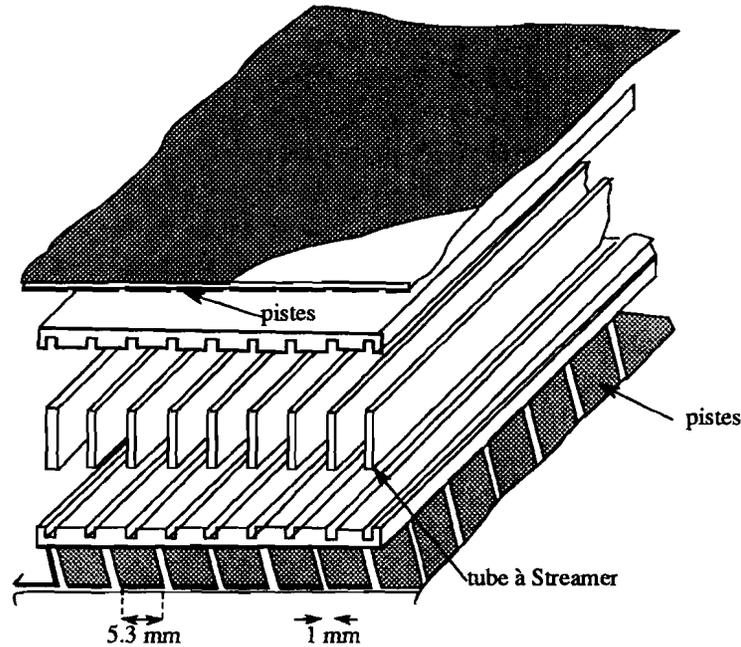


Figure 3.12: Vue éclatée du calorimètre

Afin de rejeter le bruit de fond, on définit le seuil de détection à trois tubes touchés. On obtient alors une efficacité de détection de 95% au delà de 200 Mev/c qui se détériore pour les faibles impulsions. Cette détérioration est bien sur très néfaste pour la détection des gammas issus de la désintégration des pions neutres dont l'impulsion moyenne est de 160 Mev/c. Les chambres ont une résolution de 1,5 mm en $r\phi$ et 3,5 mm en z qui se traduit par une résolution sur le point d'impact des gammas de 3 mm en $r\phi$ et 5 mm en z . On obtient finalement une précision sur la position du vertex secondaire de 1,6 cm et une résolution en temps de vie de $0,5 \tau$, pour les $2\pi^0$. L'énergie est mesurée par comptage du nombre de tubes touchés. La résolution $\Delta E/E$ atteinte est de $15\%/\sqrt{E(\text{Gev})}$.

7 Le système de sélection

A peu près un million d'annihilations se produisent par seconde dans la cible et seulement quatre sur mille sont des annihilations Golden. Le Trigger [71], élément le plus sophistiqué et clef de voute de l'expérience CPLEAR, est chargé de la sélection en ligne des candidats Golden avec la rapidité la plus grande possible. En effet, le temps que le système de sélection en ligne perd dans l'analyse d'un événement donné afin de décider ou non de sa sélection, d'autres annihilations se produisent et sont définitivement perdues pour la physique. Il importe de plus que la qualité des événements sélectionnés soit la meilleure possible car ceux-ci sont immédiatement stockés sur bande magnétique par le système d'acquisition, la sélection plus fine et l'analyse s'effectuant hors ligne.

Le système de sélection en ligne a pour tâche d'identifier les paires $K-\pi$ primaires associées au kaon neutre dans les événements Golden. Cette identification s'effectue en 6 étapes. Chaque

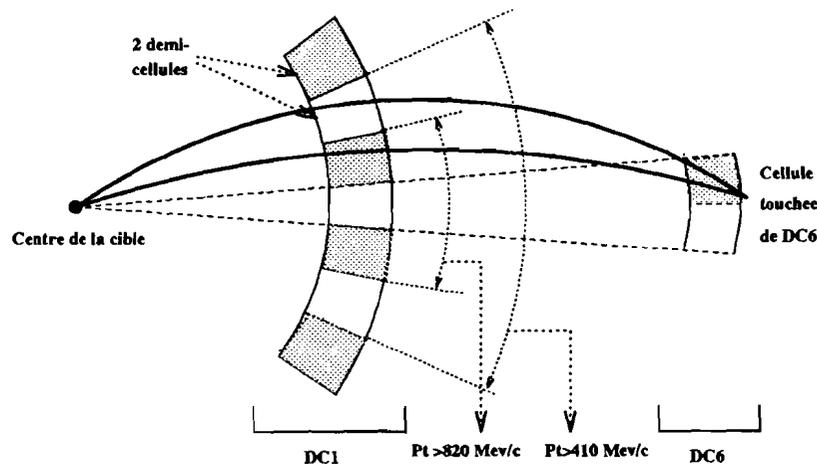


Figure 3.13: Principe de fonctionnement du Pt-cut

étape, ayant à sa disposition les résultats des étapes précédentes, utilise des critères de plus en plus sophistiqués pour affiner la sélection.

Si un événement a passé avec succès toutes les étapes de la sélection, l'acquisition est effectuée. La prise de données ne reprend qu'une fois la lecture de tous les sous-détecteurs achevée. Les différents niveaux de la sélection en ligne sont les suivants:

- L'EDL

Le module EDL (Early Decision Logic) effectue la première prise de décision en 60 ns. Il utilise l'information en provenance des discriminateurs du PID. Il demande au moins un signal $S\bar{C}S$ et au moins un coup dans un autre secteur de S1. Ceci revient à exiger la présence d'au moins deux traces chargées dont l'une au moins est un candidat kaon.

- Le P_T Cut

La première décision est insuffisante pour assurer que l'on ait bien un kaon chargé dans l'événement car des pions d'impulsion inférieure à 250 Mev/c ne produisent pas de lumière dans les Cherenkov et simulent des kaons. Le module P_T Cut effectue une coupure sur l'impulsion transverse de la trace $S\bar{C}S$. L'hypothèse est faite que la particule est issue du centre de la cible. Connaissant la cellule de la chambre à dérive DC6 touchée par la particule, on en déduit la demi-cellule de la chambre DC1 qui serait touchée dans le cas d'une trajectoire rectiligne (figure 3.13). Le nombre de demi-cellules séparant la demi-cellule de DC1 effectivement touchée de cette cellule de référence permet d'accéder à une borne inférieure sur la courbure donc sur l'impulsion de la particule parmi plusieurs valeurs discrètes (820 Mev/c, 410 Mev/c, 270 Mev/c). On peut choisir parmi ces valeurs l'impulsion transverse seuil, en deçà de laquelle l'événement est rejeté.

- L'IDL

Le rôle de l'IDL (Intermediate Decision Logic) est d'opérer un premier comptage du nombre de traces primaires et du nombre total de traces. Son objectif est aussi de vérifier que la trace $S\bar{C}S$ est bien une trace primaire. Une trace primaire doit avoir touché au moins un fil dans les PC, au moins un fil du couple DC1-DC2 et au moins un fil du couple DC5-DC6 dans une région définie par le secteur de S1 touché. Une trace normale est une trace pour laquelle au moins un fil du couple DC5-DC6 est touché. Des coupures sont appliquées sur des combinaisons logiques sur le nombre de traces normales, de traces primaires et de traces primaires kaoniques (avec un $S\bar{C}S$).

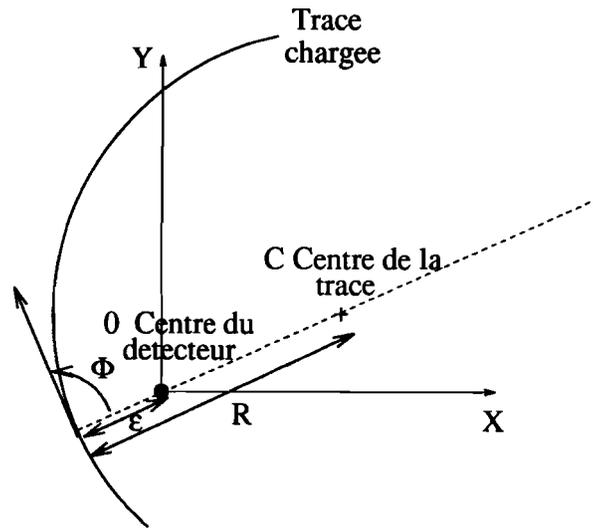


Figure 3.14: La paramétrisation

- HWP1

Le HWP1 a pour objectif la reconstruction cinématique en ligne de l'événement afin de s'assurer de l'existence d'un kaon neutre. La prise de décision se fait en trois étapes.

- En premier lieu, les modules Track Follower tentent de reconstituer dans leur totalité les trajectoires des particules en partant de S1 et en interrogeant successivement les différentes chambres dans le but de retrouver les fils touchés. Track Follower cherche également la coordonnée z du point d'impact de chaque trace dans les tubes à streamer. Le nombre total de traces et de traces primaires est à nouveau calculé en appliquant des critères plus contraignant que dans l'IDL sur la définition des traces. Une trace est validée si son z a été trouvé dans les tubes à streamer et si elle est paramétrisable (possède au moins trois points dans les chambres à dérive et proportionnelles). Une coupure est effectuée sur ces nombres.
- Dans un deuxième temps, l'ajustement de la trajectoire par un arc de cercle est pratiqué afin d'en déduire les paramètres de la trace: le rayon de courbure R , la distance de moindre approche de la trace à l'origine ϵ et l'angle ϕ entre la tangente du cercle au point de moindre approche et l'axe Ox (figure 3.14). Le nombre de traces dont l'ajustement est réussi est calculé et une nouvelle coupure est appliquée.
- Enfin, à l'aide de la paramétrisation et du z des traces, les impulsions transverses et longitudinales des particules sont déterminées. Une coupure cinématique sur la somme des impulsions des traces primaires est alors effectuée pour rejeter les événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$.

- HWP2

HWP2 a pour objectif de vérifier, à partir des informations des ADC et TDC du PID, que l'on a bien un kaon chargé. HWP2 calcule en utilisant les données du PID l'énergie déposée dans S1, le nombre de photoélectrons dans le Cherenkov et la différence de temps de vol pour les particules primaires. D'autre part, il calcule ces mêmes grandeurs en utilisant la paramétrisation réalisée par HWP1 et en faisant des hypothèses de masse sur les particules primaires. La décision est prise par comparaison des valeurs mesurées avec les valeurs attendues.

- HWP2.5

HWP2.5 ne traite que les événements à deux traces. Il élimine les événements pour lesquels le kaon neutre s'est désintégré à l'extérieur du détecteur, ce qui est le cas pour 96% des K_L . A partir des données du calorimètre, il reconstruit les gerbes, les compte et applique une coupure sur le nombre obtenu.

Niveau	Temps de décision	Taux de réduction
EDL	60 ns	4,1
Pt Cut	400 ns	3,1
IDL	80 ns	1,7
HWP1 (Track follower)	1,9 μ s	1,4
HWP1 (Paramétrisation)	500 ns	1,3
HWP1 (cinématique)	500 ns	1,5
HWP2	1,9 μ s	6,4
HWP2.5 (n=6)	17 μ s	2,9

Table 3.3: Temps de décision et taux de réduction des différents niveaux du système de déclenchement

Le tableau 3.3 donne pour chaque étage du système de déclenchement, le facteur de réduction et le temps de la prise de décision. La perte globale d'événements liée au temps mort est de 22.5%. Le taux global de réduction est de l'ordre de 1000. Un numéro de sélection [73] est attribué aux événements. Ce numéro code la façon dont chaque étage a opéré sa sélection. Il est généralement précédé de la désignation M1 ou M2 qui spécifie la polarisation du champ utilisée au cours de la prise de données (M1: polarisation normale, M2: polarisation inversée). Par exemple, M1T65163323 signifie que la polarisation est normale, le HWP2.5 à 6, le HWP2 à 5 etc...Le tableau 3.4 explicite la signification de chaque chiffre du code.

8 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition (DAQ) [72] (figure 3.15) est chargé du contrôle et de l'enregistrement de toutes les données des sous détecteurs sur support magnétique, pour les événements sélectionnés. Il a été réalisé de façon modulaire à partir de Valet+. Le Valet+ est lui-même un système d'acquisition autonome conçu au CERN et construit autour d'une carte au standard VME contenant un microprocesseur Motorola 68020 et un contrôleur de transfert direct de mémoire à mémoire (DMA). Les Valets sont téléchargés et contrôlés à partir d'un cluster de 8 stations de travail VAX.

Un Valet est associé à chaque sous-détecteur pour effectuer la lecture de l'électronique frontale. A la réception du signal du système de sélection en ligne validant l'annihilation, chaque Valet lance le transfert des données contenues dans l'électronique frontale vers un bloc mémoire contenu dans le châssis d'un autre Valet nommé Event Builder. Quand tous les transferts ont été achevés, le système de sélection en ligne est libéré et peut recommencer à analyser de nouvelles annihilations.

En parallèle, l'Event Builder assemble l'événement lu: les données des différents sous-détecteurs sont stockés dans une structure au standard ZEBRA, interprétable par les programmes d'analyse. Le système de déclenchement est alors autorisé à donner le signal de lecture s'il a sélectionné un bon événement. Un bloc ZEBRA contient une dizaine d'événements, chacun ayant une longueur moyenne de 2 kilo-octets. Quand un bloc est plein, il est diffusé par l'Event Builder dans les mémoires de modules au standard VIC contenus dans les châssis de différents Valets clients.

Le premier Valet client est connecté au dispositif d'écriture sur cassettes 3480 par un bus au standard SCSI. Dans la configuration actuelle, on peut écrire 450 événements par seconde, soit environ une cassette de 200 Méga-octets toutes les 4 minutes.

Un autre Valet est chargé d'injecter des blocs d'événements dans le cluster de VAX en passant par l'interface Ethernet. Ceux-ci peuvent alors être lus par des programmes d'analyse et en particulier affichés sur un écran graphique (Event Display). On peut aussi les décoder et les analyser à des fins de monitoring. Les résultats de ces analyses sont stockés dans des histogrammes facilement accessibles aux utilisateurs par une version adaptée de PAW, CP-PAW. Notons enfin que les Valets de lecture peuvent analyser directement un échantillonnage des données qu'ils lisent et remplir dans leur mémoire interne des histogrammes également accessibles à l'utilisateur par CPPAW.

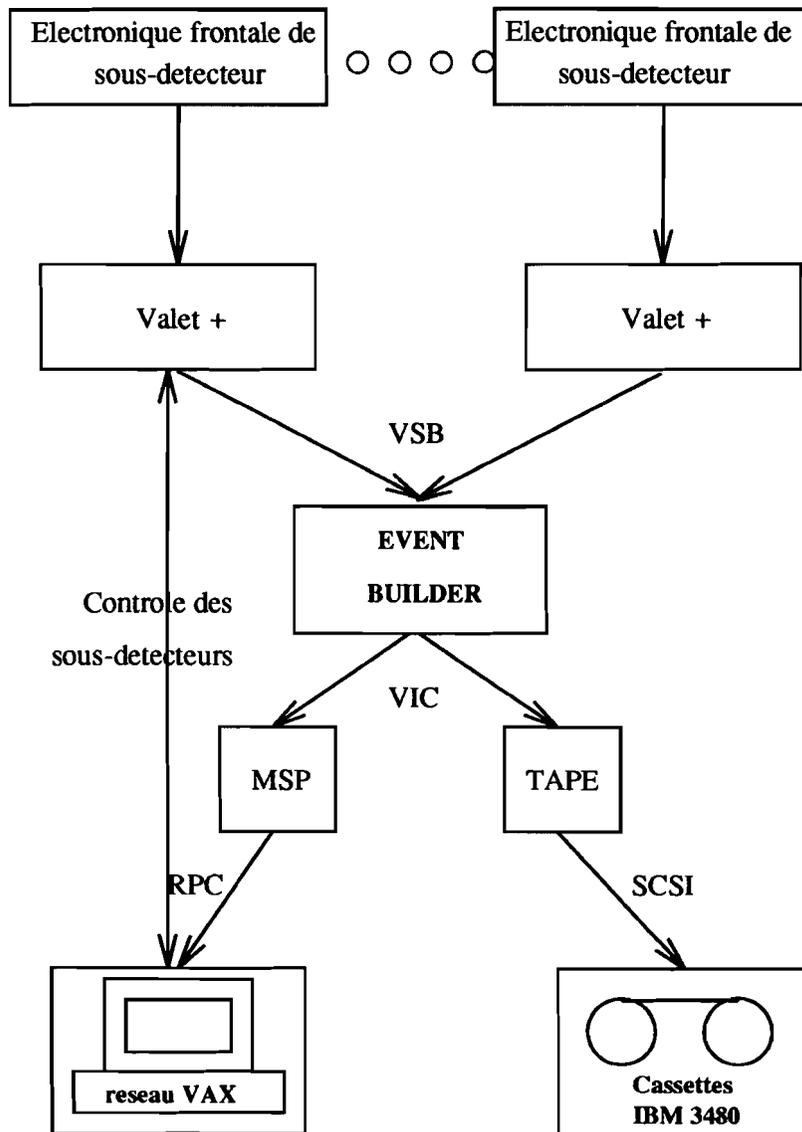


Figure 3.15: Schéma du système d'acquisition

Niveau	Code	Description	Code	Description
EDL	0	Trigger cosmique	2	Passif
	1	Biais minimum $N_{S1} \geq 1$	3	$N_{S1} \geq 2$ ET $N_{S\bar{C}S} \geq 1$
Pt Cut	0	Passif	3	400 Mev/c
	1	200 Mev/c	4	800 Mev/c
	2	270 Mev/c		
IDL	0,1	Passif	3	$((N_{pr} = 2$ ET $N_{tr} = 2 - 4)$ OU $(N_{pr} = 3$ ET $N_{tr} \geq 4)$ OU $(N_{pr} = 4$ ET $N_{tr} \geq 4))$ ET $N_K \geq 1$
	2	$(N_{pr} = 2 - 4)$ ET $(N_{tr} = 2$ OU $\geq 4)$ ET $N_K \geq 1$	4	$N_{pr} = 2$ ET $N_{tr} \geq 4$ ET $N_K \geq 1$
HWP1 Track Follower	0,1	Passif	3	$((N_{pr} = 2$ ET $N_{tr} = 2 - 4)$ OU $(N_{pr} = 3$ ET $N_{tr} = 4)$ OU $(N_{pr} = 4$ ET $N_{tr} = 4))$ ET $N_K \geq 1$
	2	$(N_{pr} = 2 - 4)$ ET $(N_{tr} = 2$ OU 4) ET $N_K \geq 1$	4	$N_{pr} = 2$ ET $N_{tr} = 4$ ET $N_K \geq 1$
HWP1 Param	0,1	Passif	3	$((N_{pr} = 2$ ET $N_{tr} = 4)$ OU $(N_{pr} = 2$ ET $N_{tr} = 3)$ OU $(N_{pr} = 3$ ET $N_{tr} = 4))$ ET $(N_K = 1$ OU $K^+K^-)$
	2	$N_{pr} = 2$ ET $N_{tr} = 2$ ET $(N_K = 1$ OU $K^+K^-)$	5	$N_{pr} = 4$ ET $N_{tr} = 4$ ET $(N_K = 1$ OU $K^+K^-)$
	4	$N_{pr} = 2$ ET $N_{tr} = 4$ ET $(N_K = 1$ OU $K^+K^-)$		
	6	2 OU 3 OU 5	7	2 OU 4 OU 5
	8	3 OU 5	9	4 OU 5
HWP1 cinématique	0	Passif	2	Masse manquante $\approx m_{K^0}$
	1	$P_k + P_\pi > 760$ Mev/c	3	1 ET 2
HWP2	0	Passif	4	$N_{ph.e}$
	1	dE/dx	5	1 ET 4
	2	TOF	5	2 ET 4
	3	1 ET 2	7	1 ET 6
HWP2.5	0	Passif	n	$N_{gerbes} \geq n$

Table 3.4: Codage du type de sélection

Chapitre 4

Production et sélection des données $\pi^+\pi^-\pi^0$

L'analyse présentée ici utilise les données prises par CPLEAR durant les années 1992 et 1993. Les différents types de sélection en ligne des données réelles sont décrits dans la première partie de ce chapitre ainsi que les différentes étapes de l'engendrement des données simulées. Dans la deuxième partie, les étapes de la production des données, l'élimination des événements non reconstructibles ainsi que la pré-sélection des bons candidats $\pi^+\pi^-\pi^0$ sont décrites. Enfin, les étapes ultimes de la sélection sont détaillées. Les données simulées sont produites et sélectionnées dans des conditions identiques aux données réelles. Elles permettront d'étudier l'acceptance du détecteur et du filtre et de tester la qualité de l'échantillon d'événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ sélectionnés.

1 Les données réelles et simulées

1.1 Les données réelles

Différents types de déclenchement ont été testés pour sélectionner simultanément les événements $\pi^+\pi^-$, $\pi e\nu$, $\pi^+\pi^-\pi^0$ et $\pi^0\pi^0$ avec la meilleure efficacité. Une première configuration du système de déclenchement, T65172233, a été adoptée au début de l'année 1992. Plus tard, la valeur du P_T -cut a été diminuée de 410 à 270 Mev/c afin de réduire les biais de charge dus à un mauvais positionnement de la chambre à dérive DC1.

La configuration 163323 a finalement été retenue: Elle tolère aux niveaux IDL et HWP1 les événements à trois traces chargées qui étaient rejetés par la configuration 172223 et améliore ainsi de 70% l'acceptance des événements à quatre traces chargées.

En 1993, on a utilisé deux types de sélection: la T65163323 et la T67163323. Elles ne diffèrent que par l'application de la coupure sur le temps de vol des candidats pions primaires (traces primaires de charge opposée à celle du kaon) suivant l'état de fonctionnement des TDC du PID.

Trois critères successifs de décision sur le dE/dx ont été appliqués:

- Initialement, si un événement comportait deux candidats pions primaires, on exigeait qu'ils aient tous deux un dE/dx compatible avec l'hypothèse pion (critère ET).
- Du Run numéro 250000 au Run numéro 252378, un tel événement était conservé dès que l'un au moins des deux candidats pion primaire avait son dE/dx compatible avec l'hypothèse pion (critère OU).

- Au delà du Run numéro 252378, la coupure sur le dE/dx des pions a été supprimée.

On constate que la coupure en ligne sur le dE/dx ne contraignait initialement que le pion secondaire (pion issu de la désintégration du kaon neutre) de charge opposée à celle du kaon. Les différences de comportement des π^+ et des π^- dans la matière sont faibles mais non négligeables (voir chapitre 7). C'est pourquoi, le rapport K^+/K^- des événements à quatre traces primaires était perturbé par cette coupure.

La coupure sur le dE/dx avait également pour effet de biaiser la variable cinématique de Dalitz X . En effet, pour des événements de kaon chargé positivement, la variable X est perturbée car seul le π^- secondaire est contraint. Pour des événements de kaon chargé négativement, c'est au contraire le π^+ secondaire qui est contraint, affectant X en sens inverse du cas précédent. Ce décalage modifie en sens inverses (voir chapitre 7) les normalisations dans les deux moitiés de diagramme de Dalitz ($X > 0$ et $X < 0$) et simule un effet d'amplitude conservant CP.

Le critère OU a permis tout d'abord de limiter l'amplitude de ces effets puis la coupure sur le dE/dx a été définitivement supprimée. Afin de corriger ces effets sur les données initiales, une coupure de symétrisation a été adoptée. Cette coupure est appliquée hors ligne par le code de simulation du système de déclenchement. Elle contraint le deuxième pion secondaire (de même charge que le kaon) sur l'information dE/dx de manière équivalente aux autres pions.

Les proportions d'événements correspondant aux différents types de sélections sont reportées dans le tableau 4.1.

	T65163323	T67163323
Coupure HWP2 (ET)	39,8%	8,8%
Coupure HWP2 (OU)	10,4%	9,6%
Pas de coupure HWP2	0%	31,4%

Table 4.1: Proportions des différents types de sélection en ligne pour les événements de l'analyse

1.2 Les données simulées

Le programme de simulation CPGEANT [74] est chargé d'engendrer des données Monte-Carlo. Ce programme constitue une adaptation du programme Monte-Carlo GEANT3 [75] à la géométrie du détecteur de CPLEAR et aux énergies auxquelles ce détecteur travaille.

On distingue trois étapes dans la simulation:

- Tout d'abord, CPGEANT engendre des annihilations $p\bar{p}$ suivant les lois de probabilité dictées par les taux de branchement des différentes annihilations possibles. Les désintégrations des particules sont également contrôlables par l'utilisateur. Les désintégrations de K_L sont simulées suivant une distribution plate en temps de vie et dans le diagramme de Dalitz ce qui nécessitera ultérieurement l'application de poids afin que les espaces de phase engendrés correspondent bien à ceux donnés par les amplitudes de désintégration du K_L .
- Ensuite, à partir des caractéristiques physiques et géométriques du détecteur, CPGEANT effectue un suivi des trajectoires des particules à travers les différents sous-détecteurs et simule les interactions des particules avec la matière (rayonnement de freinage, ionisation, diffusion). Les réponses de chaque sous détecteur au passage des particules sont alors simulées avec prise en compte des inefficacités et des résolutions.

- Enfin, la sélection en ligne des événements est simulée avec le déclenchement le plus lâche. Les événements passant cette sélection sont étiquetés pour des systèmes de déclenchement plus sélectifs. Cet étiquetage sera utilisé par la suite afin d'obtenir des données Monte-Carlo avec les bonnes proportions des différents types de déclenchement.

Les informations sur les paramètres cinématiques des événements à la production sont stockées dans une banque (la banque de vérité) et pourront être comparées aux paramètres calculés après reconstruction des événements afin d'évaluer les résolutions. Les données réelles et Monte-Carlo seront traitées de manière identique dans toute la suite de la sélection.

2 Production des données

Les différentes étapes de la production sont effectuées par le programme CPREAD [76]. Dans un premier temps on sélectionne les événements Golden reconstituables. Ensuite, les événements sont étiquetés en tant que bons candidats aux différents types de désintégration. Les étiquetages sont réalisés par des filtres spécifiques à chaque canal et nous ne décrivons ici que les filtres chargés d'étiqueter les bons candidats $\pi^+\pi^-\pi^0$.

2.1 Sélection générale des Golden

Les étapes de la production destinées à sélectionner les événements reconstituables sont les suivantes:

- **Décodage et conversion**

Le décodage des données brutes et la conversion des valeurs numérisées en grandeurs physiques est obtenu à l'aide de constantes de calibration qui peuvent varier d'un run à l'autre et de constantes géométriques. On détermine ainsi les coordonnées dans l'espace des points touchés.

- **Reconnaissance des traces**

Elle se fait en deux étapes: On associe d'abord les coups sur les fils des chambres proportionnelles et des chambres à dérive afin de reconstituer les traces dans le plan transverse. Le programme tente ensuite de retrouver pour chaque point du plan transverse la coordonnée z .

Si l'association entre les coordonnées z et $r\phi$ est réussie, l'ajustement de chaque trajectoire par une hélice est effectué et on calcule pour chaque trace les paramètres suivants et leurs erreurs:

- Les coordonnées x_{ref} , y_{ref} et z_{ref} du point de référence qui est le premier coup en $r\phi$ d'une trace.
- Le rayon de courbure R dans le plan transverse au point de référence.
- Les deux angles polaires de la tangente de la trace au point de référence: $\phi = \arctan(p_y/p_x)$ et $\theta = \arctan(p_z/p_T)$ où p_T est l'impulsion transverse.

Les événements dont le nombre total de traces est différent de 2 et 4 sont alors éliminés.

- **Sélection du kaon**

Un filtre est chargé d'éliminer les événements ne comportant pas au moins un candidat kaon. Un bon candidat kaon est une trace d'impulsion totale (calculée à l'aide de la paramétrisation précédente) supérieure à 300 Mev/c ayant touché S1 et S2 dans un même secteur du PID et sans signal dans le Cherenkov.

- **Sélection des traces**

- Pour chaque trace, il doit exister au moins trois coups dans les chambres à dérive et deux informations z (deux dans les chambres ou une dans les chambres et une dans les tubes à streamer).
- Deux traces doivent posséder au moins un coup dans une chambre proportionnelle. Ces traces sont dites primaires.
- Le nombre total de traces doit être égal à 2 ou 4 et la somme des charges doit être nulle.

- **Sélection des événements à quatre traces**

A ce niveau les événements à deux et quatre traces sont séparés afin de subir un filtrage spécifique. Par la suite, nous ne décrivons que la sélection des événements à quatre traces qui seule nous intéresse.

- Un nouvel ajustement des traces plus précis (prise en compte de la carte de champ magnétique, des pertes d'énergie par ionisation, de la diffusion multiple et des résolutions des différentes chambres) recalcule les cinq paramètres de chaque trace avec leur matrice d'erreur. Si on n'a pas perdu de traces, la reconstruction des vertex est entreprise.
- La procédure de reconstruction des vertex recherche les points d'intersection ou les distances de moindre approche de toutes les traces de charges opposées et délivre les coordonnées spatiales des vertex ainsi que les impulsions et les matrices d'erreur aux vertex.
- Il doit exister pour chaque candidat kaon un pion primaire de charge opposée.
- Pour une telle paire primaire, on vérifie qu'il existe un vertex distant de moins de 2 cm du centre de la cible dans le plan transverse et de moins de 7 cm dans le plan longitudinal. De plus, les points de moindre approche du kaon et du pion primaire à leur vertex commun doivent se trouver à moins de 10 cm du centre de la cible. En effet, le diamètre fini du faisceau et la diffusion multiple des anti-protons dans le gaz de la cible font que les dispersions en r et z des distributions de vertex d'annihilation sont relativement importantes (Figure 4.1).
- On vérifie que les deux traces secondaires possèdent également un vertex.

2.2 Pré-sélection des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$

Ce n'est qu'au niveau de l'étiquetage que la sélection spécifique des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ débute véritablement.

Connaissant le signe du kaon chargé d'un événement, un des trois pions de cet événement possède le même signe et est obligatoirement secondaire. Pour les deux autres pions, il peut y avoir ambiguïté lorsque l'on cherche à savoir lequel est primaire et lequel est secondaire. Pour qu'un événement soit étiqueté 3PI, au moins une association doit satisfaire les conditions suivantes [77]:

Contraintes sur le candidat kaon

On demande que le candidat kaon satisfasse trois conditions supplémentaires:

- La trace kaonique doit être une trace primaire
 - Son impulsion doit être comprise entre 300 Mev/c et 800 Mev/c
-

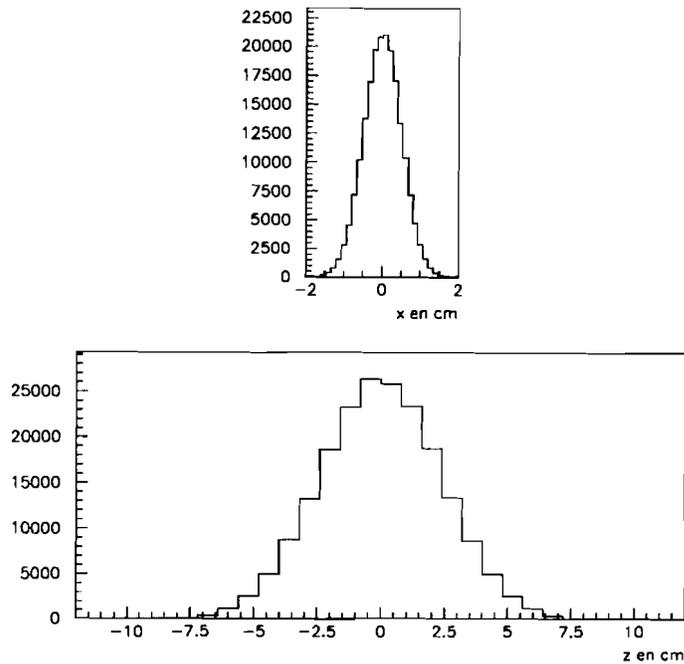


Figure 4.1: Distributions longitudinales et transversales des vertex d'annihilation

- Il doit avoir un dE/dx dans S1 à moins de trois écarts standards de la valeur théorique prédite par la formule de Bethe-Bloch afin d'améliorer l'élimination des événements pioniques.

Contraintes sur le candidat pion primaire

Le candidat pion primaire doit:

- Etre de charge opposée à celle du kaon
- Etre une trace primaire
- Avoir une impulsion comprise entre 100 Mev/c et 680 Mev/c à cause de la limitation de l'espace de phase disponible pour ces particules dans les événements Golden.

Coupures cinématiques

- Sont rejetés les événements dont la masse invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ est supérieure à 600 Mev/c. La masse invariante est calculée en faisant l'hypothèse que l'impulsion totale manquante d'un événement est celle du π^0 , les traces secondaires étant les traces qui n'ont pu être associées à un candidat kaon. On élimine ainsi un grand nombre d'événements Golden où le kaon neutre se désintègre en $\pi^+\pi^-$.
- On impose que le vertex primaire et le vertex secondaire soient séparés d'une distance supérieure à trois fois l'erreur sur cette distance. Ceci permet une première élimination du bruit de fond d'annihilation qui n'a qu'un seul vertex.
- Le cosinus de l'angle d'ouverture des deux traces secondaires dans le plan $r\phi$ doit être inférieur en valeur absolue à 0.99. Cette contrainte permet d'éliminer la majeure partie

des événements de type Golden en $2\pi^0$ avec des conversions de photons en e^+e^- ou des désintégrations de Dalitz d'un π^0 . Elle permet également l'élimination des traces rétrodiffusées.

- Le temps de vie du kaon neutre doit être inférieur à $30 \tau_S$.
- On définit l'énergie manquante totale E_{miss} : énergie du système $p\bar{p}$ au repos ($2m_p$) moins la somme des énergies des quatre particules chargées. L'impulsion manquante totale P_{miss} est égale à la norme de la somme des impulsions des quatre traces chargées. En effet, le fait que l'annihilation se produise au repos implique, par conservation de l'impulsion totale, que l'impulsion du π^0 soit l'opposée de la somme des impulsions des quatre traces chargées. On impose que l'événement se trouve dans la zone du plan E_{miss}/P_{miss} compatible avec un π^0 manquant en appliquant la série de coupures suivante:
 - $P_{miss} > 40 \text{ Mev}/c$
 - $P_{miss} > 150 - E_{miss}$
 - $P_{miss} > .5 \times (E_{miss} - 120)$
- Une gerbe neutre dans le calorimètre est une gerbe qui n'a pas pu être associée à une trace chargée (distante de plus de 25 cm de toutes les traces chargées). On impose que le nombre de gerbes neutres dans un événement soit égal à 1, 2 ou 3. En effet, on montrera (au chapitre 6) que la probabilité de détection d'un photon dans le calorimètre n'est que de 0.38 et que la probabilité d'apparition d'une fausse gerbe neutre est relativement importante (0.58).
- Enfin, on demande que la masse manquante de la paire kaon-pion primaire soit égale à la masse du kaon neutre en coupant à 5% sur la probabilité d'un ajustement à une contrainte (1c fit) ce qui permet de rejeter efficacement les événements autres que Golden.

Les acceptances de cette présélection sur les données réelles et les données $\pi^+\pi^-\pi^0$ Monte-Carlo sont répertoriées dans le tableau 4.2.

coupure 3PI	Acc. données réelles [%]	Acc. Monte-Carlo [%]
kaon ok	97,8 %	99,3 %
dE/dx du kaon	58,7%	97,9%
association K/ π	58,6 %	97,8 %
mass inv. $\pi^+\pi^-\pi^0$ + vertex 3σ	1,32 %	82,8 %
Angle d'ouverture des secondaires	1,17 %	77,8 %
temps de vie	0,69 %	75,2 %
E_{miss}/P_{miss}	0,49 %	72,5 %
Gerbes neutres	0,24 %	56,7 %
1c fit	0,14 %	53,3 %

Table 4.2: Acceptances au niveau de la présélection

Les événements étiquetés sont finalement écrits sur des bandes MINRAW qui contiennent non seulement les informations d'origine mais également les informations issues des différentes étapes de la production.

SOURCES DE BRUIT DE FOND A COURTE DUREE DE VIE			SOURCES DE BRUIT DE FOND A LONGUE DUREE DE VIE		
NOM	SCHEMA	B.R. (10^{-3}) (0-20 τ_s)	NOM	SCHEMA	B.R. (10^{-3}) (0-20 τ_s)
PIONIQUE		950	Golden $\pi e \nu$		0,027
KK $\pi\pi$		2,47	Golden $\pi \mu \nu$		0,019
Golden $\pi\pi$		1,37	π^0 Golden $\pi e \nu$		0,027
π^0 Golden $\pi\pi$		1,41	π^0 Golden $\pi \mu \nu$		0,019
Golden $\pi\pi \gamma$		0,01	π^0 Golden $\pi \pi \pi^0$		0,0087
π^0 Golden $\pi\pi \gamma$		0,01	LE SIGNAL		
Golden $\pi\pi^0$ + DALITZ		0,015	Golden $\pi \pi \pi^0$		0,0087

Figure 4.2: Taux de branchement des différentes sources de bruit de fond et du signal

3 Sélection finale des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$

3.1 Généralités

Le principal objectif des étapes précédentes était de faire une première sélection sur bandes de bons candidats $\pi^+\pi^-\pi^0$ en rejetant un maximum de bruit de fond. Il faut en effet se rappeler que les taux de branchement des événements de bruit de fond potentiel sont parfois supérieurs de plusieurs ordres de grandeur au taux de branchement des événements Golden en $\pi^+\pi^-\pi^0$ (figure 4.2). La contamination en bruit de fond reste donc très importante ($\approx 90\%$).

On veut, avec la sélection finale des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$:

- aboutir à un échantillon final d'événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ très pur afin de réduire les erreurs systématiques dues au bruit de fond.
- Garder le maximum de bons événements afin d'atteindre la meilleure précision statistique possible.
- Eviter d'introduire des biais sur la normalisation, la variable X et, dans la mesure du possible, sur t.

Ces contraintes sont particulièrement importantes dans la région des faibles temps de vie ou le signal (de violation comme de conservation de CP) mais également la contamination maximale en bruit de fond sont attendus.

On peut distinguer trois grands stades dans la sélection finale [77]:

- Au premier stade, des coupures lâches permettent de rejeter des événements ayant des caractéristiques cinématiques typiques de certains bruits de fond potentiels.
- Au stade suivant, des ajustements contraints sélectionnent les événements dont la cinématique est compatible avec celle d'événements Golden où un kaon neutre s'est désintégré en $\pi^+\pi^-\pi^0$.
- Au troisième stade enfin, les variables cinématiques modifiées par les ajustements contraints sont contrôlées et d'autres coupures spécifiques sont définies.

3.2 Sélection cinématique lâche

Les différentes contraintes à ce stade sont les suivantes:

- Des coupures sur l'information primaire permettent de s'assurer que la cinématique est bien compatible avec celle d'une annihilation Golden. On effectue la série de coupures suivante dans le plan (P_K/P_π) . Ainsi, on rejette essentiellement le bruit de fond de type π^0 +Golden.

$$\begin{aligned} - P_\pi &< 26 \times P_K/21 + 180 \\ - P_\pi &< -0.856 \times P_K + 1171 \\ - P_\pi &> -5 \times P_K/6 + 650 \end{aligned}$$

- Deux coupures sur l'angle d'ouverture ont été définies:
 - Angle d'ouverture des secondaires > 0.1 rd dans le plan transverse.
 - Angle d'ouverture des secondaires > 0.2 rd dans le plan longitudinal.

La résolution dans le plan transverse est bien meilleure que celle dans le plan longitudinal.

- Le $|z|$ du vertex secondaire doit être inférieur à 75 cm afin de supprimer les événements dont les traces secondaires ont une faible probabilité d'atteindre le PID .
- Afin de rejeter le bruit de fond d'annihilation, on demande que la distance séparant le vertex secondaire du vertex primaire dans le plan transverse soit supérieure à 1,2 cm (soit 2,4 fois la résolution).
- Le temps de vie du kaon neutre doit être compris entre 0 et $30 \tau_S$. Il se peut en effet qu'en cas de mauvaise association, le temps de vie calculé soit négatif.
- Des coupures plus contraignantes que celles de la présélection sont définies dans le plan E_{miss}/P_{miss} . Elles servent à rejeter les bruits de fond d'annihilation et les événements de type Golden+ π^0 .

$$\begin{aligned} - P_{miss} &> 40 \text{ Mev}/c \\ - P_{miss} &> 150 - E_{miss} \\ - P_{miss} &> 1.143 \times E_{miss} - 285.75 \\ - P_{miss} &> 1.250 \times E_{miss} + 200 \end{aligned}$$

- L'angle θ entre la direction de l'impulsion du K^0 et la ligne droite joignant les deux vertex doit être inférieur à 0,25 rd dans le plan transverse. On impose ainsi un alignement minimal entre la direction de vol du K^0 et la direction de son impulsion.
- Afin de rejeter les conversions de photons en paires électron-positron et les événements où un kaon neutre se désintègre en deux pions on demande que la masse invariante des deux pions secondaires soit respectivement supérieure à 285 Mev/ c^2 et inférieure à 400 Mev/ c^2 .
- Le $|z|$ d'un gerbe neutre doit être inférieur à 130 cm c'est à dire à l'intérieur du calorimètre. Il arrive en effet que la calcul de la position d'une gerbe neutre échoue et donne un résultat aberrant.

3.3 Sélection par des ajustements contraints

Les ajustements contraints [78] constituent un outil très puissant: par une méthode de minimisation de χ^2 , ils calculent la probabilité qu'un ensemble de traces avec certaines hypothèses de masse, satisfasse plusieurs contraintes cinématiques et géométriques. Dans notre cas, l'hypothèse de départ est une annihilation Golden avec une désintégration du kaon neutre en $\pi^+\pi^-\pi^0$. Les variables de l'ajustement contraint sont les cinq paramètres des traces avec leurs matrices d'erreurs.

Trois ajustements contraints (1CFIT, 2CFIT et 3CFIT) sont appliqués successivement. Chaque ajustement utilise les contraintes et les paramètres cinématiques issus des ajustements précédents ce qui améliore l'efficacité. Les probabilités délivrées permettent de sélectionner efficacement les événements $\pi^+\pi^-\pi^0$.

- Le 1CFIT demande que la masse manquante au vertex primaire (K^\pm, π^\mp) soit égale à la masse du kaon neutre. Tous les événements dont la probabilité est inférieure à 5% sont rejetés.
- Le 2CFIT impose de plus que la masse manquante totale soit celle d'un π^0 . On coupe également à 5% sur la probabilité délivrée par l'ajustement contraint.
- Le 3CFIT intègre le 2CFIT et y rajoute une contrainte géométrique: On exige que la droite passant par les deux vertex dans le plan transverse soit parallèle à l'impulsion du K^0 et on coupe une fois de plus à 5% sur la probabilité délivrée par l'ajustement contraint.

Les ajustements contraints tentent de faire converger les paramètres cinématiques afin de les faire coïncider avec ceux d'un événement $\pi^+\pi^-\pi^0$. Par conséquent, les paramètres qu'ils délivrent sont sensés être plus proches de la réalité que les paramètres cinématiques initiaux. La résolution sur tous les paramètres cinématiques des événements est donc considérablement améliorée.

C'est le cas notamment pour le temps propre t de désintégration du K^0 , fondamental pour nos mesures. En effet, ce temps propre est donné en fonction de la distance de vol d_v et de l'impulsion du K^0 P_{K^0} par l'expression suivante:

$$t = \frac{d_v}{c\tau_S\beta\gamma} = \frac{d_v m_{K^0}}{c\tau_S P_{K^0}} \quad (4.1)$$

La résolution absolue sur la mesure de t est obtenue à partir des distributions d'erreurs absolues ($t_{mesure} - t_{vrai}$) en utilisant des données Monte-Carlo pour lesquelles les t_{vrai} sont connus puisque ce sont les valeurs engendrées.

La figure 4.3 montre que la résolution sur t est passée de 0.61 τ_S à 0.24 τ_S . Elle a donc été nettement améliorée par les ajustements contraints.

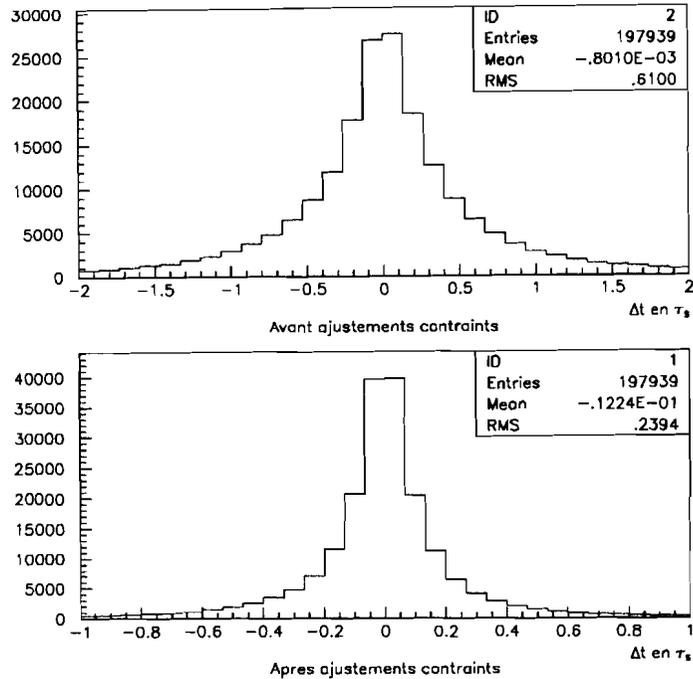


Figure 4.3: Effet des ajustements contraints sur la résolution sur le temps de vie Δt

3.4 Contrôle final

- Pour des événements de bruit de fond capables de passer la sélection des ajustements contraints, on s'attend à ce que les nouveaux paramètres cinématiques délivrés soient complètement faussés. Une série de coupures a été définie afin de contrôler que la cinématique des événements n'a pas été trop modifiée par les ajustements contraints:
 - La position des vertex doit avoir varié de moins de 20% par l'application des ajustements contraints.
 - Le nouveau temps propre de désintégration du kaon neutre doit être positif.
- Dans le plan (X,Y), l'événement doit se trouver à l'intérieur des bornes cinématiques sur les variables de Dalitz X et Y. Ces variables sont calculées à l'aide des impulsions délivrées par les ajustements contraints.
- Une coupure est appliquée pour rejeter le fond résiduel d'événements $\pi^0 + \text{Golden}$ $\pi^+\pi^-$. Cette coupure utilise les impulsions initiales (avant ajustement contraint).

Les annihilations de type $\pi^0 + \text{Golden}$ avec désintégration du kaon neutre en deux pions ont beaucoup de caractéristiques communes avec les événements $\text{Golden} + \pi^+\pi^-\pi^0$. Le nombre et la nature des particules créées est identique et en particulier, il existe un π^0 manquant dans les deux cas. La seule différence est que le π^0 n'est pas produit au même vertex. C'est pourquoi, si l'association des traces a été réussie, un événement $\pi^0 + \text{Golden}$ a très peu de chances d'être sélectionné, les contraintes imposées notamment par les ajustements contraints étant clairement incompatibles avec la cinématique de cet événement.

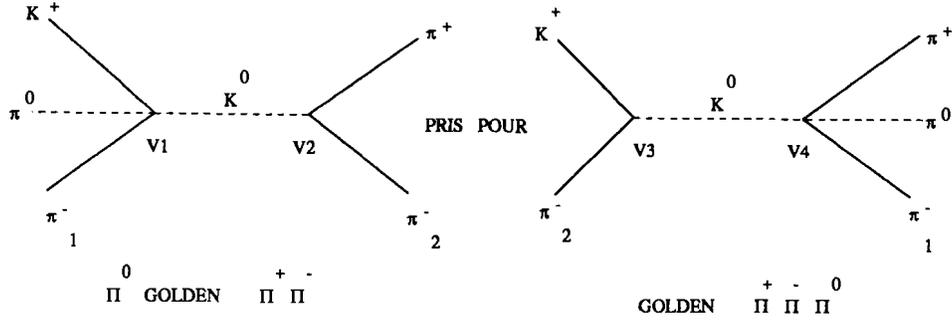


Figure 4.4: Inversion de deux pions conduisant à la misidentification d'un événement (π^0+)Golden $\pi^+\pi^-$

Cependant, en cas de mauvaise association, comme le montre la figure 4.4, les deux pions secondaires de signe opposé au signe du kaon chargé sont inversés et plus rien ne s'oppose à ce que cet événement satisfasse par hasard les critères des ajustements contraints. En fait, la cinématique de l'événement reconstruit est tout à fait compatible avec celle d'un bon événement.

Afin de rejeter de tels événements, on utilise un ajustement contraint qui calcule la probabilité que la masse invariante de la paire de pions secondaires de l'association qui n'a pas été choisie ($\pi^+\pi_2^-$) soit égale à la masse du kaon neutre. Les événements à trois ou quatre traces primaires dont la probabilité est supérieure à 5% sont rejetés.

- Un événement est gardé si une et une seule des combinaisons a passé avec succès toute la sélection.
- Les données sont alors passées à travers le code de simulation du système de sélection en ligne.

On corrige ainsi un éventuel dysfonctionnement du système de sélection en ligne pour être sûr que les données réelles et simulées ont été sélectionnées de la même façon. On demande d'autre part que la paire kaon-pion primaire de l'association finalement sélectionnée ait été trouvée et contrainte à tous les étages de sélection en ligne. Ainsi, on est assuré que les paires primaires sélectionnées ont été toutes contraintes de manière identique.

Les acceptances du filtre final calculées sur les données réelles et les données $\pi^+\pi^-\pi^0$ Monte-Carlo sont données dans le tableau 4.3. L'acceptance totale de la sélection hors ligne est de 0,009% pour les données réelles et de 32% pour les données simulées $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Près de 180000 événements des données réelles ont ainsi été sélectionnés. Dans les chapitres suivants le bruit de fond résiduel sera évalué et étudié avant de passer aux mesures proprement dites.

coupure	Acc. données réelles [%]	Acc. Monte-Carlo [%]
Définition des vertex	86 %	96,3%
Information primaire	84%	94%
Information secondaire	73,4 %	90 %
Information globale	41 %	83 %
Gerbes neutres	40 %	81,9 %
Ajustements contraints	10 %	70,4 %
Contrôle final	9 %	63,5 %
π^0 +Golden	7,9 %	59,9 %

Table 4.3: Acceptances au niveau du filtre final

Chapitre 5

Etude et élimination du bruit de fond résiduel

A la fin de la sélection décrite dans le précédent chapitre, il demeure une fraction importante de bruit de fond dans les données réelles à longue comme à courte durée de vie. Une première partie de ce chapitre est consacrée au bruit de fond à longue durée de vie. On peut montrer (voir chapitre 7) que ce bruit de fond a des effets systématiques très faibles sur les mesures effectuées. Par conséquent, on ne cherchera pas à le rejeter mais surtout à bien le comprendre, sa connaissance constituant un préalable indispensable à l'investigation efficace du bruit de fond à courte durée de vie.

Dans une deuxième partie, on évaluera le taux de bruit de fond à courte durée de vie, on en identifiera les sources et on présentera une optimisation de la sélection basée sur de nouveaux critères cinématiques d'élimination de sources spécifiques. On aboutira ainsi à un échantillon final d'événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ pur au niveau du pourcent dans la région des faibles durées de vie, condition importante pour les mesures que nous désirons effectuer, puisque c'est dans les tout premiers τ_S que les effets d'interférences sont attendus avec le maximum d'amplitude.

1 Etude du bruit de fond à longue durée de vie

1.1 Identification et étude Monte-Carlo

On regroupe sous l'appellation de bruit de fond à longue durée de vie, les événements autres que Golden en $\pi^+\pi^-\pi^0$ susceptibles de donner une contribution significative dans les données réelles au delà des six premiers τ_S . De tels événements peuvent très bien à priori donner une contribution importante également à faible durée de vie.

Les événements provenant de la désintégration du K_S ont déjà fait l'objet d'une élimination très sévère utilisant des ajustements contraints. De plus, le nombre de désintégrations de K_S (en 2π essentiellement) au delà de $6\tau_S$ devient inférieur au nombre de désintégrations de K_L en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

D'autre part, les bruits de fond d'annihilation, qui n'ont en principe qu'un seul vertex, sont complètement exclus au delà de $6\tau_S$, région correspondant à des distances séparant le vertex primaire du vertex secondaire reconstruits supérieures à 10 cm.

Les seules sources possibles de bruit de fond à longue durée de vie sont donc des événements de type Golden et Golden+ π^0 , avec désintégration d'un K_L en semileptoniques $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$, ainsi que des événements de type Golden+ π^0 suivis d'une désintégration de K_L en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Les acceptances Acc_B de ces événements entre 0 et $20\tau_S$ sont reportées dans le tableau 5.1. Elles ont été obtenues à l'aide de données simulées passées à travers le filtre. La proportion

relative $N_B/N(\pi^+\pi^-\pi^0)$ entre 0 et $20\tau_S$ de chaque bruit de fond dans les données réelles est donnée par l'expression suivante:

$$N_B/N(\pi^+\pi^-\pi^0) = \frac{B.R_B Acc_B}{B.R(\pi^+\pi^-\pi^0) Acc(\pi^+\pi^-\pi^0)} \quad (5.1)$$

où $B.R_B$ et $B.R(\pi^+\pi^-\pi^0)$ représentent les taux de branchement respectifs du bruit de fond considéré et du signal entre 0 et $20\tau_S$.

	Événements engendrés	Événements sélectionnés	Acc [%] (0-20 τ_S)	B.R (10 ⁻³) (0-20 τ_S)	N/N($\pi^+\pi^-\pi^0$)[%] (0-20 τ_S)
Golden $\pi^+\pi^-\pi^0$	14,7.10 ⁶	148293	1,01	0,0086	100
Golden $\pi e\nu$	61.10 ⁶	4724	7,7.10 ⁻³	0,027	2,4
Golden $\pi\mu\nu$	60,5.10 ⁶	10850	1,8.10 ⁻²	0,019	3,9
π^0 +Golden $\pi e\nu$	1,43.10 ⁶	2	1,4.10 ⁻⁴	0,027	0,04
π^0 +Golden $\pi\mu\nu$	1,17.10 ⁶	11	9,4.10 ⁻⁴	0,019	0,2
π^0 +Golden $\pi^+\pi^-\pi^0$	1,07.10 ⁶	14	1,3.10 ⁻³	0,0086	0,1

Table 5.1: Acceptances, taux de branchement et taux des différentes sources de bruit de fond à longue durée de vie

Le tableau 5.1 montre que de toutes les sources de bruit de fond envisagées à longue durée de vie, seules les sources Golden $\pi e\nu$ et Golden $\pi\mu\nu$ donnent une contribution non négligeable et seront prises en compte dans la suite.

1.2 Comparaison des données réelles et simulées

On désire maintenant vérifier que si l'on ajoute les distributions en temps de vie du signal MC3PI et des deux bruits de fond semileptoniques MCEL et MCMU (pour les événements $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$ respectivement) dans les proportions déterminées par l'étude Monte-Carlo précédente, la distribution Monte-Carlo MC obtenue reproduit bien la distribution des données réelles RE au delà de $6\tau_S$. Nous avons :

$$MC = MC3PI + \alpha_e MCEL + \alpha_\mu MCMU \quad (5.2)$$

avec

$$\alpha_e = \frac{BR(\pi e\nu)Ng(\pi^+\pi^-\pi^0)}{BR(\pi^+\pi^-\pi^0)Ng(\pi e\nu)} = 0,74 \quad (5.3)$$

$$\alpha_\mu = \frac{BR(\pi\mu\nu)Ng(\pi^+\pi^-\pi^0)}{BR(\pi^+\pi^-\pi^0)Ng(\pi\mu\nu)} = 0,52 \quad (5.4)$$

Remarquons que les coefficients α_e et α_μ ne dépendent pas de l'acceptance. Ils ne varieront donc pas avec l'introduction de nouvelles coupures.

Sur la figure 5.1 sont représentées les distributions en temps de vie d'événements simulés du signal (MC3PI) et du bruit de fond semileptonique ($\alpha_e MCEL + \alpha_\mu MCMU$) ainsi que le rapport des deux distributions précédentes. Cette dernière distribution montre que la contribution des événements semileptoniques croît en fonction de t . En effet, les événements à longues durées de vie sont reconstruits avec une moins bonne résolution (leurs vertex secondaires sont excentrés et par conséquent leurs traces secondaires ont moins d'informations dans les chambres à dérive) ce qui leur permet, lorsque ce sont des événements de bruit de fond, de mieux passer la sélection.

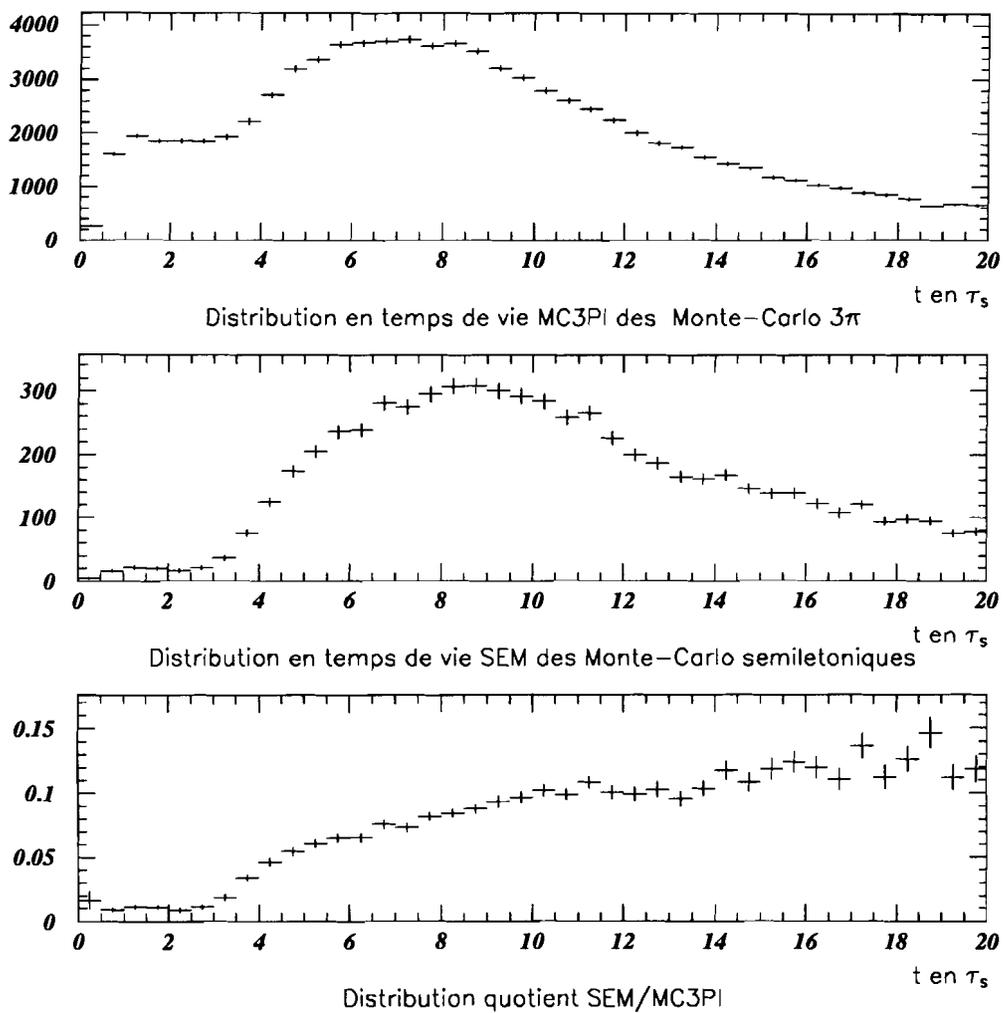


Figure 5.1: Les différentes contributions à longue durée de vie

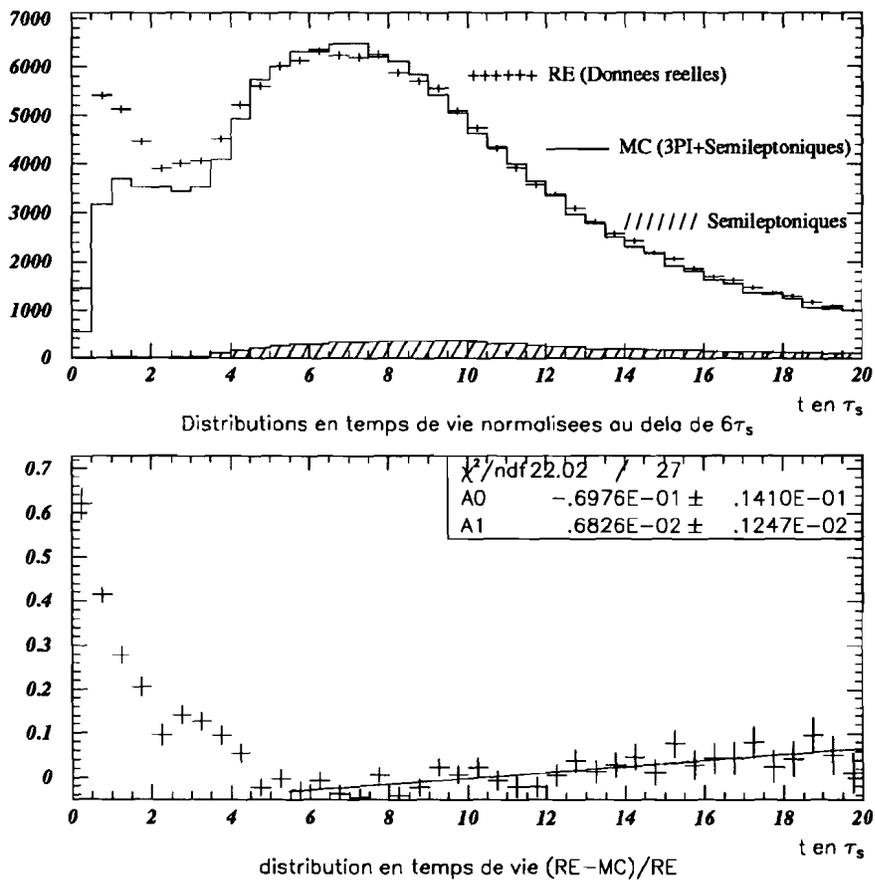


Figure 5.2: Désaccord données réelles/données Monte-Carlo à longue durée de vie

Sur la partie supérieure de la figure 5.2, les distributions MC et RE ont été normalisées au delà de $6 \tau_S$. La partie inférieure de la figure représente la différence relative $(RE-MC)/MC$ des deux distributions normalisées. Si la distribution Monte-Carlo MC reproduisait bien la distribution RE des données réelles la différence relative devrait être plate au delà de $6\tau_S$ ce qui n'est pas le cas puisqu'elle est croissante. Il existe donc un excès d'événements dans les données réelles qui s'accroît lorsque t augmente.

1.3 Le comptage du nombre de fausses gerbes neutres

Position du problème

Le désaccord à longue durée de vie entre les données réelles et simulées est dû à une sous-estimation de la contribution des événements semileptoniques. Nous allons montrer que cette sous-estimation est due à une mauvaise simulation du nombre de fausses gerbes neutres créées dans le calorimètre.

Les gerbes neutres sont des gerbes qui ne peuvent être associées à des traces chargées c'est à dire situées à plus de 25 cm de toute trace chargée. Les fausses gerbes neutres sont des gerbes identifiées comme neutre bien que n'étant pas produites par des photons.

Il existe plusieurs sources possibles de fausses gerbes neutres [79]. Certaines sont produites par des kaons ou des pions déviés de leurs trajectoires initiales en interagissant dans le PID ou rétrodiffusés par l'aimant. D'autres sont dues aux particules chargées produites par interactions hadroniques des kaons et des pions dans le PID. Ces particules peuvent traverser le calorimètre à plus de 25 cm du point d'impact attendu s'il n'y avait pas eu interaction. Enfin, elles peuvent être dues à du bruit dans le calorimètre.

Les événements semileptoniques qui ne produisent pas de π^0 , donc pas de photons, ne sont sélectionnés que si au moins une fausse gerbe neutre a été créée. Si les interactions à l'origine des fausses gerbes neutres (interactions fortes) sont mal simulées, les acceptances des semileptoniques évaluées à l'aide de données Monte-Carlo sont fausses. Or, l'interaction forte est très mal simulée (car mal connue) aux basses énergies où travaille CPLEAR.

Les proportions des événements à 1, 2 et 3 gerbes neutres dans les données simulées $\pi^+\pi^-\pi^0$ et semileptoniques et les données réelles au delà de $6 \tau_S$ sont données dans le tableau 5.2 .

	1 γ	2 γ	3 γ
Données réelles	60,1%	31,8%	8,1%
Monte-Carlo $\pi^+\pi^-\pi^0$	65,4%	30,4%	4,2%
Monte-Carlo semileptonique	85,9%	12,8%	1,3%

Table 5.2: Proportions d'événements à 1, 2 et 3 gerbes neutres dans les données réelles et les données simulées $\pi^+\pi^-\pi^0$ et semileptoniques au delà de $6\tau_S$

On remarque que la proportion d'événements à trois gerbes neutres est presque deux fois plus importante dans les données réelles que dans les données simulées $\pi^+\pi^-\pi^0$ à l'inverse de ce que devrait produire la présence du bruit de fond semileptonique (la proportion d'événements à trois gerbes neutres y est très faible) dans les données réelles. La seule manière d'expliquer cette anomalie est de supposer une mauvaise simulation du nombre de fausses gerbes neutres.

Nous allons maintenant déterminer analytiquement le facteur multiplicatif $F_{1\gamma}$ à appliquer aux événements semileptoniques à une gerbe neutre pour corriger l'effet de cette mauvaise simulation. Ensuite, nous évaluerons de manière indépendante le facteur $F_{1\gamma}$ pour lequel la

distribution Monte-Carlo des événements à une gerbe neutre ($\pi^+\pi^-\pi^0$ et semileptoniques) reproduirait parfaitement celle des données réelles. Si la mauvaise simulation du nombre de fausses gerbes neutres est bien à l'origine de la sous estimation des semileptoniques ces deux calculs doivent conduire au même résultat.

Solution analytique

Considérons un événement $\pi^+\pi^-\pi^0$. Soit q la probabilité de création d'une fausse gerbe neutre et p la probabilité de détection d'un photon issu de la désintégration du π^0 . Les probabilités $P(1\gamma)$, $P(2\gamma)$ et $P(3\gamma)$ de détecter cet événement avec respectivement une, deux ou trois gerbes neutres sont données par les expressions suivantes:

$$P(1\gamma) = 2p(1-p)(1-q) + (1-p)^2q \quad (5.5)$$

$$P(2\gamma) = p^2(1-q) + 2p(1-p)q \quad (5.6)$$

$$P(3\gamma) = p^2q \quad (5.7)$$

Les observables sont les rapports des nombres d'événements $N(1\gamma)$, $N(2\gamma)$ et $N(3\gamma)$ détectés avec respectivement 1,2 et 3 gerbes neutres:

$$R_{3-2} = \frac{N(3\gamma)}{N(2\gamma)} = \frac{P(3\gamma)}{P(2\gamma)} \quad (5.8)$$

$$R_{2-1} = \frac{N(2\gamma)}{N(1\gamma)} = \frac{P(2\gamma)}{P(1\gamma)} \quad (5.9)$$

En injectant dans ces deux relations les expressions 5.5, 5.6 et 5.7, on obtient un système de deux équations à deux inconnues p et q . Considérant les données Monte-Carlo $\pi^+\pi^-\pi^0$, nous avons:

$$R_{3-2} = 0,139 \quad (5.10)$$

$$R_{2-1} = 0,464 \quad (5.11)$$

et la résolution du système donne:

$$\boxed{p=0,38} \quad (5.12)$$

$$\boxed{q_{MC} = 0,21} \quad (5.13)$$

Supposons maintenant que la détection des photons est bien simulée et considérons que la valeur trouvée pour p est également valable pour les données réelles.

Dans les données réelles, nous avons:

$$R_{3-2} = 0,252 \quad (5.14)$$

En utilisant la relation 5.8 et la valeur de p précédemment déterminée sur les données Monte-Carlo nous obtenons:

$$\boxed{q_{RE} = 0,58} \quad (5.15)$$

En se limitant aux événements des données réelles à deux et trois gerbes neutres pour le calcul de q_{RE} , on évite la contamination en événements semileptoniques (tableau 5.2).

La probabilité de création d'une fausse gerbe neutre est donc 2,8 fois plus grande dans les données réelles que dans les données simulées.

Pour les événements à une gerbe neutre, l'acceptance des semileptoniques doit être multipliée par le facteur $q_{RE}/q_{MC} = 2,8$ et l'acceptance du Monte-Carlo $\pi^+\pi^-\pi^0$ par le facteur F , déterminé à partir de 5.5:

$$F = \frac{P_{RE}(1\gamma)}{P_{MC}(1\gamma)} = 0.93 \quad (5.16)$$

En définitive, seule importe la proportion relative des événements du signal et du bruit de fond semileptonique. On peut donc corriger uniquement la distribution des semileptoniques du facteur $F_{1\gamma} = q_{RE}/(q_{MC} \times F) = 3$, au lieu de corriger la distribution du signal de F et celle des semileptoniques de q_{RE}/q_{MC} .

Solution par ajustement

Il est possible par ailleurs de déterminer pour les événements à une gerbe neutre le facteur $F_{1\gamma}$ par un ajustement de $MC3PI_{1\gamma} + F_{1\gamma}(\alpha_e MCEL + \alpha_\mu MCMU)_{1\gamma}$ au delà de $6\tau_S$ à la distribution en temps de vie des données réelles $RE_{1\gamma}$.

On trouve:

$$F_{1\gamma} = 2,7 \quad (5.17)$$

On constate que le facteur correctif que nous avons déterminé analytiquement est très proche du facteur permettant un ajustement optimal des distributions de données réelles et de données Monte-Carlo au delà de $6\tau_S$ pour les événements à une gerbe neutre. Ceci prouve que nous avons bien compris la raison pour laquelle le bruit de fond semileptonique avait été dans un premier temps sous-estimé.

Les faibles différences s'expliquent par les approximations faites dans le calcul analytique:

- Négliger l'influence du bruit de fond semileptonique dans les données réelles pour des événements à plus de deux gerbes neutres.
- Supposer que la probabilité de détecter les deux photons d'un événement $\pi^+\pi^-\pi^0$ est égale à p^2 où p est la probabilité de détecter un photon. En réalité les deux photons sont issus d'un même π^0 et leurs points d'impact dans le calorimètre ne sont pas indépendants.

En raison du manque de précision de la méthode analytique, les facteurs correctifs $F_{1\gamma}$ et $F_{2\gamma}$ que nous allons appliquer aux distributions de semileptoniques sont ceux déterminés par l'ajustement des données réelles et Monte-Carlo au delà de $6\tau_S$. Pour les événements à trois gerbes neutres, la contribution des semileptoniques est complètement négligeable et ne sera pas prise en compte. $F_{2\gamma}$ est déterminé en ne considérant que les distributions d'événements à deux gerbes neutres.

On obtient:

$$F_{2\gamma} = 4 \quad (5.18)$$

On reconstruit finalement la distribution totale MC donnée par:

$$MC = MC3PI_{1\gamma} + F_{1\gamma}(\alpha_e MCEL_{1\gamma} + \alpha_\mu MCMU_{1\gamma}) + MC3PI_{2\gamma} + F_{2\gamma}(\alpha_e MCEL_{2\gamma} + \alpha_\mu MCMU_{2\gamma}) + MC3PI_{3\gamma} \quad (5.19)$$

Les distributions MC et RE normalisées au delà de $6\tau_S$ sont représentées sur la partie supérieure de la figure 5.3. La partie inférieure de la figure 5.3 représente la différence relative $(RE-MC)/RE$ des deux distributions normalisées, à comparer avec la distribution correspondante de la figure 5.2. Cette distribution est maintenant plate au delà de $6\tau_S$.

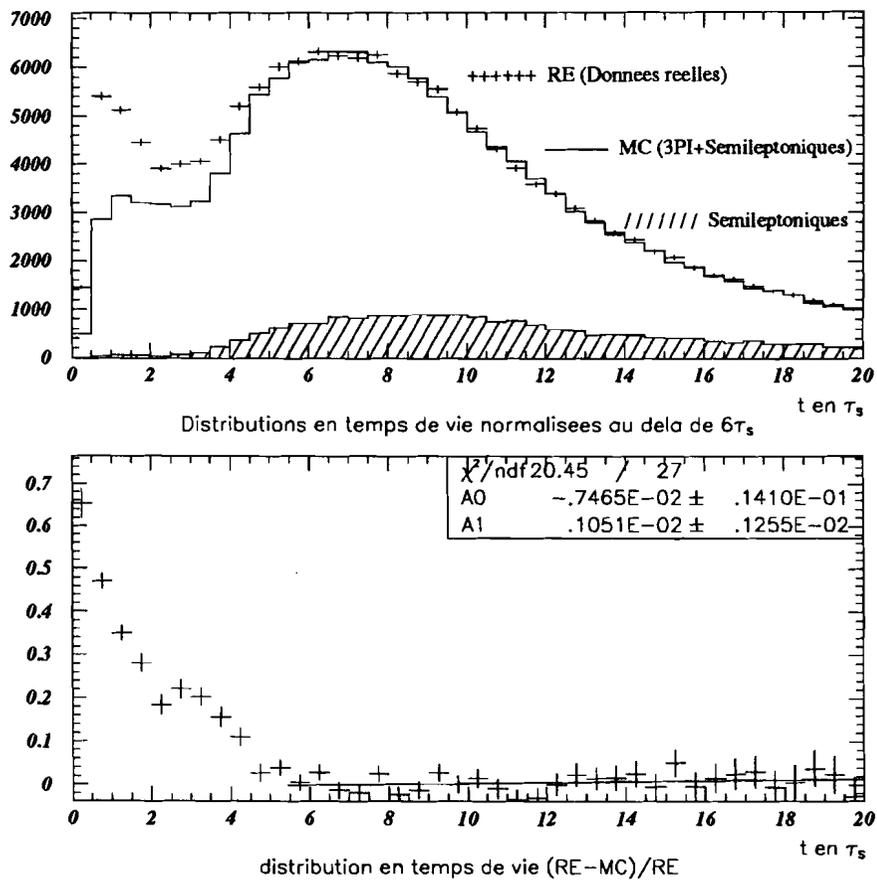


Figure 5.3: Accord données réelles/données Monte-Carlo à longue durée de vie

1.4 Conclusion

Le pourcentage total de bruit de fond semileptonique est finalement de 18% soit 7% d'événements Golden $\pi e \nu$ et 11% d'événements Golden $\pi \mu \nu$. La comparaison des figures 5.3 et 5.2 montre que l'excès d'événements à courte durée de vie dans les données réelles par rapport aux données Monte-Carlo ($\pi^+ \pi^- \pi^0$ plus semileptoniques) a aussi varié avec cette correction. L'évaluation précise du bruit de fond à courte durée de vie dépend donc beaucoup de celle du bruit de fond à longue durée de vie et un parfait ajustement au delà de $6 \tau_S$ est nécessaire à une bonne estimation du bruit de fond dans les premiers τ_S .

2 Etude du bruit de fond à courte durée de vie

2.1 Définitions

Nous appellerons bruit de fond à courte durée de vie, le bruit de fond dont la contribution est négligeable au delà de $6\tau_S$. Le pourcentage total de bruit de fond à courte durée de vie est donné par la différence du nombre d'événements dans les données réelles et du nombre d'événements dans les données simulées ($\pi^+\pi^-\pi^0$ plus semileptoniques) après normalisation au delà de $6\tau_S$, le tout divisé par le nombre total d'événements dans les données réelles. Tous ces nombres sont des nombres totaux d'événements entre 0 et $20\tau_S$.

Au niveau de sélection où nous sommes, le pourcentage total de bruit de fond à courte durée de vie est:

$$\frac{(RE-MC)_{0-20\tau_S}}{RE_{0-20\tau_S}} = 7,1\% \pm 0,2\% \quad (5.20)$$

Ce bruit de fond est représenté sur la figure 5.3 par l'excès d'événements dans les données réelles en dessous de $6\tau_S$.

Considérons le facteur d'échelle qui normalise au delà de $6\tau_S$ les distributions en temps de vie des données réelles et Monte-Carlo ($\pi^+\pi^-\pi^0$ + semileptoniques). Si on construit et normalise, à l'aide de ce même facteur d'échelle, les distributions de données réelles et Monte-Carlo en fonction d'une autre variable, leur différence représente la distribution du bruit de fond en fonction de cette variable. Cette méthode sera utilisée systématiquement par la suite afin de visualiser le bruit de fond à courte durée de vie en fonction de la variable de notre choix.

Dorénavant, nous appellerons Monte-Carlo le mélange de données simulées $\pi^+\pi^-\pi^0$ + semileptoniques qui reproduit la distribution des données réelles à longue durée de vie. Lorsque nous serons amenés à comparer les données réelles et Monte-Carlo distribuées en fonction d'une variable quelconque, nous normaliserons systématiquement les distributions en suivant la méthode qui vient d'être exposée. Nous appellerons alors distribution de bruit de fond, la distribution RE-MC obtenue par soustraction des deux distributions normalisées précédentes et distribution du taux de bruit de fond, la distribution (RE-MC/RE) du bruit de fond divisée par la distribution des données réelles.

2.2 La simulation des chambres proportionnelles

On distingue sur la figure 5.3 deux tendances: La première est une décroissance pratiquement exponentielle du taux de bruit de fond en fonction de t , la deuxième est une remontée locale de ce taux autour de $3\tau_S$. Nous allons montrer que la deuxième tendance n'est pas en réalité due au bruit de fond, mais à un défaut de simulation au niveau des chambres proportionnelles.

Sur la figure 5.4 est représentée la distribution du bruit de fond en fonction du rayon du vertex secondaire. La tendance décroissante du nombre d'événements de bruit de fond entre 0 et 8 cm tendrait à s'annuler à partir de 10 cm. La figure 5.4 montre un pic entre 9 et 10 cm, un plateau entre 10 et 13 cm et un nouveau pic autour de 13 cm. Les deux pics sont situés exactement à l'emplacement des deux chambres proportionnelles de rayons 9,5 cm et 12,7 cm respectivement.

Une mauvaise simulation des chambres proportionnelles pour des événements de vertex secondaire très proche ou à l'intérieur des chambres se traduirait par un défaut local en événements simulés. Par comparaison avec les données réelles, apparaîtrait alors un excès de bruit de fond.

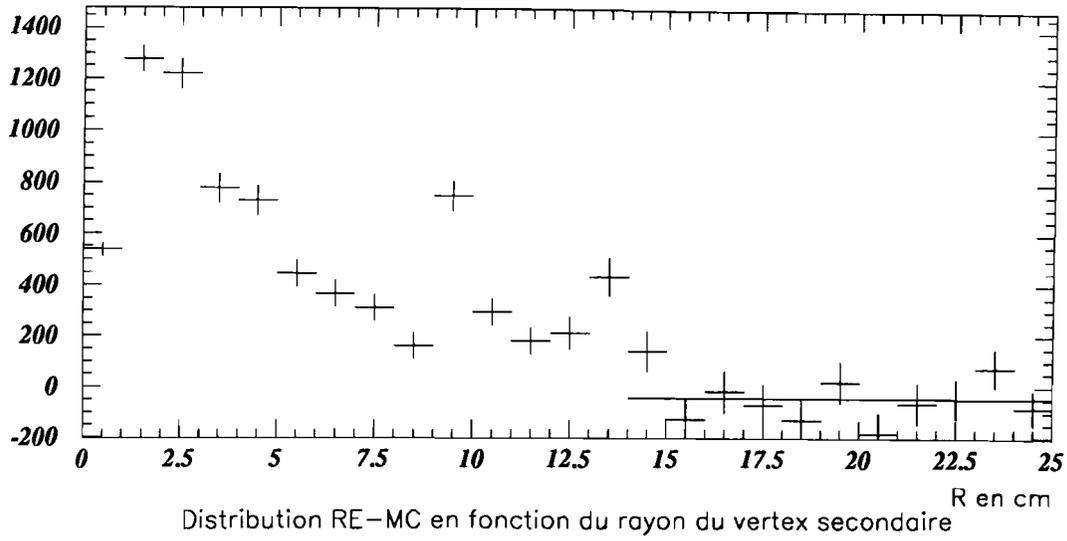


Figure 5.4: Nombre d'événements de bruit de fond en fonction du rayon du vertex secondaire R

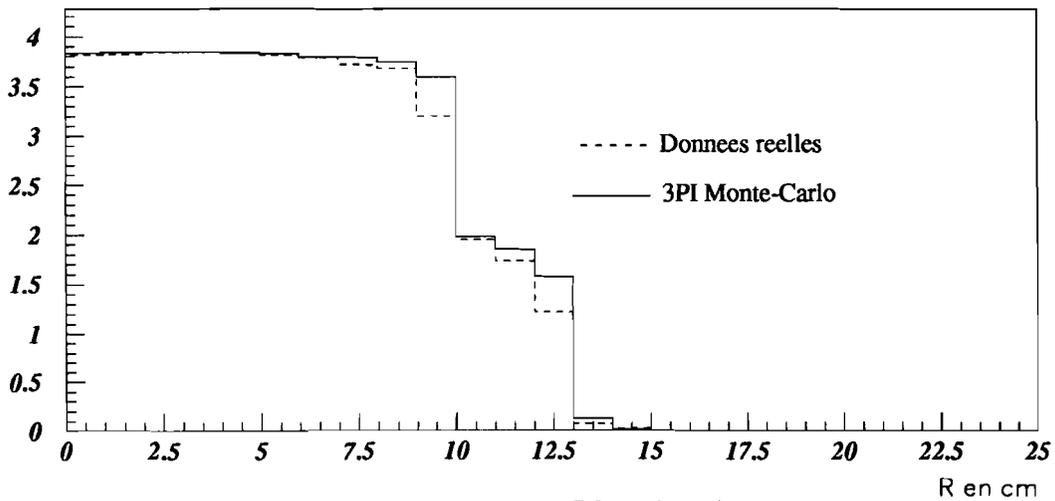


Figure 5.5: Défaut de simulation des chambres proportionnelles

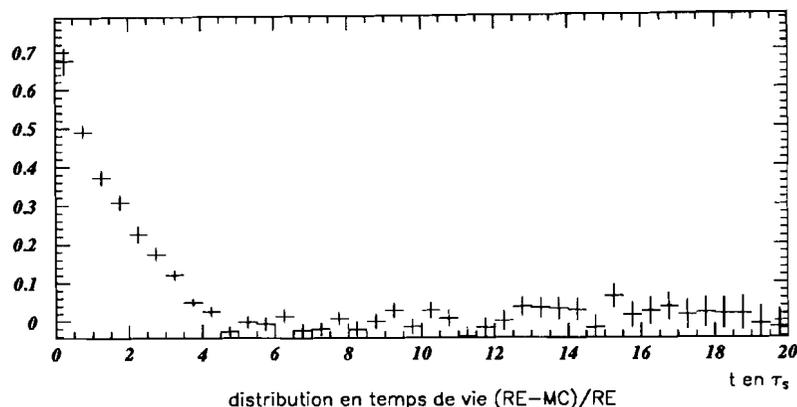


Figure 5.6: Proportion de bruit de fond en fonction de t après soustraction de l'excès du aux événements ayant leur vertex secondaire situé entre 9 et 14 cm

La preuve de cette mauvaise simulation des PC est fournie par la figure 5.5 où sont représentés le nombre de fils touchés dans les chambres proportionnelles par événement en fonction du rayon du vertex secondaire pour les données réelles et les données simulées $\pi^+\pi^-\pi^0$. On constate que le nombre de fils touchés dans les PC est nettement plus important dans les données simulées $\pi^+\pi^-\pi^0$ à proximité des chambres.

Les événements dont le vertex secondaire est très proche des chambres peuvent comporter des traces secondaires qui traversent les chambres proportionnelles à très grands angles, c'est à dire pratiquement parallèlement aux plans de fils. Ces traces sont susceptibles de toucher plusieurs fils d'une même chambre proportionnelle. Cette multiplicité en fils touchés est actuellement mal simulée. C'est pourquoi, la procédure d'ajustement des traces, optimisée pour un fil touché par trace et par chambre, va échouer plus souvent pour les multifils et les données simulées seront localement plus rejetées que les données réelles. La figure 5.6 montre que la remontée apparente du bruit de fond (figure 5.3) autour de $3\tau_S$ disparaît lorsque l'on supprime la contribution au bruit de fond des événements situés entre 9 et 14 cm.

Au cours de l'étude visant à l'élimination du bruit de fond qui va suivre nous ne nous soucierons plus de ce problème qui ne sera réabordé qu'au moment de la réévaluation finale du taux de bruit de fond. On pourra constater cependant que les coupures appliquées ne feront que réduire la composante exponentielle du taux de bruit de fond sans modifier la remontée autour de $3\tau_S$ confirmant à nouveau et de manière indépendante qu'il s'agit bien d'un artéfact.

2.3 Les différentes sources de bruit de fond

Nous allons maintenant passer en revue les différentes sources possibles de bruit de fond à courte durée de vie. Ces bruits de fond ainsi que leurs acceptances ont été réunis dans le tableau du chapitre 5. Certaines de ces sources ont des acceptances telles qu'il sera possible d'en produire un nombre suffisant. On utilisera ces données simulées pour définir des coupures. Pour d'autres sources, les acceptances sont si faibles qu'il serait vain d'essayer de les étudier à partir de données Monte-Carlo. En procédant par élimination nous parviendrons cependant à identifier les contributions prépondérantes.

On distingue quatre types de source de bruit de fond à courte durée de vie:

- **Les événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ et $\text{Golden } \pi^+ \pi^-$**

Les bruits de fond $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ et $\text{Golden } \pi^+ \pi^-$ sont caractérisés par un taux de branchement supérieur de deux ordres de grandeur à celui du signal. Les événements $\text{Golden } \pi^+ \pi^-$ n'ont ni masse ni impulsion manquante. Leur cinématique, même en cas de mauvaise association des traces, est donc largement incompatible avec celle d'un bon événement. Les événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ par contre, comme cela a été expliqué dans le chapitre précédent, peuvent facilement être pris pour de bons événements, si les deux pions de charge opposée à la charge du kaon sont par erreur inversés. Dans le cas contraire, ils sont rejetés.

Malgré les coupures déjà effectuées, un résidu de ce type d'événements pourrait encore contribuer de façon importante.

Supposons maintenant que tout le bruit de fond restant puisse être attribué à cette seule source.

Nous aurions alors, d'après 5.20:

$$N(\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-) / N(\pi^+ \pi^- \pi^0) = \frac{B.R(\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-) \text{Acc}(\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-)}{B.R(\pi^+ \pi^- \pi^0) \text{Acc}(\pi^+ \pi^- \pi^0)} \approx 7,1\% \quad (5.21)$$

où $\text{Acc}(\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-)$ et $B.R(\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-)$ (resp $\text{Acc}(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ et $B.R(\pi^+ \pi^- \pi^0)$) désignent l'acceptance et le taux de branchement des événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ (resp $\pi^+ \pi^- \pi^0$). Connaissant l'acceptance du signal et les taux de branchement du signal et du bruit de fond $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$, on peut en déduire l'acceptance des événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ en supposant que ces événements représentent tout le bruit de fond à courte durée de vie.

On obtient:

$$\text{Acc}(\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-) = 4,7 \cdot 10^{-6} \quad (5.22)$$

Donc, même avec une acceptance extrêmement faible, les événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ pourraient encore expliquer tout le bruit de fond. Cependant, compte tenu de leur faible acceptance, nous aurions beaucoup de difficulté à les étudier et à évaluer leur taux avec des données Monte-Carlo.

Nous allons montrer maintenant que les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ ne constituent pas en fait la contribution dominante du bruit de fond à faible durée de vie.

La figure 5.7 donne les distributions des données réelles et Monte-Carlo ainsi que du taux de bruit de fond en fonction de la masse invariante de la paire de pions secondaires de la mauvaise association (celle qui n'a pas été sélectionnée) en dessous de $2\tau_S$. La région des deux premiers τ_S a été choisie car elle est la plus riche en bruit de fond. Cette figure montre les distributions avant l'application de la coupure sur les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ utilisant un ajustement contraint (définie au chapitre précédent) et fait clairement apparaître l'excès d'événements piqué à la masse du K^0 dans les données réelles.

La figure 5.8 représente les mêmes distributions après coupure et permet de constater que l'ajustement contraint a rejeté efficacement les événements du pic. Si le bruit de

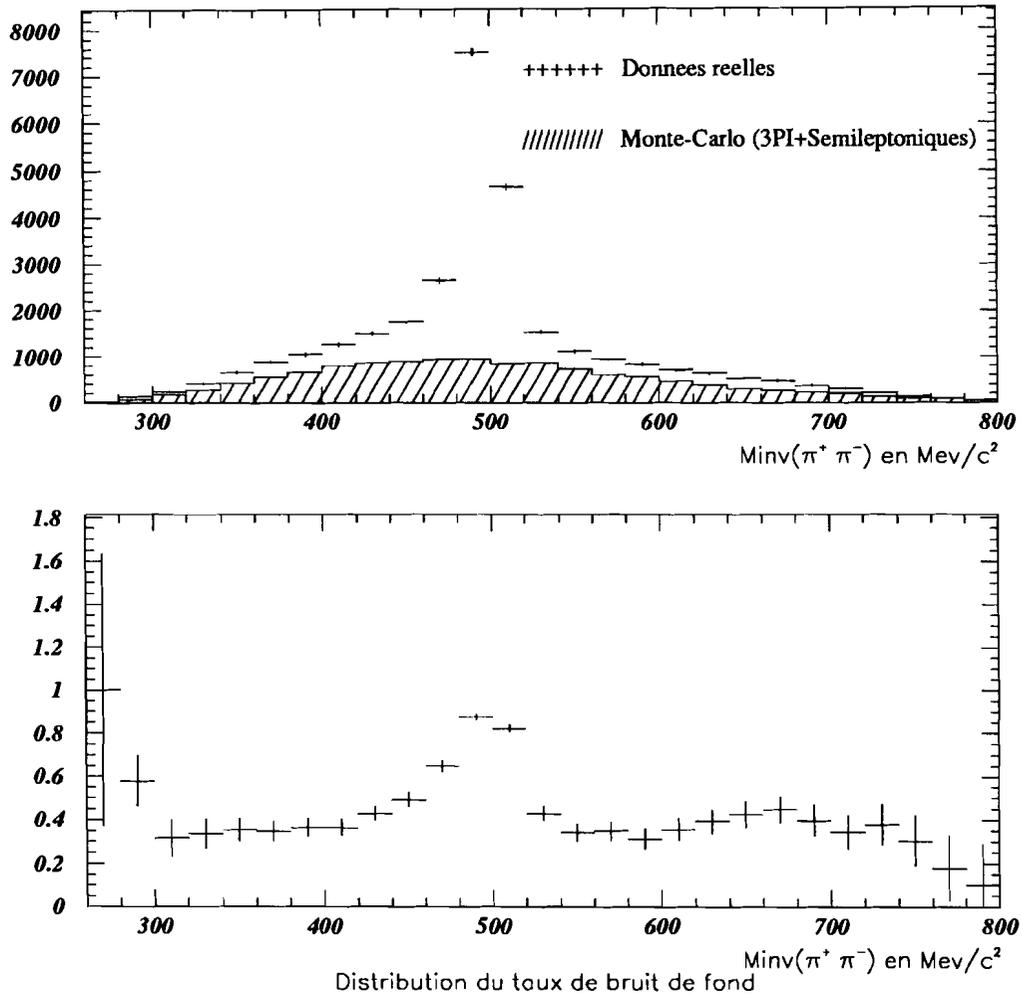


Figure 5.7: Distributions des données réelles et simulées et du taux de bruit de fond en fonction de la masse invariante de la paire de pions secondaires de la mauvaise association avant l'application de l'ajustement contraint rejetant les événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$. Toutes ces distributions sont normalisées au delà de $6 \tau_S$ et ne représentent que des événements situés en dessous de $2\tau_S$

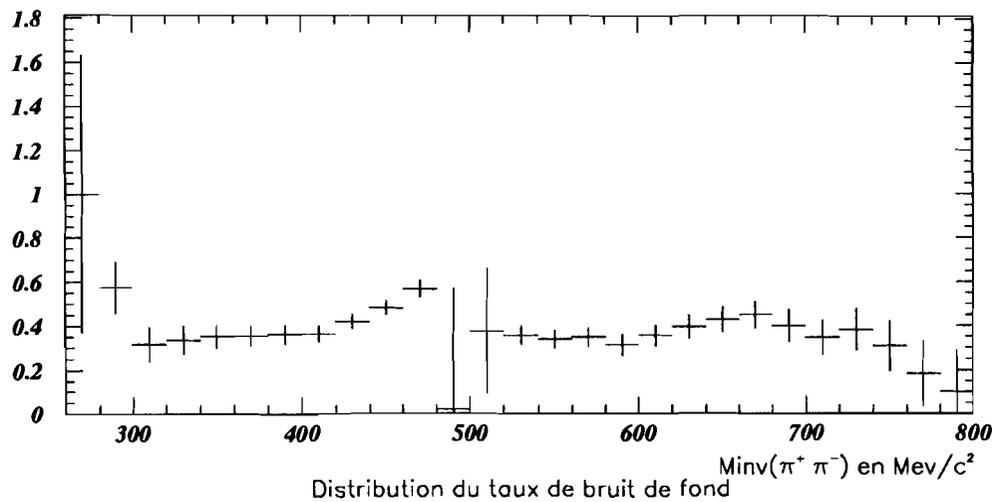
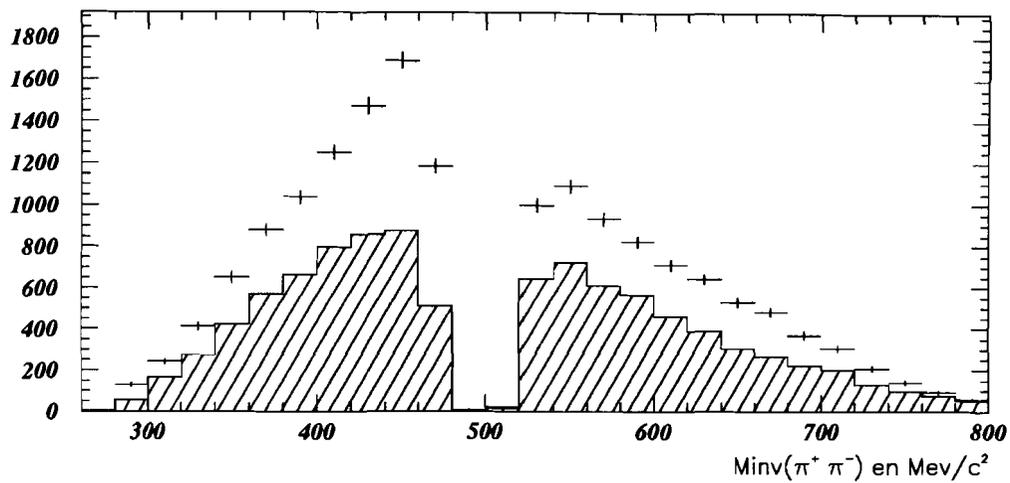


Figure 5.8: Mêmes distributions que sur la figure 5.7 mais après l'application de l'ajustement contraint rejetant les événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$

fond restant était constitué par les queues de distribution du pic, le taux de bruit de fond devrait tendre rapidement vers zéro au fur et à mesure que l'on s'éloigne du pic sur la figure 5.8. Or la distribution du taux de bruit de fond après coupure reste supérieure à 30% bien au delà et bien en deçà de 500 Mev/c. La majeure partie du bruit de fond restant n'est donc pas constituée de π^0 +Golden $\pi^+\pi^-$ résiduels. Après élimination des sources de bruit de fond prépondérantes, nous pourrions revenir sur ce fond afin d'optimiser son élimination.

- **Les événements π^0 +Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ et Golden $\pi^+\pi^- \gamma$**

Les bruits de fond de type π^0 +Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ et Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ où le photon est produit par rayonnement de freinage interne constituent une autre source possible de bruit de fond. Le spectre en énergie des photons rayonnés dans le repère au centre de masse du kaon neutre est très piqué à zéro. Pour des photons d'énergie inférieure à 20 Mev/c, les événements π^0 +Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ et Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ ont une cinématique très proche de celle des événements π^0 +Golden $\pi^+\pi^-$ et Golden $\pi^+\pi^-$ et les arguments utilisés pour montrer que ces derniers ne constituaient pas un fond dominant sont à nouveau valables.

Le taux de branchement des événements π^0 +Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ et Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ devient du même ordre de grandeur que celui du signal (1.10^{-5}) pour des énergies du photon émises supérieures à 20 Mev/c. Ce bruit de fond pourrait avoir une acceptation suffisamment importante pour compenser son faible taux de branchement et donner une contribution significative dans les données réelles. En effet, plus le photon est énergétique, plus la cinématique des événements Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ est proche de celle du signal. Leur impulsion manquante est alors suffisante pour leur permettre d'être sélectionnés.

Des événements Monte-Carlo π^0 +Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ et Golden $\pi^+\pi^- \gamma$ ont été simulés. Ces événements contribuent à moins d'un pourcent au bruit de fond total. Nous n'en parlerons donc plus par la suite.

- **Les événements $\pi^0\pi^0$ Dalitz**

Les événements de type $\pi^0\pi^0$ où l'un des pions neutres se convertit en $e^+e^- \gamma$ peuvent également contribuer au bruit de fond si les deux traces secondaires passent la coupure sur l'angle d'ouverture. La simulation montre que les queues de distribution de ces événements distribués en fonction de l'angle d'ouverture des secondaires sont relativement importantes. En effet, lors d'une désintégration de Dalitz, le photon virtuel qui produit la paire e^+e^- peut être loin de la couche de masse favorisant ainsi des angles d'ouverture plus élevés.

L'étude des événements $\pi^0\pi^0$ avec désintégration de Dalitz à l'aide de données simulées a permis de déterminer leur acceptation : $6,51.10^{-5}$.

Connaissant leur taux de branchement (3.10^{-5}), on obtient leur proportion relative par rapport au signal dans les données réelles : 2,2%. Une coupure sera définie dans la section suivante pour les éliminer.

- **Les événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$**

La dernière contribution possible est celle des événements d'annihilation de type $K^+K^-\pi^+\pi^-$. Les autres sources ne permettant pas d'expliquer notre résidu, une attention particulière a été portée à ce bruit de fond. Il fera l'objet d'un développement important dans la section suivante.

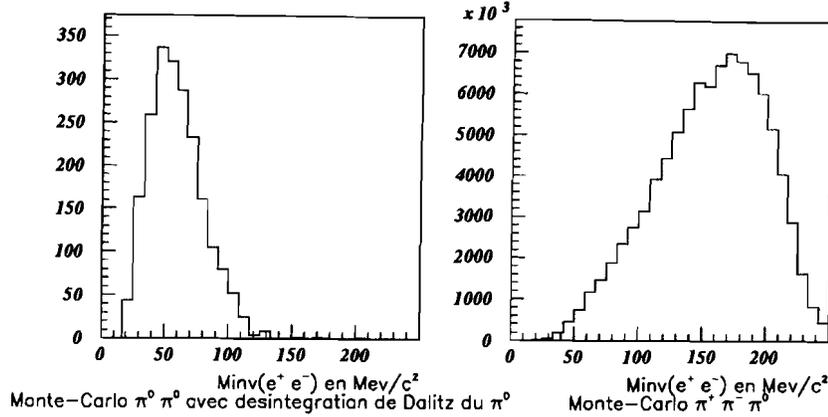


Figure 5.9: Concentration des événements $\pi^0\pi^0$ Dalitz aux faibles masses invariantes des secondaires

3 Etude et élimination des bruits de fond

Dans cette partie, nous décrivons une optimisation de la sélection portant exclusivement sur les sources à faible durée de vie: $\pi^0\pi^0$ Dalitz, $K^+K^-\pi^+\pi^-$ et π^0 +Golden $\pi^+\pi^-$.

3.1 Le bruit de fond $\pi^0\pi^0$ Dalitz

La partie gauche de la figure 5.9 représente la distribution de données simulées du bruit de fond $\pi^0\pi^0$ Dalitz en fonction de la masse invariante de la paire de particules secondaires calculée en faisant l'hypothèse que ces deux particules ont la masse de l'électron. Sur la partie droite, la même distribution est donnée pour des événements Monte-Carlo $\pi^+\pi^-\pi^0$. On voit que les événements $\pi^0\pi^0$ Dalitz sont concentrés aux faibles masses invariantes contrairement au signal. En effet, la masse invariante de la paire e^+e^- issue d'une désintégration de Dalitz doit être celle du photon virtuel qui l'a produite, c'est à dire très petite. En coupant tous les événements dont la masse invariante est inférieure à $110 \text{ MeV}/c^2$, on rejette 98% de ce bruit de fond.

La figure 5.10, à comparer avec la figure 5.3, représente la distribution du taux de bruit de fond en fonction de t , après coupure des $\pi^0\pi^0$ Dalitz. Le taux total de bruit de fond est maintenant de:

$$\frac{(RE-MC)_{0-20\tau_S}}{RE_{0-20\tau_S}} = 5,1\% \pm 0,2\% \quad (5.23)$$

au lieu de $7,1\% \pm 0,2\%$ avant coupure. Cette coupure fait perdre 15% du signal.

3.2 Le bruit de fond $K^+K^-\pi^+\pi^-$

Pourquoi les événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$ passent ils la sélection?

Un événement d'annihilation $K^+K^-\pi^+\pi^-$ peut être sélectionné si l'un des kaons est pris pour un pion. Cette confusion n'est pas rare car aucune contrainte n'est utilisée pour s'assurer que les pions sont vraiment des pions au delà de la sélection en ligne.

Les $K^+K^-\pi^+\pi^-$ n'ont ni impulsion, ni masse manquante, contrairement au signal, puisqu'ils ne possèdent pas de particule manquante. Cependant, si un des kaons a été pris pour un pion, on génère artificiellement une masse manquante en assignant à ce kaon la masse d'un pion.

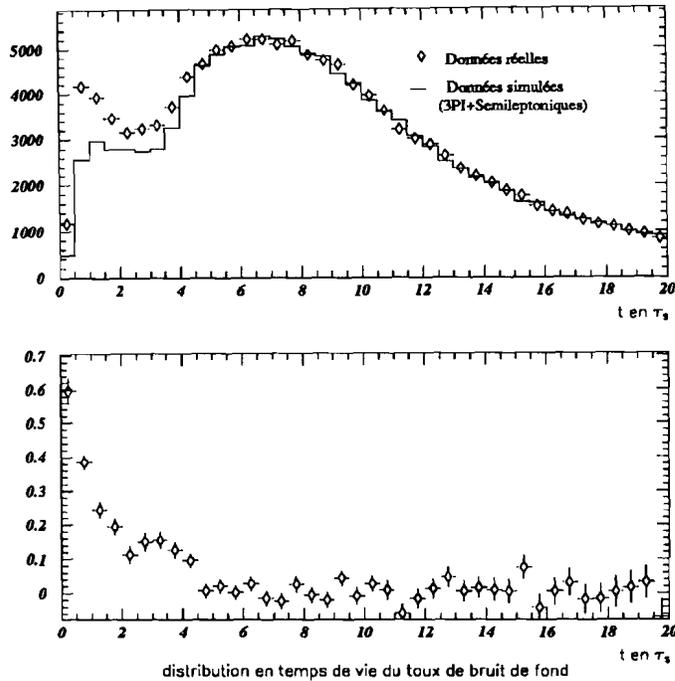


Figure 5.10: Proportion de bruit de fond en fonction de t après la coupure sur les $\pi^0\pi^0$ Dalitz

L'événement peut alors passer les contraintes sur la masse manquante du pion neutre appliquées dans le filtre. De même, une mauvaise résolution sur les impulsions des traces peut générer artificiellement une impulsion manquante.

Un événement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ ne peut être sélectionné que si deux vertex distants de plus de 1,2 cm ont été trouvés (notre sélection l'exige). Or, pour un événement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ bien reconstruit, on ne doit pas trouver deux vertex distants mais un unique vertex à quatre traces.

Trois raisons sont invoquables pour expliquer comment il est possible de trouver deux vertex distants dans un événement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ reconstruit.

- La résolution σ_d sur la distance entre le vertex secondaire et le vertex primaire d'un événement est de 0,49 cm. On a demandé que la distance entre les deux vertex d'un événement reconstruit soit supérieure à 1,2 cm soit $2,44 \sigma_d$. Le bruit de fond $K^+K^-\pi^+\pi^-$ ayant un taux de branchement plus de 200 fois supérieur à celui du signal, cette résolution n'est sans doute pas suffisante pour le rejeter entièrement. On ne peut pourtant pas augmenter le seuil de la coupure sur la distance entre les vertex au delà de 1,2 cm sans perdre trop de bons événements dans les deux premiers τ_S .
- La désintégration d'un kaon chargé en $\pi\pi^0$ ou $\mu\nu$ ou d'un pion chargé en $\mu\nu$ avant qu'il ait pu atteindre les chambres proportionnelles est également un facteur favorisant le passage du bruit de fond $K^+K^-\pi^+\pi^-$ à travers le filtre. Comme le montre la figure 5.11, cette désintégration peut simuler l'existence d'un second vertex suffisamment distant du vertex d'annihilation. De plus, il génère une impulsion manquante (impulsion du ν ou du π^0 selon le cas).

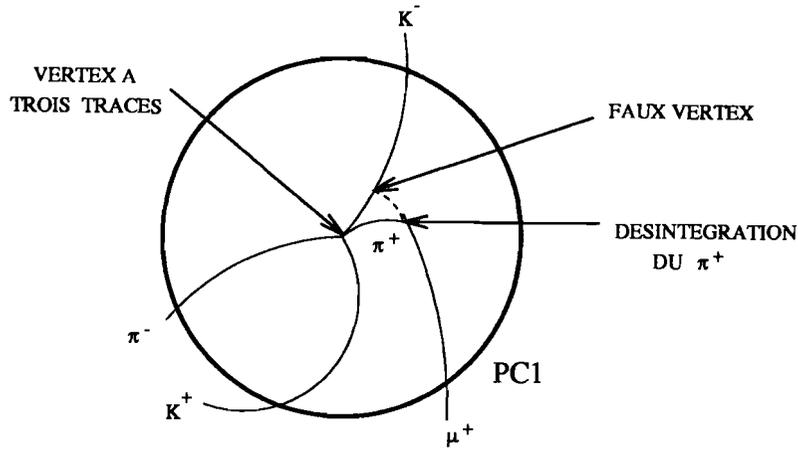


Figure 5.11: Evénement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ avec désintégration d'un pion en muon et neutrino avant PC1. Génération d'un faux vertex à plus de 1,2 cm du vertex d'annihilation. Mise en évidence de l'existence d'un vertex à trois traces

- La dernière possibilité survient dans le cas où deux traces se recroisent avant PC1, comme sur la figure 5.12, créant ainsi un faux vertex.

Etude Monte-Carlo

3,75 millions d'événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$ ont été simulés parmi lesquels 5 ont été sélectionnés. Compte tenu de son taux de branchement de $2,47 \cdot 10^{-3}$, on en déduit que la proportion de ce bruit de fond par rapport au signal est de $3,67\% \pm 1,64\%$.

Ce chiffre confirme que les événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$ passent le filtre suffisamment pour constituer un bruit de fond dominant à courte durée de vie.

Il est difficile, avec de si faibles acceptances, d'obtenir une évaluation précise de la proportion de ce bruit de fond, d'autant plus que la mauvaise simulation du nombre de fausses gerbes neutres peut conduire à sous-estimer sa contribution. Comme les semileptoniques, il ne possède pas de photons et a besoin de la création d'une fausse gerbe neutre pour être sélectionné.

Afin de déterminer si les désintégrations des kaons et des pions constituaient des processus importants permettant à ces événements de passer le filtre, nous avons produit des événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$ et obligé l'un des kaons à se désintégrer entre 0 et 9 cm (rayon de la première chambre proportionnelle) du centre du détecteur, dans le plan transverse. La distribution des vertex de désintégration a été engendrée plate entre 0 et 9 cm.

La contribution des événements où un kaon chargé se désintègre en $\pi\pi^0$ ou $\mu\nu$ a été trouvée complètement négligeable. En effet, sur un million d'événements engendrés, aucun n'a été capable de passer la sélection. Sur 400000 événements produits avec un pion chargé se désintégrant en $\mu\nu$, 8 ont été sélectionnés. Le taux de branchement de ces événements¹ étant

¹Le taux de branchement des événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$, événements dont l'un des pions se désintègre entre 0 et $l=10$ cm, est donné par l'expression suivante:

$$BR(p\bar{p} \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^- (\pi \rightarrow \mu\nu)_{0,l}) = 2 \times BR(p\bar{p} \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-)BR(\pi \rightarrow \mu\nu)F_\pi(0-l)$$

avec

$$F_\pi(0-l) = \frac{l}{c \times \tau(\pi)} \frac{m(\pi)}{P(\pi)} = \frac{10}{3 \times 10^{10} \times 2.6 \times 10^{-8}} \frac{140}{300} = 6 \times 10^{-3}$$

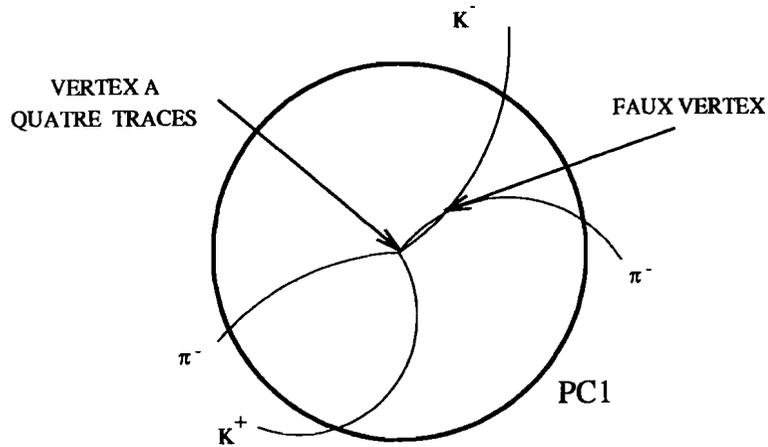


Figure 5.12: Événement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ avec recroisement de deux traces avant PC1. Un faux vertex est engendré à plus de 1,2 cm du vertex d'annihilation

de $2,96 \cdot 10^{-5}$, on calcule que leur proportion par rapport au signal est de $0,64\% \pm 0,23\%$.

En conclusion de cette étude, la désintégration des pions en muons et neutrinos avant d'atteindre les chambres proportionnelles contribue de façon faible mais non négligeable au bruit de fond, les processus dominants étant la mauvaise résolution et le recroisement des traces. La non contribution de la désintégration des kaons chargés au bruit de fond est un fait important comme nous allons le voir. Tous les événements sélectionnés ont été trouvés entre 0 et $4\tau_S$.

Élimination du bruit de fond $K^+K^-\pi^+\pi^-$

Deux variables seront utilisées pour séparer le bruit de fond $K^+K^-\pi^+\pi^-$ du signal:

- La probabilité de vertex à trois traces

Dans le cas où un événement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ a été sélectionné grâce à la désintégration d'un pion chargé avant PC1, la figure 5.11 montre que s'il n'est plus possible d'identifier le vertex à quatre traces initial (vertex d'annihilation) de l'événement, il est possible en revanche de trouver un vertex à trois traces. Les trois traces de ce vertex sont celles des particules autres que le muon issu de la désintégration du pion chargé. Si c'est la mauvaise résolution qui a permis à l'événement de passer, en éliminant la trace la plus mal reconstruite, les trois traces restantes devraient avoir une bonne probabilité de constituer un vertex à trois traces. Enfin, si l'événement est passé à cause d'un recroisement des traces, on doit retrouver un vertex à quatre traces et à fortiori un vertex à trois traces. Dans tous les cas, nous voyons qu'il existe une combinaison de trois traces ayant une bonne probabilité de constituer un unique vertex.

Pour chaque combinaison de trois traces parmi les quatre traces d'un événement, on calcule la probabilité de former un vertex à trois traces à l'aide d'un filtre de Kalman [80].

Le facteur $F_\pi(0-l)$ est inclu parceque l'on se limite à la région située entre 0 et 10 cm. $t(\pi)$, $P(\pi)$ et $m(\pi)$ représentent respectivement la durée de vie moyenne, l'impulsion et la masse du pion chargé. Le facteur 2 est également nécessaire car les deux pions peuvent se désintégrer.

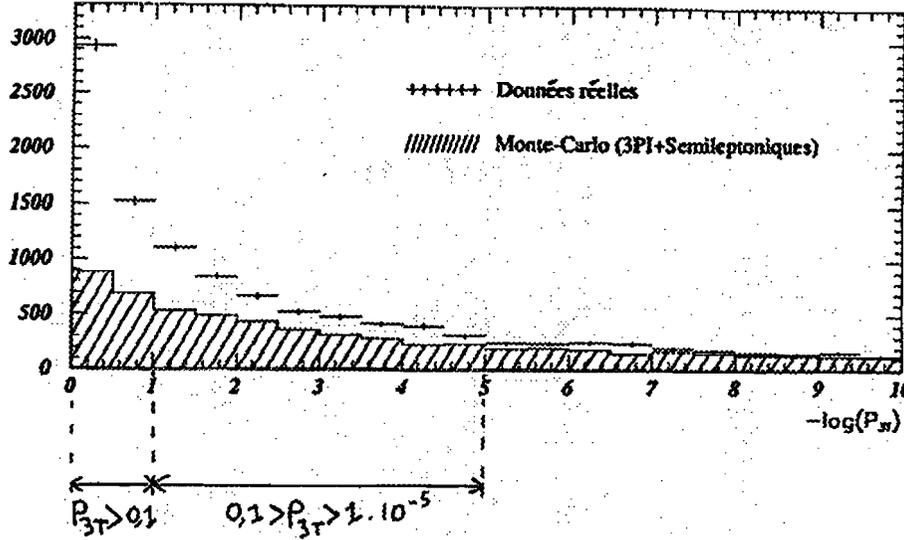


Figure 5.13: Concentration des événements du bruit de fond aux grandes probabilités P_{3T}

La plus grande de ces probabilités (P_{3T}) va nous permettre de séparer le signal du bruit de fond $K^+K^-\pi^+\pi^-$.

Sur la figure 5.13 sont représentées les distributions des données réelles et Monte-Carlo en fonction de $-\log(P_{3T})$ pour des événements en dessous de $2\tau_S$. Cette distribution montre que le bruit de fond (l'excès dans les données réelles) est bien piqué aux grandes probabilités de vertex à trois traces.

- **L'impulsion manquante**

L'impulsion manquante est aussi, comme cela a été expliqué au chapitre précédent, l'impulsion totale. Pour un événement $K^+K^-\pi^+\pi^-$, cette impulsion n'est différente de zéro qu'à cause de la mauvaise résolution sur l'impulsion des traces qui a permis sa sélection. Cette impulsion doit donc être faible. Ceci est également vrai si l'impulsion manquante est celle du neutrino émis lors de la désintégration du pion chargé, à cause de la faible énergie disponible pour le neutrino dans cette désintégration. Par contre, cela serait faux si l'impulsion manquante était celle du neutrino ou du π^0 émis lors de la désintégration d'un kaon chargé. Heureusement, nous avons montré avec notre étude Monte-Carlo que ce dernier processus était négligeable. Par conséquent, on s'attend à ce que l'impulsion manquante d'un événement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ soit faible dans tous les cas.

Les figures 5.14 et 5.15 représentent les distributions de données réelles et Monte-Carlo en fonction de l'impulsion manquante P_{tot} , pour différentes régions de P_{3T} . La figure 5.14 ne représente que les événements ayant une probabilité P_{3T} supérieure à 0,1 et la figure 5.15 ceux dont la probabilité P_{3T} est comprise entre 0,1 et 1.10^{-5} . Elles montrent que le bruit de fond est piqué aux faibles impulsions manquantes et indiquent les coupures à appliquer.

On coupe tous les événements pour lesquels P_{3T} est supérieure à 0,1 et P_{tot} inférieure à 220 Mev/c. On coupe également tous ceux pour lesquels P_{3T} est comprise entre 0,1 et 1.10^{-5} et P_{tot} inférieure à 140 Mev/c. La proportion de bruit de fond dans ces échantillons est en effet largement supérieure à 50%.

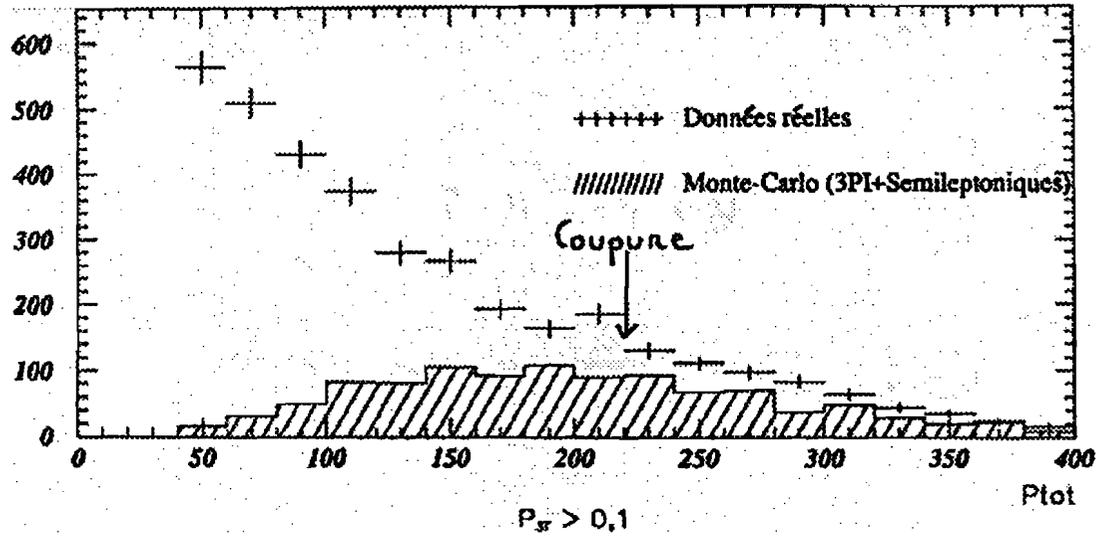


Figure 5.14: Concentration des événements du bruit de fond aux faibles impulsions manquantes pour $P_{3T} > 0,1$

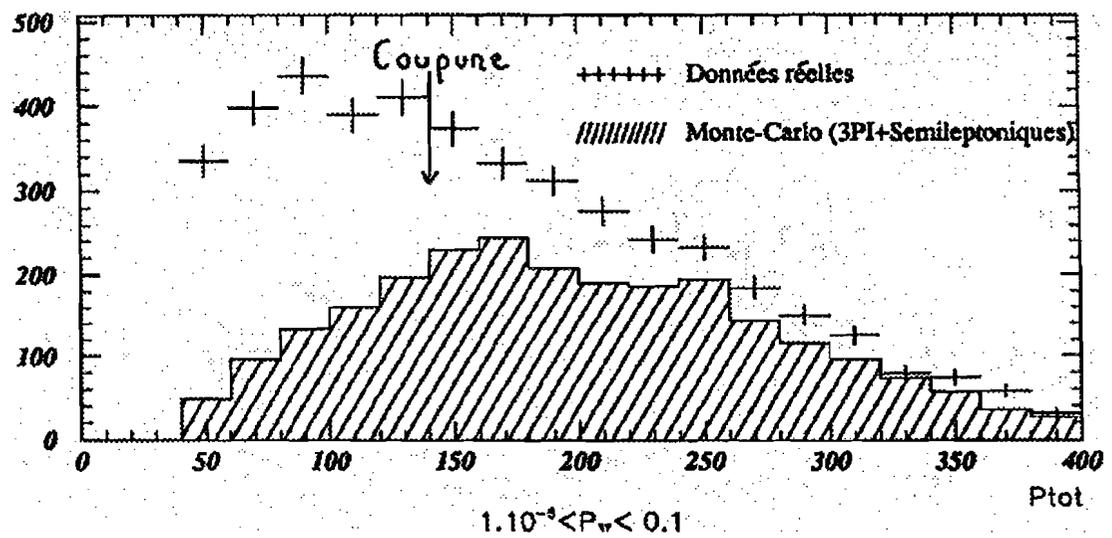


Figure 5.15: Concentration des événements du bruit de fond aux faibles impulsions manquantes pour $0,1 > P_{3T} > 1.10^{-5}$

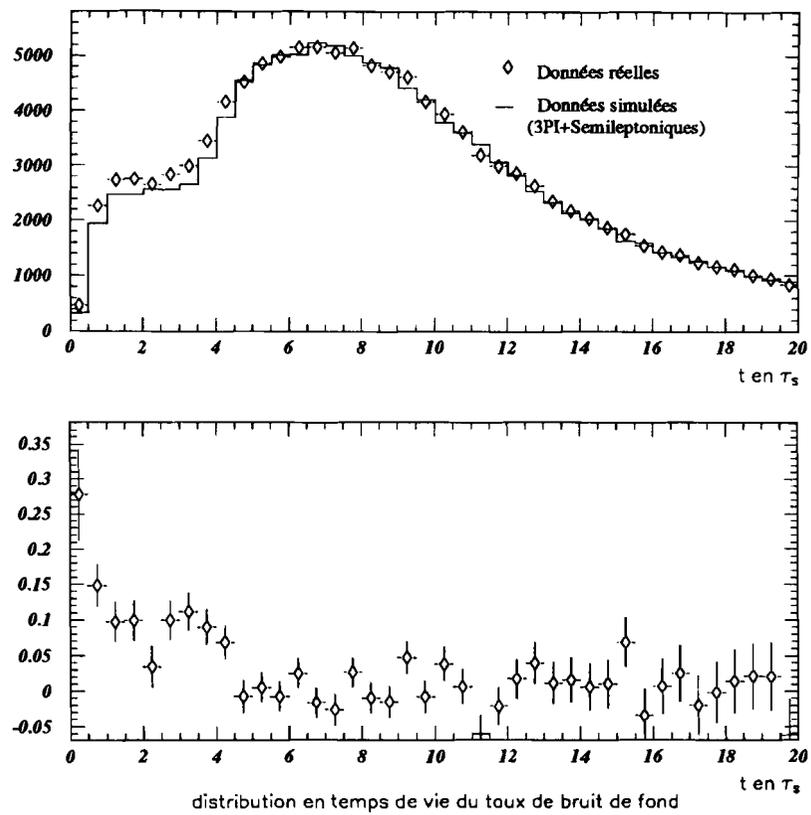


Figure 5.16: Proportion de bruit de fond en fonction de t après la coupure sur les $K^+K^-\pi^+\pi^-$

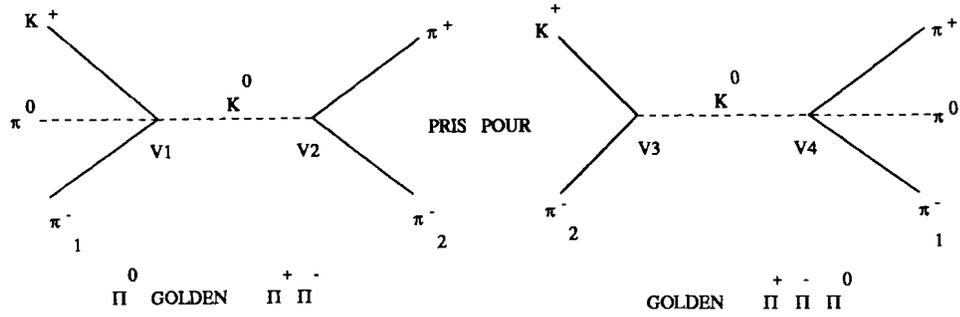


Figure 5.17: Misidentification d'un événement $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ par une mauvaise association des traces

La figure 5.16, à comparer avec la figure 5.10, représente la nouvelle distribution du taux de bruit de fond en fonction de t après coupure des $K^+K^-\pi^+\pi^-$. Le pourcentage total de bruit de fond est maintenant de:

$$\frac{(RE-MC)_{0-20\tau_S}}{RE_{0-20\tau_S}} = 1,9\% \pm 0,2\% \quad (5.24)$$

au lieu de $5,1\% \pm 0,2\%$ avant coupure. Cette coupure fait perdre 14% du signal dans les trois premiers τ_S .

Tous les événements Monte-Carlo (5 $K^+K^-\pi^+\pi^-$ et 8 $K^+K^-\pi^+\pi^-$ avec désintégration d'un pion) qui avaient passé le filtrage ont été rejetés par cette coupure.

3.3 Optimisation de l'élimination du bruit de fond $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$

La méthode que nous utilisons depuis le début (comparaison de distributions normalisées de données réelles et simulées) pour caractériser cinématiquement une source de bruit de fond particulière (et par la même déterminer les coupures à effectuer pour la rejeter) est d'autant plus efficace que cette source apporte une contribution importante au bruit de fond total à faible durée de vie. Les sources prépondérantes de bruit de fond ($K^+K^-\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ Dalitz) ont été en grande partie rejetées. C'est donc maintenant que la source $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ est susceptible d'être à nouveau importante (relativement aux autres sources) et que nous avons intérêt à la reconsidérer afin d'en optimiser l'élimination.

Une nouvelle variable de coupure : θ

La figure 5.17 représente un événement $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ qui a été pris pour un événement du signal à cause de l'inversion des pions π_1^- et π_2^- . La variable déjà utilisée dans le filtre pour effectuer une première coupure de ce bruit de fond est la masse invariante de la paire $\pi^+\pi_2^-$. Considérons l'angle θ entre l'impulsion du kaon neutre et la droite définie par les deux vertex V1 et V2. Ces deux vertex ne sont pas les vertex V3 et V4 de l'événement reconstruit mais les vertex correspondant à l'association de traces qui n'a pas été trouvée par le filtre. L'impulsion du kaon neutre est déterminée en faisant la somme des impulsions du π^+ et du π_2^- . On s'attend à ce que les événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ soient concentrés à $\theta=0$, valeur pour laquelle l'impulsion du K^0 et la direction de vol (droite V1V2) sont colinéaires.

L'angle θ constitue donc une deuxième variable permettant de caractériser le bruit de fond $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ et de le séparer du signal. Il sera utilisé dans un premier temps pour alléger la coupure sur la masse invariante de $\pi^+\pi_2^-$ (qui rejetait plus de 20% de signal dans les premiers τ_S) afin de récupérer du signal sans détériorer le rapport signal sur bruit. Dans un

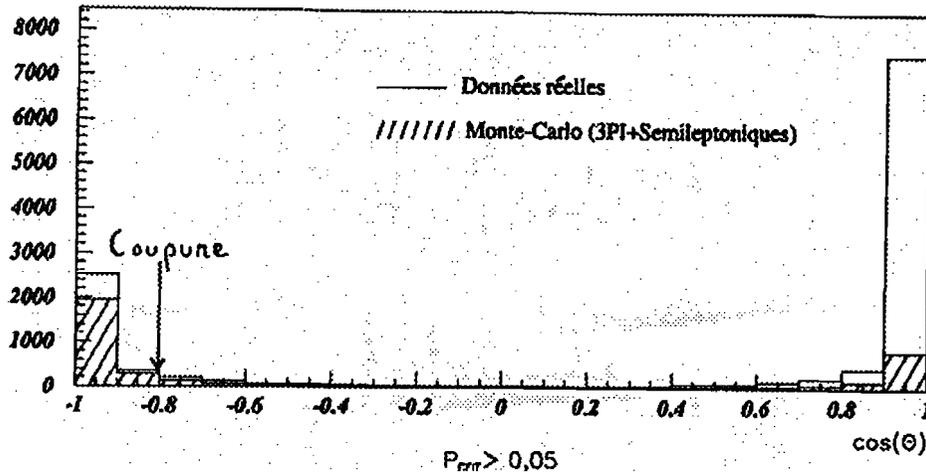


Figure 5.18: Grande concentration de signal pour $\cos(\theta) < 0,8$ dans les événements rejetés par l'ajustement contraint

second temps, il permettra de définir une nouvelle coupure destinée à rejeter le bruit de fond $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ résiduel.

Allègement de la coupure sur la masse invariante de $\pi^+\pi^-$

La figure 5.18 représente les distributions de données réelles et Monte-Carlo en fonction de $\cos(\theta)$ pour les événements qui ont été rejetés par l'ajustement contraint sur la masse invariante de la paire $\pi^+\pi^-$. Ces événements ont donc été identifiés comme $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$. Par conséquent, on s'attend à ce qu'ils soient piqués à $\cos(\theta)=1$. On constate en effet que le bruit de fond domine très largement à $\cos(\theta)=1$. À $\cos(\theta)=-1$ en revanche c'est le signal qui domine. Afin de récupérer du signal sans détériorer le rapport signal sur bruit on ne coupe plus que les événements tels que $\cos(\theta)$ soit supérieur à $-0,8$ parmi les événements dont la probabilité délivrée par l'ajustement contraint est supérieure à 5%. Le nouveau pourcentage total de bruit de fond est de:

$$\frac{(RE - MC)_{0-20\tau_S}}{RE_{0-20\tau_S}} = 2\% \pm 0,2\% \quad (5.25)$$

au lieu de $1,9\% \pm 0,2\%$ avec l'ancienne coupure et a donc très peu évolué. Par contre, le signal a été augmenté de $11,5\%$ entre 0 et $3\tau_S$.

Élimination des $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ résiduels

S'il existe une contribution résiduelle d'événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ à ce niveau de la sélection, leur distribution doit être piquée à $\cos(\theta)=1$. Considérons les événements de temps de vie inférieur à $1\tau_S$ tels que $\cos(\theta)$ soit supérieur à $0,9$. Le premier τ_S concentre le plus de bruit de fond à ce niveau et facilite l'étude.

Les distributions normalisées de données réelles et Monte-Carlo de ces événements en fonction de la masse invariante de la paire $\pi^+\pi^-$ sont représentées sur la figure 5.19. On observe une concentration de bruit de fond à $460 \text{ MeV}/c$ et $540 \text{ MeV}/c$, correspondant aux queues de distribution du pic de bruit de fond $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ (coupé par l'ajustement contraint) à la masse du kaon neutre. On remarque aussi que la concentration en événements de bruit de fond est plus importante à $460 \text{ MeV}/c$. Cela est très probablement dû à la contribution d'événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-\gamma$ mal reconstruits. Ces derniers, en effet, ne se distinguent des $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$

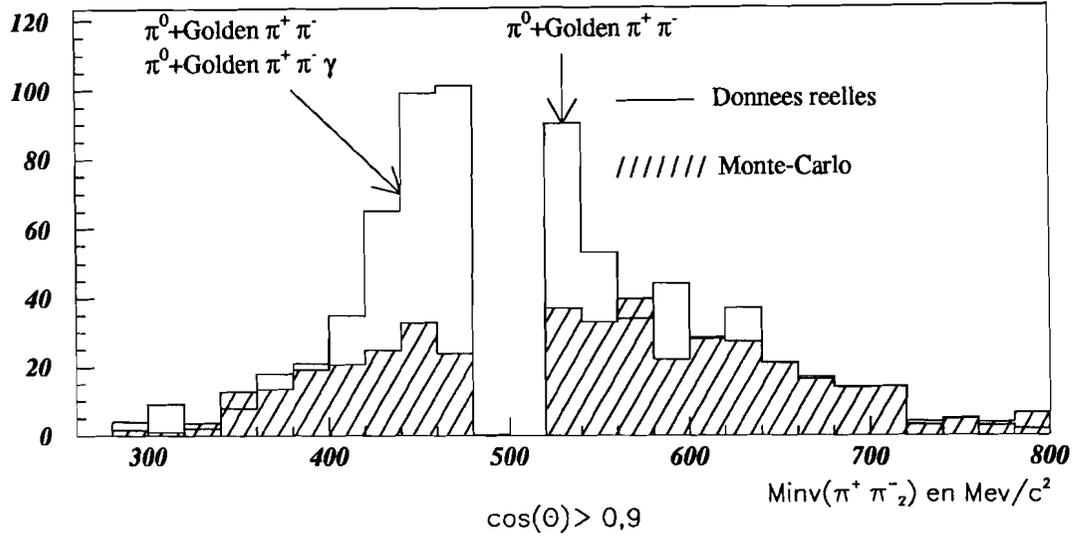


Figure 5.19: Queues de distribution de $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ et de $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^- \gamma$

$\pi^+ \pi^-$ que par l'émission d'un photon très peu énergétique. Le rayonnement du photon induit une perte d'énergie qui provoque un décalage vers de plus faibles valeurs de la masse invariante de la paire $\pi^+ \pi^-$, expliquant l'asymétrie observée dans la répartition du bruit de fond.

On a tenté de quantifier cette contribution en engendrant des événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^- \gamma$ avec un seuil en énergie de 20 MeV/c pour les photons. Leur contribution a été trouvée négligeable à cause de leur très faible taux de branchement $((4,87 \pm 0,11) \cdot 10^{-5} [81])^2$.

La contribution des événements de photon très peu énergétique pourrait être déterminante. Malheureusement, en dessous de 20 MeV/c, l'acceptance devient trop faible pour nous permettre de l'évaluer précisément. C'est pourquoi nous n'avons pas été en mesure de prouver que l'asymétrie observée dans la répartition du bruit de fond était effectivement due aux $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^- \gamma$.

On coupe les événements tels que $\cos(\theta)$ soit supérieur à 0,9 et dont la masse invariante de la paire $\pi^+ \pi^-$ est comprise entre 420 et 540 MeV/c afin de rejeter les queues de distribution des bruits de fond $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^- \gamma$.

La figure 5.20 à comparer avec la figure 5.16 représente la nouvelle distribution du taux de bruit de fond à faible durée de vie en fonction de t après coupure des $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^- \gamma$. Le pourcentage total de bruit de fond à faible durée de vie est maintenant de:

$$\frac{(RE-MC)_{0-20\tau_S}}{RE_{0-20\tau_S}} = 1,7\% \pm 0,2\% \quad (5.26)$$

au lieu de $2\% \pm 0,2\%$ auparavant. L'amélioration peut sembler faible mais si on compare les figures 5.20 et 5.16 on voit que la diminution du taux de bruit de fond due à la coupure ne concerne que les deux premiers τ_S . Dans cette région, qui est la plus importante pour nos mesures, près d'un tiers du bruit de fond a été éliminé.

²Seul le taux de branchement au delà de 20 MeV/c a été véritablement mesuré [81]. Le taux en dessous de ce seuil est obtenu par une extrapolation en utilisant le spectre théorique [82] en énergie du photon de rayonnement de freinage interne.

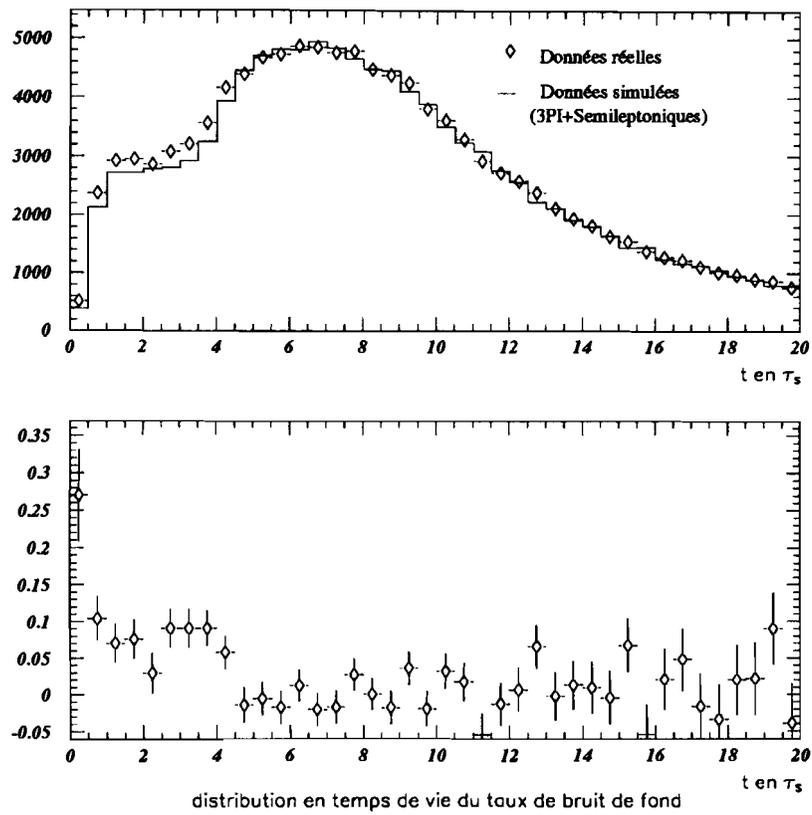


Figure 5.20: Proportion de bruit de fond en fonction de t après la coupure sur les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ et les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^- \gamma$

3.4 Conclusion : Le bruit de fond final avec la sélection optimisée

La sélection optimisée que nous venons de décrire aboutit à :

- Un taux de bruit de fond à longue durée de vie de 18%, constitué d'événements semileptoniques.
- Un taux de bruit de fond résiduel à faible durée de vie de $1,7 \pm 0,2\%$. Si on corrige l'effet dû à la mauvaise simulation des chambres proportionnelles, on obtient finalement $1,1 \pm 0,2\%$.
- La perte de 25% du signal dans les trois premiers τ_S .

Mis à part le bruit de fond Golden $\pi\pi\gamma$, toutes les sources de bruit de fond à faible durée de vie ont, à la fin de cette sélection, des acceptances trop faibles pour que l'on puisse quantifier précisément leur contribution à l'aide de données simulées. La proportion entre 0 et $20 \tau_S$ des Golden $\pi\pi\gamma$ avec des photons rayonnés d'énergie supérieure à $20 \text{Mev}/c^2$ est de 0,3% si l'on tient compte de la mauvaise simulation du nombre de fausses gerbes neutres. Il reste donc un bruit de fond résiduel non identifié de 0,8% à faible durée de vie, très probablement constitué d'un mélange d'événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$, $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-\gamma$ et $K^+K^-\pi^+\pi^-$ ayant survécu à toutes les coupures.

4 Conclusion

Pour effectuer les mesures de λ et η_{+-0} dans le chapitre suivant, on n'utilisera pas la version optimisée qui a été présentée dans ce chapitre pour sélectionner les données. En effet, compte tenu de l'importance relative de nos erreurs statistiques et systématiques sur la mesure de ces paramètres, il n'est pas avantageux pour le moment d'utiliser une sélection très sévère. Par contre, avec le quadruplement de la statistique attendu à la fin de la prise de données et la réduction de moitié des erreurs statistiques, la réduction du taux de bruit de fond permettra de réduire de moitié au moins les erreurs systématiques et de presque autant les erreurs globales.

Momentanément, on applique la sélection lâche suivante :

- On ne rejette pas les événements $\pi^0\pi^0$.
- On garde la coupure à 5% (non optimisée) sur la probabilité délivrée par l'ajustement contraint pour rejeter les événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$.
- On applique une coupure lâche sur les $K^+K^-\pi^+\pi^-$: on rejette les événements d'impulsion manquante inférieure à $140 \text{Mev}/c$ ayant une probabilité de vertex à trois traces supérieure à 1%.

Elle aboutit à :

- Un taux de bruit de fond à longue durée de vie de 18%, constitué d'événements semileptoniques. La partie supérieure de la figure 5.21 représente la distribution de son taux en fonction de t . L'effet systématique de ce bruit de fond sur nos mesures est négligeable (voir le chapitre suivant).
- Un taux de bruit de fond résiduel à faible durée de vie de $3,1 \pm 0,2\%$ après correction de l'effet dû à la mauvaise simulation des chambres proportionnelles. Cette correction ne diminue le taux de bruit de fond à faible durée de vie qu'au delà de trois τ_S . Elle n'aura donc qu'une très faible incidence sur le calcul de l'erreur systématique due au bruit de

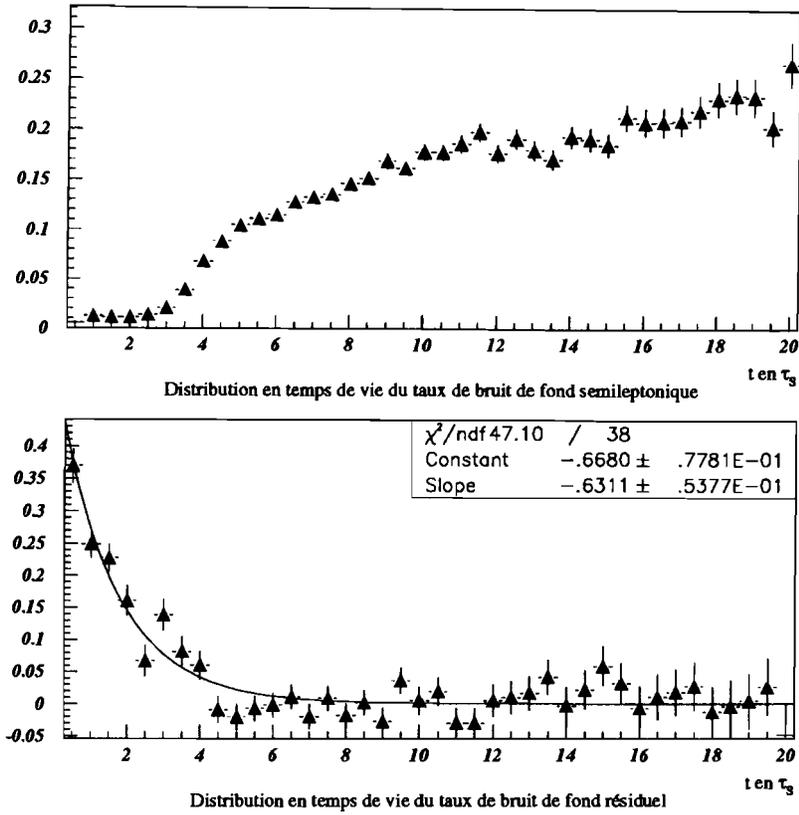


Figure 5.21: Taux de bruit de fond semileptonique et de bruit de fond résiduel à faible durée de vie en fonction de t

fond. La partie inférieure de la figure 5.21 représente la distribution du taux de ce bruit de fond après cette correction. Ce taux est ajusté par une exponentielle décroissante qui sera utilisée pour calculer l'erreur systématique due au bruit de fond au chapitre suivant.

- La perte de 8% du signal dans les trois premiers τ_5 .

Chapitre 6

Mesure des paramètres conservant et violant CP

Dans ce chapitre, les asymétries expérimentales dépendantes du temps $\tilde{A}_{+-0}(t)$ et $\tilde{A}_{X<0}(t)$ - $\tilde{A}_{X>0}(t)$ sont construites et ajustées par les fonctions du chapitre 3 afin d'en extraire les parties réelles et imaginaires du paramètre de violation de CP η_{+-0} et le paramètre conservant CP λ . Les différents types d'effet systématique sont ensuite répertoriés. Lorsque c'est possible, les effets d'acceptance sont corrigés en utilisant les données simulées $\pi^+\pi^-\pi^0$. Les autres effets systématiques sont quantifiés. Enfin, à partir de la valeur de λ extraite, le coefficient γ de l'amplitude conservant CP est calculé ainsi que le taux de branchement de la désintégration conservant CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

1 Construction des asymétries et extraction des paramètres

L'asymétrie expérimentale \tilde{A}_{+-0} de violation de CP est obtenue dans le canal de temps propre i en comptant les nombres \overline{N}_i de \overline{K}^0 et N_i de K^0 sélectionnés se désintégrant dans ce canal de temps propre et en effectuant:

$$\frac{\overline{N}_i - N_i}{\overline{N}_i + N_i} \quad (6.1)$$

Pour obtenir les asymétries expérimentales $\tilde{A}_{X<0}$ et $\tilde{A}_{X>0}$, on procède de même mais on ne compte que les événements de $X > 0$ et $X < 0$ respectivement. L'asymétrie expérimentale conservant CP est obtenue en faisant la différence de $\tilde{A}_{X<0}$ et $\tilde{A}_{X>0}$.

Les kaons neutres K^0 (resp \overline{K}^0) sont étiquetés par l'observation du kaon chargé associé K^- (resp K^+). Or, les efficacités de détection des K^- et des K^+ sont différentes à cause de la plus grande section efficace d'interaction des K^- dans la matière (cela se traduit par une meilleure efficacité de détection des \overline{K}^0 par rapport aux K^0). En effet, les K^- interagissant plus dans le PID, ont moins de chance d'atteindre le scintillateur S2 et de produire un signal $S\overline{C}S$ que les K^+ . Cette différence d'efficacité de détection a une influence directe sur l'asymétrie mesurée. Nous supposons pour le moment qu'elle est indépendante de t ce qui nous permet de définir le facteur de normalisation α par le rapport du nombre de K^+ sur le nombre de K^- sélectionnés en l'absence de violation de CP et, de façon équivalente, les facteurs de normalisation $\alpha_{X > 0}$ et $\alpha_{X < 0}$ dans les deux moitiés de diagramme de Dalitz.

A cause de l'effet de normalisation qui vient d'être décrit, les asymétries expérimentales ne sont pas tout à fait équivalentes aux expressions théoriques définies par les relations:

$$A_{+-0}(t) = 2Re(\epsilon_S) - 2[Re(\eta_{+-0})\cos(\Delta mt) - Im(\eta_{+-0})\sin(\Delta mt)]e^{-\Delta\gamma t/2} \quad (6.2)$$

$$A_{X<0}(t) - A_{X>0}(t) = 4\lambda \cos(\Delta mt) e^{-\Delta\gamma t/2} \quad (6.3)$$

pour les asymétries dépendantes du temps violent et conservant CP respectivement.

On montre que les asymétries expérimentales $\tilde{A}_{+-0}(t)$ et $\tilde{A}_{X<0}(t) - \tilde{A}_{X>0}(t)$ sont égales aux asymétries théoriques à un terme constant près dépendant des facteurs de normalisation α , $\alpha_X > 0$ et $\alpha_X < 0$:

$$\tilde{A}_{+-0}(t) = A_{+-0}(t) + \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \quad (6.4)$$

$$\tilde{A}_{X<0}(t) - \tilde{A}_{X>0}(t) = A_{X<0}(t) - A_{X>0}(t) + \left(\frac{\alpha_{X<0} - 1}{\alpha_{X<0} + 1} - \frac{\alpha_{X>0} - 1}{\alpha_{X>0} + 1} \right) \quad (6.5)$$

$$= A_{X<0}(t) - A_{X>0}(t) + N_{X<0-X>0} \quad (6.6)$$

Nous prendrons comme paramètres libres α , $\text{Re}(\eta_{+-0})$ et $\text{Im}(\eta_{+-0})$ dans l'ajustement de l'asymétrie violent CP et $N_{X<0-X>0}$ et λ dans l'ajustement de l'asymétrie conservant CP. Les valeurs moyennes mondiales de Δm , γ_S et γ_L [10] seront utilisées dans les fonctions d'ajustement et $\text{Re}(\epsilon_S)$ sera fixé à la valeur moyenne mondiale de $\text{Re}(\epsilon_L)$ [10].

Sur la figure 6.1 sont représentées les asymétries expérimentales $\tilde{A}_{+-0}(t)$ et $\tilde{A}_{X<0}(t) - \tilde{A}_{X>0}(t)$ ajustées. L'ajustement n'est effectué qu'à partir de $1 \tau_S$ afin de s'affranchir des effets du bruit de fond (supérieur à 35% en dessous de $1 \tau_S$).

On trouve:

$$\boxed{\text{Re}(\eta_{+-0}) = (-3 \pm 15) \cdot 10^{-3}} \quad (6.7)$$

$$\boxed{\text{Im}(\eta_{+-0}) = (-11 \pm 18) \cdot 10^{-3}} \quad (6.8)$$

$$\boxed{\lambda = (30 \pm 10) \cdot 10^{-3}} \quad (6.9)$$

Les valeurs obtenues pour $\text{Re}(\eta_{+-0})$ et $\text{Im}(\eta_{+-0})$ sont compatibles avec zéro comme attendu. Par contre, l'effet d'interférence dû à la partie conservant CP est mis en évidence par une mesure à trois écarts standards (statistiques) de zéro.

On distingue de manière générale deux types d'effet systématique sur ces mesures:

- Le premier type regroupe les effets d'acceptance c'est à dire tous les effets de sélection et de détection susceptibles d'affecter les caractéristiques des événements du signal lui même et par conséquent de biaiser les observables. Les observables important pour les mesures que nous effectuons sont les nombres relatifs de K^- (K^0) et de K^+ (\bar{K}^0) comptés, le temps propre de désintégration des kaons neutres et pour la mesure de λ , les variables cinématiques de Dalitz X, Y.
- Le deuxième type concerne tous les phénomènes physiques extérieurs qui peuvent aussi bien simuler que masquer les interférences que nous désirons mesurer. On regroupe dans ce deuxième type les effets dus au bruit de fond, la régénération et les influences réciproques des amplitudes conservant et violent CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Tous les effets systématiques vont maintenant être décrits. Certains effets seront corrigés, les autres évalués.

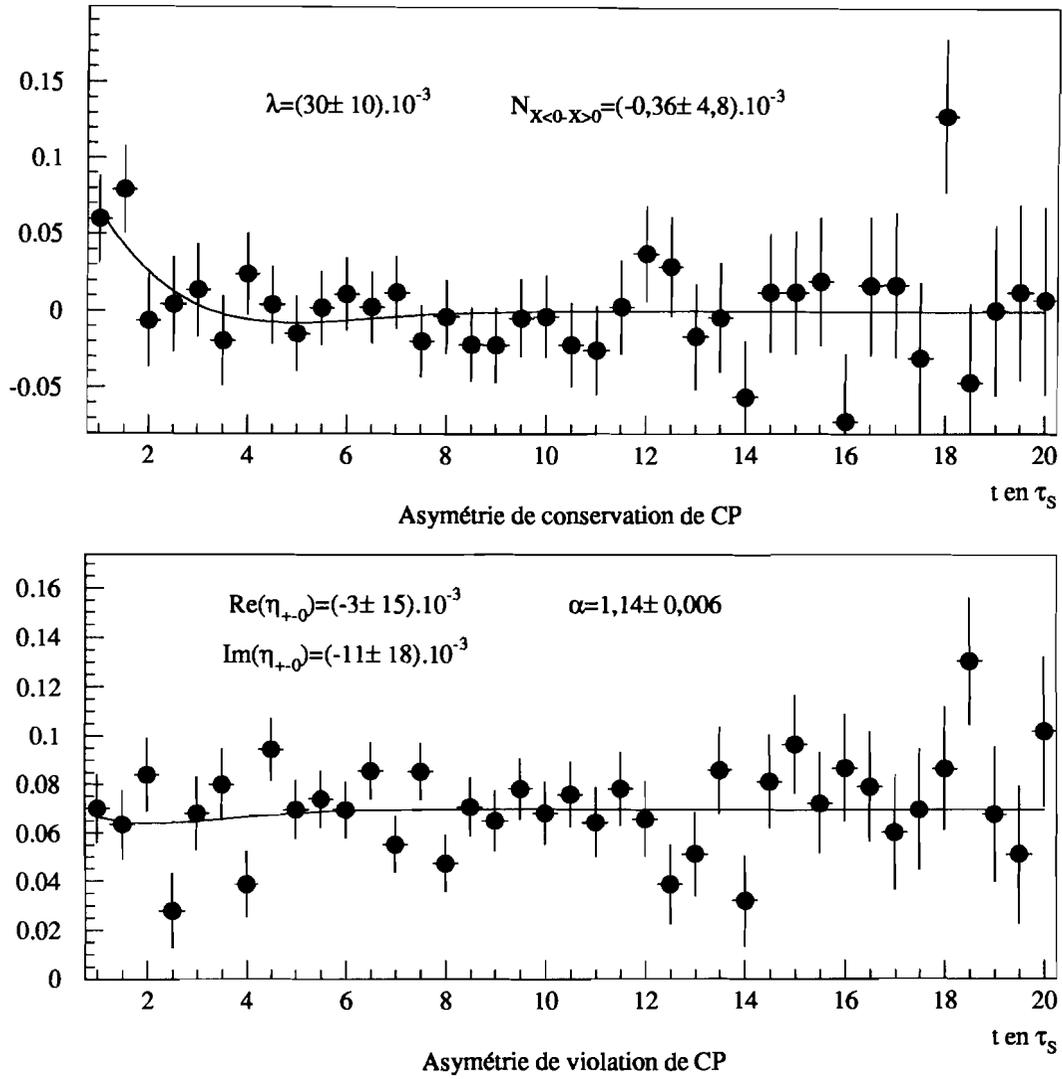


Figure 6.1: Extraction des paramètres de conservation et de violation de CP par l'ajustement des asymétries dépendantes du temps

2 La normalisation

Le problème de la normalisation qui a été mentionné au début de ce chapitre se présente de façon très différente pour la mesure de η_{+-0} et celle de λ . Nous envisagerons indépendamment l'influence de la normalisation sur la mesure de la violation de CP et sur celle de la conservation de CP.

2.1 La normalisation et la mesure de η_{+-0}

L'asymétrie expérimentale de violation de CP est sensible α . Si il est constant, sa prise en compte en tant que paramètre libre dans la fonction d'ajustement n'en fait plus une source d'erreur systématique. Mais une éventuelle dépendance de α par rapport au temps propre de désintégration des kaons neutre entraînerait des distorsions de l'asymétrie difficiles à distinguer des effets de violation de CP.

Recherchons les facteurs susceptibles d'influer sur α . A priori, ce rapport de normalisation reflète toutes les différences intervenant dans la sélection des événements K^+ et K^- . Cependant, comme aucune contrainte n'a été appliquée distinguant explicitement les K^+ des K^- , seules des différences intrinsèques de ces particules sont susceptibles de l'affecter.

- Les K^+ et les K^- se distinguent en premier lieu par leur charge. A cause de petits défauts géométriques du détecteur, la probabilité de sélection des traces de courbure positive et négative peut différer légèrement. De tels effets sont communément appelés effets géométriques. L'inversion périodique du champ magnétique est un procédé qui permet d'éviter que cette asymétrie de détection par rapport à la courbure des traces se traduise par une asymétrie de détection des particules positives et négatives ou asymétrie de charge. En effet, la trajectoire d'un K^+ en champ normal est totalement indistinguible de celle d'un K^- de même impulsion et de même vertex d'origine en champ inversé.
- Les K^+ et les K^- se distinguent également par leurs sections efficaces d'interaction dans la matière pour des impulsions inférieures à 1000 Mev/c. Les effets correspondants sur la normalisation sont qualifiés de physiques par opposition aux effets géométriques. Les effets physiques dépendent beaucoup de l'impulsion des kaons chargés de même que de la quantité de matière traversée dans le PID. Celle-ci est directement liée à l'angle d'incidence θ des kaons chargés dans le PID par rapport au plan transverse. Ces effets résulteraient en une dépendance de la normalisation par rapport au temps de vie si les variables cinématiques que sont l'angle θ et l'impulsion du kaon chargé dépendent elles-même de t .

C'est surtout la sélection en ligne qui produit une dépendance de la cinématique des événements sélectionnés par rapport à t . En effet, les événements à quatre traces primaires (situés principalement en dessous de $5\tau_S$) ne sont pas traités de façon identique aux événements à deux traces primaires (au delà de $5\tau_S$) au cours de la sélection en ligne.

Le problème des effets physiques et géométriques, commun à toutes les analyses effectuées sur CPLEAR, a été étudié de manière intensive, notamment par le groupe d'analyse du canal $\pi^+\pi^-$ où le nombre d'événements sélectionnés est près de cent fois supérieur au nombre d'événements sélectionnés dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$. Leur étude montre que le principal effet de normalisation est une différence systématique de l'ordre de 2% dans la normalisation des événements à quatre traces primaires par rapport à celle des événements à deux traces primaires. Les erreurs systématiques introduites par cet effet de normalisation sur les mesures de $\text{Re}(\eta_{+-0})$ et $\text{Im}(\eta_{+-0})$ sont respectivement inférieures à 1.10^{-3} et 2.10^{-3} .

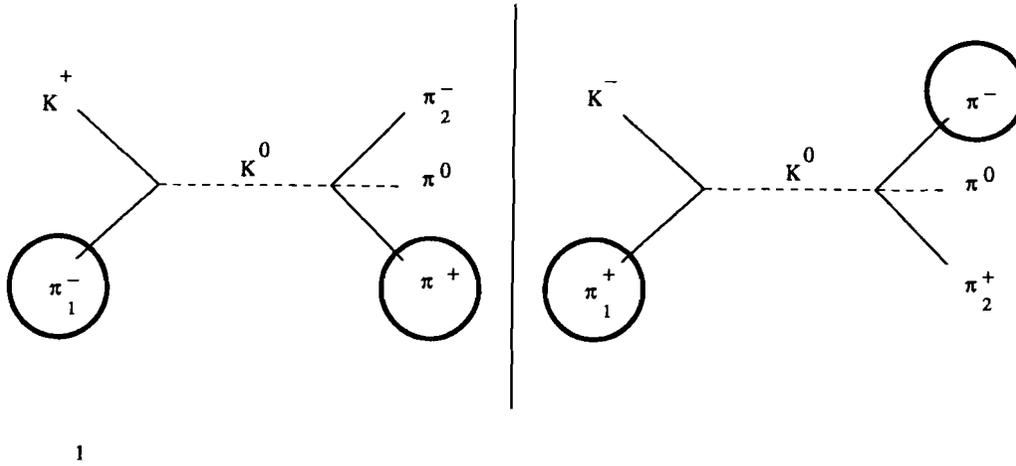


Figure 6.2: Effet de la coupure des $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ sur des événements du signal de kaon chargé positivement (à gauche) et négativement (à droite). Les particules entourées sont les particules contraintes par la coupure

2.2 La normalisation et la mesure de λ

Description

L'asymétrie expérimentale conservant CP est sensible à $N_{X<0-X>0}$ et par la même à $\alpha_{X<0} - \alpha_{X>0}$ la différence des normalisations dans les deux moitiés de diagramme de Dalitz. Les effets géométriques et physiques mentionnés précédemment qui ne dépendent pas de X doivent s'annuler dans la différence des normalisations en $X > 0$ et $X < 0$. En effet, X est fonction uniquement de la cinématique des deux particules secondaires et ne dépend donc pas de l'efficacité de détection des kaons chargés.

Seuls des facteurs très particuliers, capables de perturber la variable X d'une façon qui dépende explicitement du signe du kaon chargé peuvent affecter $N_{X<0-X>0}$. Nous avons identifié un seul facteur de ce type: les coupures utilisées pour rejeter les événements de bruit de fond $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$.

Pour le montrer, considérons un événement du signal (figure 6.2 à gauche) avec un kaon chargé positivement. Afin de contrôler que cet événement n'était pas un $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ mal reconstruit, on a appliqué des contraintes sur la paire de pions secondaires $\pi_1^- \pi^+$ de la mauvaise association (celle qui n'a pas été choisie par le filtre). Ce faisant, nous n'avons contraint que le pion secondaire π^+ et par conséquent, nous avons biaisé la variable X qui n'est autre que la différence d'énergie des deux pions secondaires π_2^- et π^+ dans le référentiel au centre de masse du kaon neutre.

Mais biaiser la variable X ne suffit cependant pas à affecter $\alpha_{X<0} - \alpha_{X>0}$. Encore faut il que l'on perturbe X d'une manière qui dépende explicitement du signe du kaon chargé au vertex primaire pour qu'un véritable effet de normalisation apparaisse. Or, et c'est là le point important, la coupure sur les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ biaise la variable X de manière exactement opposée dans le cas où elle est appliquée à un événement de kaon chargé négativement (figure 6.2 à droite) puisqu'elle ne contraint cette fois-ci que le pion secondaire π^- .

La coupure sur les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ dépend de t car elle n'est appliquée qu'aux événements à quatre traces primaires. On s'attend donc à ce qu'elle modifie $\alpha_{X<0} - \alpha_{X>0}$ de façon dépendante de t ce qui équivaut à simuler directement un signal de conservation de CP. Une

correction de l'effet systématique de la coupure sur les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ s'avère donc indispensable.

Correction de cet effet

Considérons les nombres d'événements dépendant du temps respectivement de type K^0 en $X > 0$, \bar{K}^0 en $X > 0$, K^0 en $X < 0$ et \bar{K}^0 en $X < 0$ dans les données simulées $\pi^+ \pi^- \pi^0$ rejetés par la coupure sur les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$. En divisant ces nombres par les nombres d'événements avant application de la coupure, on obtient les facteurs de réjection dépendant du temps $f_{X>0}(t)$, $\bar{f}_{X>0}(t)$, $f_{X<0}(t)$ et $\bar{f}_{X<0}(t)$ de la coupure sur les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ pour les quatre populations d'événements des données simulées $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

Considérons maintenant les nombres $n_{X>0}(t)$, $\bar{n}_{X>0}(t)$, $n_{X<0}(t)$ et $\bar{n}_{X<0}(t)$ d'événements dans les données réelles après l'application de la coupure. Supposons que la coupure a permis de rejeter tout le bruit de fond et que ces nombres représentent uniquement les événements $\pi^+ \pi^- \pi^0$. Les nombres $N_{X>0}(t)$, $\bar{N}_{X>0}(t)$, $N_{X<0}(t)$ et $\bar{N}_{X<0}(t)$ d'événements $\pi^+ \pi^- \pi^0$ qu'il y avait dans les données réelles avant l'application de la coupure peuvent être retrouvés à l'aide des relations suivantes:

$$N_{X>0}(t) = \frac{n_{X>0}(t)}{1 - f_{X>0}(t)} \quad (6.10)$$

$$N_{X<0}(t) = \frac{n_{X<0}(t)}{1 - f_{X<0}(t)} \quad (6.11)$$

$$\bar{N}_{X>0}(t) = \frac{\bar{n}_{X>0}(t)}{1 - \bar{f}_{X>0}(t)} \quad (6.12)$$

$$\bar{N}_{X<0}(t) = \frac{\bar{n}_{X<0}(t)}{1 - \bar{f}_{X<0}(t)} \quad (6.13)$$

L'asymétrie corrigée de la coupure sur les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ est l'asymétrie construite avec les nombres d'événements corrigés $N_{X>0}(t)$, $\bar{N}_{X>0}(t)$, $N_{X<0}(t)$ et $\bar{N}_{X<0}(t)$. Cette asymétrie est représentée sur la figure 6.3 et doit être comparée à celle de la partie supérieure de la figure 6.1 avant correction.

Le paramètre λ_{cor} extrait après correction est le suivant:

$$\lambda_{cor} = (39 \pm 11) \cdot 10^{-3} \quad (6.14)$$

à comparer avec le λ extrait avant correction:

$$\lambda = (30 \pm 10) \cdot 10^{-3} \quad (6.15)$$

On constate que la modification apportée à λ par la correction est relativement grande ce qui confirme à posteriori l'existence d'un effet important.

Les erreurs statistiques absolues sur les facteurs de réjection sont faibles car les nombres d'événements coupés sont relativement faibles par rapport aux nombres totaux d'événements. Pour cette raison, les erreurs statistiques sur les nombres d'événements corrigés diffèrent de très peu des erreurs statistiques sur les nombres d'événements avant correction. Ceci explique que la méthode mise en oeuvre n'accroisse que très légèrement l'erreur statistique sur le paramètre λ extrait de l'ajustement. On pourra de plus limiter cet accroissement par une augmentation de la statistique disponible en événements $\pi^+ \pi^- \pi^0$ Monte-Carlo.

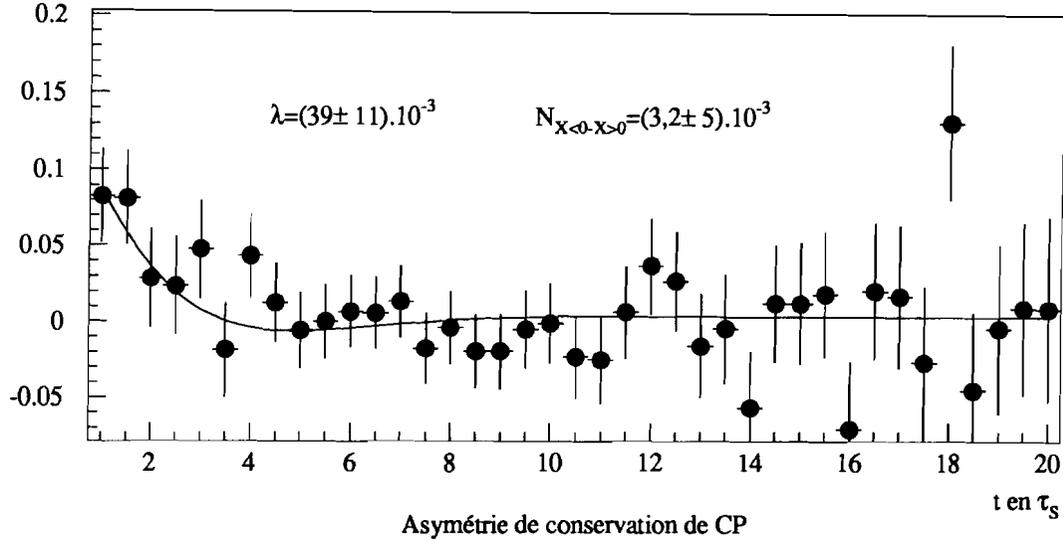


Figure 6.3: Extraction du paramètre λ de l'asymétrie corrigée de l'effet de la coupure sur les $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$

3 L'acceptance $\text{Acc}(X, Y, t)$ dans le diagramme de Dalitz

3.1 Description

Le paramètre η_{+-0} ne dépend pas des variables X et Y , ce qui signifie que la violation de CP se manifeste uniformément dans le diagramme de Dalitz. La situation est tout à fait différente pour la mesure de la conservation de CP.

En effet, l'asymétrie expérimentale est donnée par:

$$4\lambda(t)\cos(\Delta mt)e^{-\Delta\gamma t/2} + N_{X<0-X>0} \quad (6.16)$$

avec

$$\lambda(t) = \frac{\int_{X,Y} \gamma \text{Acc}(X, Y, t) |X| a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} \text{Acc}(X, Y, t) a_L(Y)^2 dX dY} \quad (6.17)$$

où $a_L(Y) = \alpha + \beta Y$ est l'amplitude du K_L se désintégrant en $\pi^+\pi^-\pi^0$ et où $\text{Acc}(X, Y, t)$ représente aussi bien l'effet de l'acceptance du détecteur que du type de sélection effectué.

Nous voyons que le paramètre conservant CP $\lambda(t)$ dépend de l'acceptance $\text{Acc}(X, Y, t)$ car il est fonction de X et Y . Par exemple, si on rejetait beaucoup d'événements à grands $|X|$, c'est à dire situés en bordure de diagramme de Dalitz, on perdrait des événements dans une zone où l'effet d'interférence conservant CP est le plus important car il est proportionnel à $|X|$. Pour cette raison, la valeur de λ extraite serait plus faible.

En toute rigueur, il est même impossible d'extraire un paramètre par un ajustement à cause de la dépendance en t de $\lambda(t)$ qui découle de la dépendance en t de l'acceptance.

La correction de l'acceptance $\text{Acc}(X, Y, t)$ doit donc être effectuée sur l'asymétrie expérimentale dans le but d'obtenir l'asymétrie corrigée:

$$4\lambda_{\text{vrai}}\cos(\Delta mt)e^{-\Delta\gamma t/2} + N_{X<0-X>0} \quad (6.18)$$

dont l'ajustement donne directement accès à λ_{vrai} :

$$\lambda_{\text{vrai}} = \frac{\int_{X,Y} \gamma |X| a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} a_L(Y)^2 dX dY} \quad (6.19)$$

qui ne dépend plus de l'acceptance.

3.2 Correction

L'asymétrie corrigée:

$$4\lambda_{\text{vrai}} \cos(\Delta mt) e^{-\Delta\gamma t/2} + N_{X<0-X>0} \quad (6.20)$$

s'obtient en divisant l'asymétrie expérimentale:

$$4\lambda(t) \cos(\Delta mt) e^{-\Delta\gamma t/2} + N_{X<0-X>0} \quad (6.21)$$

par la distribution correctrice $F(t)$:

$$F(t) = \frac{\lambda(t)}{\lambda_{\text{vrai}}} \quad (6.22)$$

Explicitons $F(t)$ en utilisant les relations 6.17 et 6.19.

Nous trouvons:

$$F(t) = \frac{\int_{X,Y} a_L(Y)^2 dX dY}{\int_{X,Y} \gamma |X| a_L(Y) dX dY} \frac{\int_{X,Y} \gamma \text{Acc}(X, Y, t) |X| a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} \text{Acc}(X, Y, t) a_L(Y)^2 dX dY} \quad (6.23)$$

On remarque que γ s'élimine dans cette expression. Il ne reste donc plus dans $F(t)$ que des paramètres connus puisqu'ils ne concernent que l'amplitude conservant CP de la désintégration du K_L en $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

Les intégrations où n'intervient pas l'acceptance se calculent analytiquement à partir des valeurs connues des coefficients α et β de $a_L(Y)$ et des équations également connues définissant les limites du diagramme de Dalitz [40]. Pour calculer les expressions où l'on intègre des acceptances, on utilise des données Monte-Carlo $\pi^+ \pi^- \pi^0$ engendrées uniformément dans le diagramme de Dalitz (figure 6.4). Ces données tiennent compte de l'influence de l'acceptance $\text{Acc}(X, Y, t)$ car elles ont été filtrées. On évalue

$$\int_{X,Y} \text{Acc}(X, Y, t) a_L(Y)^2 dX dY \quad \text{et} \quad \int_{X,Y} \text{Acc}(X, Y, t) |X| a_L(Y) dX dY \quad (6.24)$$

de la manière suivante: A l'aide des valeurs de X et Y mesurées et des valeurs connues de α et β , on calcule les poids $a_L(Y)^2$ et $|X| a_L(Y)$ pour chaque événement. On effectue ensuite deux sommations sur tous les événements pondérés par ces poids dans chaque canal de temps propre afin de déterminer respectivement chacune des deux intégrales. La partie supérieure de la figure 6.5 représente la distribution correctrice $F(t)$ ainsi déterminée. Il ne reste plus qu'à diviser l'asymétrie expérimentale par cette distribution dépendant du temps et à ajuster l'asymétrie corrigée obtenue afin d'extraire λ_{vrai} .

On trouve:

$$\lambda_{\text{vrai}} = (40 \pm 11) \cdot 10^{-3} \quad (6.25)$$

à comparer avec la valeur avant correction:

$$\lambda = (39 \pm 11) \cdot 10^{-3} \quad (6.26)$$

La correction est donc faible ce qui montre que l'acceptance est à peu près uniforme dans le diagramme de Dalitz.

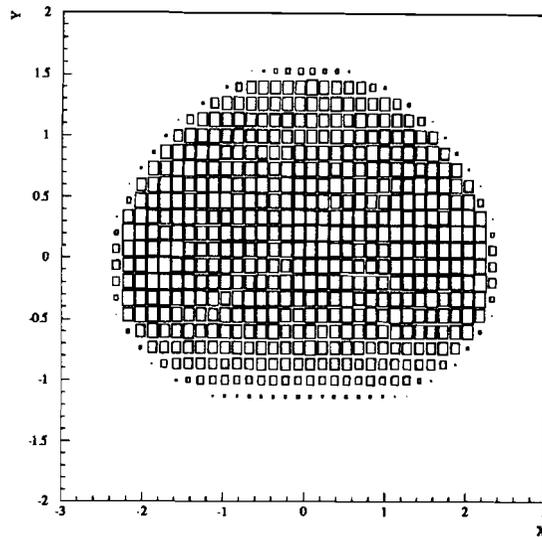


Figure 6.4: diagramme de Dalitz des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ Monte-Carlo engendrés uniformément

4 La résolution sur le temps de vie t

4.1 Effet d'une mauvaise résolution sur t

La résolution obtenue sur le temps propre de désintégration des kaons neutres t a été considérablement améliorée par l'utilisation des temps propres délivrés par les ajustements contraints (voir chapitre 5) et des composantes transversales de l'impulsion et de la distance de vol (les composantes longitudinales ont des moins bonnes résolutions).

Les événements à faible durée de vie ont des vertex secondaires proches du centre du détecteur et des traces secondaires qui traversent en moyenne plus de chambres que des événements à longue durée de vie. Or, un événement ayant plus d'informations dans les chambres, notamment les chambres proportionnelles voit la résolution sur tous ces paramètres cinématiques et par voie de conséquence sur t améliorée. C'est pourquoi la résolution absolue sur t qui est de $0,24 \tau_S$ globalement est bien meilleure à faible temps de vie. Cela doit être pris en compte dans l'évaluation de l'erreur systématique due à la résolution sur t .

La résolution sur t ne produit un effet systématique que dans la mesure ou elle modifie l'acceptance relative des K^0 et des \bar{K}^0 en fonction du temps t . Pour le comprendre, considérons deux canaux de temps propre (figure 6.6) contigus et supposons que dû à la violation de CP, le rapport du nombre de K^0 sur le nombre de \bar{K}^0 soit (avant reconstruction et sélection des événements) différent dans les deux canaux. La mauvaise résolution aura tendance à mélanger les événements et à uniformiser les normalisations dans ces deux canaux.

On voit qu'en fin de compte, l'effet de la résolution peut être interprété comme un effet d'acceptance qui distingue les K^0 des \bar{K}^0 puisqu'il modifie la normalisation dans chaque intervalle de temps propre. En cela il se distingue radicalement de l'effet de $\text{Acc}(X,Y,t)$ corrigé précédemment, effet d'acceptance qui concernait le nombre total de kaons neutres sélectionnés (K^0 et \bar{K}^0) sans discrimination sur l'étrangeté et qui n'agissait pas directement sur la norma-

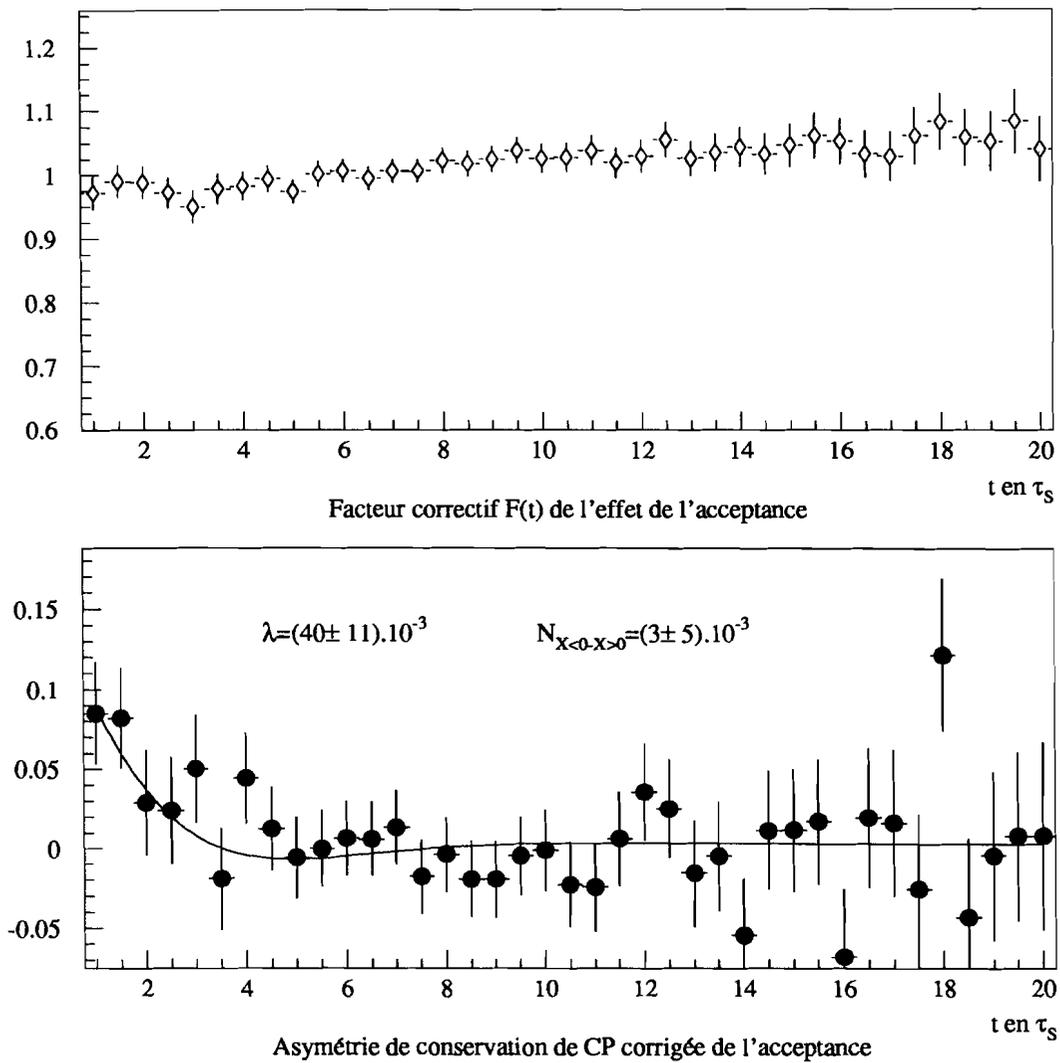


Figure 6.5: Distribution corrective $F(t)$ et asymétrie corrigée permettant l'extraction de λ_{vrai}

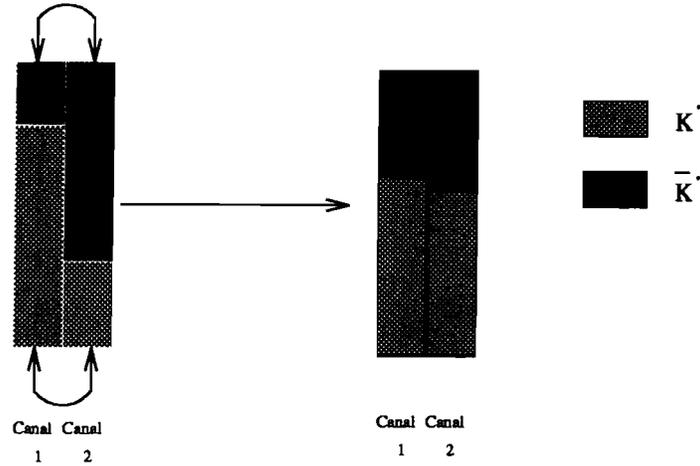


Figure 6.6: Effet de dilution du signal provoqué par la résolution sur t

lisation. Donc, l'effet de la résolution sur le temps de vie n'a pas du tout été pris en compte dans la correction de $\text{Acc}(X, Y, t)$ et par conséquent, il nécessite bien une étude à part entière.

4.2 Erreur systématique liée à la résolution sur t

La figure 6.7 montre des distributions en temps propre reconstruit pour plusieurs canaux de temps propre engendré pour des événements Monte-Carlo $\pi^+\pi^-\pi^0$ sélectionnés. Ces distributions vont être utilisées afin de déterminer l'erreur systématique liée à la résolution sur le temps de vie.

A l'aide d'une simulation simplifiée, on engendre des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ suivant la distribution en temps de vie des événements filtrés en incluant la violation et la conservation de CP. On convolue ensuite les distributions en temps de vie obtenues des quatre populations d'événements (K^0 en $X > 0$, \bar{K}^0 en $X > 0$, K^0 en $X < 0$ et \bar{K}^0 en $X < 0$) par les distributions en temps propre reconstruits correspondant à chaque canal de temps propre engendré (figure 6.7). On construit enfin les asymétries à l'aide de ces distributions modifiées et on extrait les paramètres de conservation et de violation de CP. La comparaison de ces paramètres avec les valeurs extraites directement (sans convolution donc sans prise en compte de la résolution) nous fournit le décalage systématique dû à la résolution.

On trouve que les erreurs systématiques liées à la résolution sur t dans les mesures de $\text{Re}(\eta_{+-0})$, $\text{Im}(\eta_{+-0})$ et λ sont inférieures à 1.10^{-4} , 4.10^{-4} et 1.10^{-3} respectivement. Ces valeurs dépendent bien sûr des amplitudes des effets de conservation et de violation de CP avec lesquels les données ont été simulées ($\eta_{+-0} = \epsilon$, $\lambda=0,031$), l'effet de la résolution en temps de vie n'étant en définitive qu'un effet de dilution du signal.

5 Le bruit de fond

5.1 Le bruit de fond et la mesure de η_{+-0}

A priori, la mesure de la violation de CP est sensible à la normalisation α_B du bruit de fond ainsi qu'à un éventuel signal de violation de CP dans le bruit de fond.

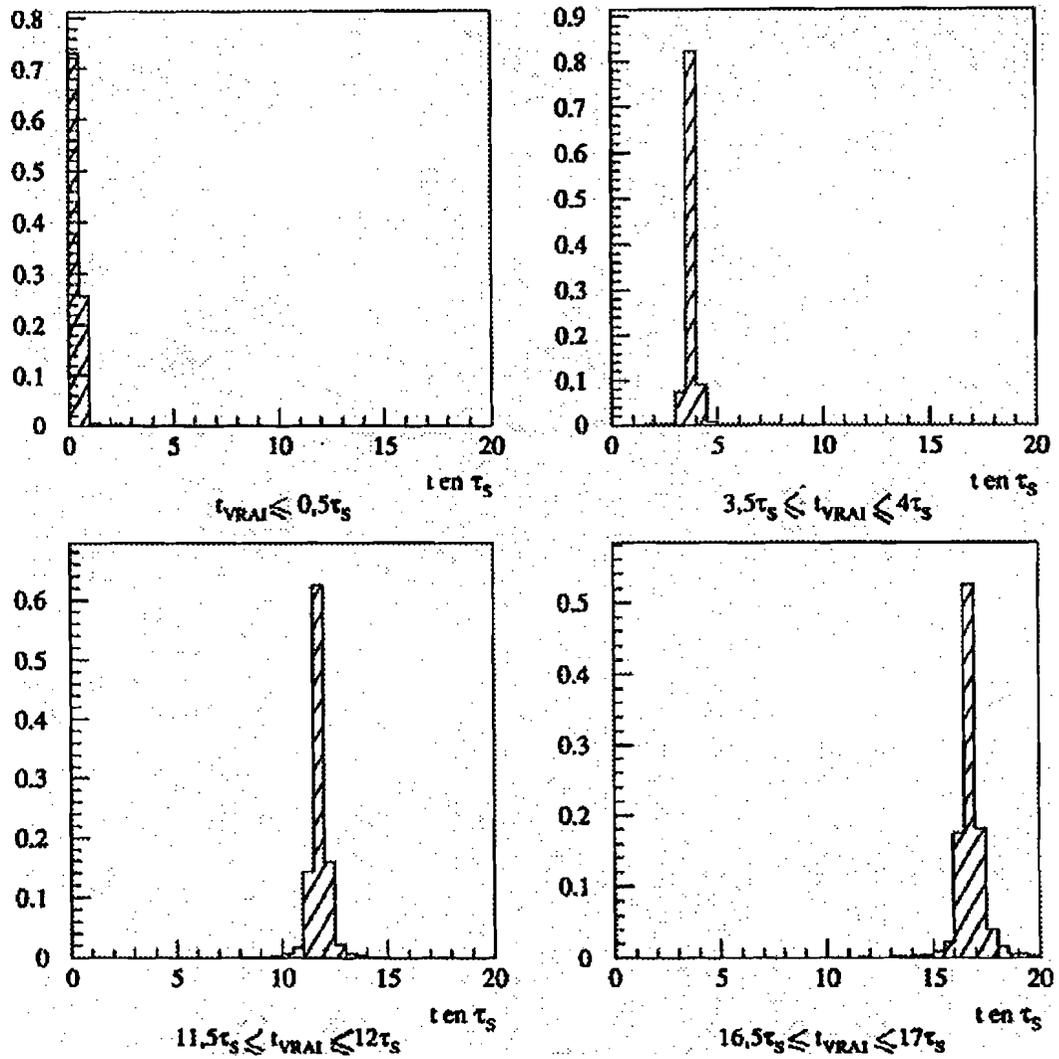


Figure 6.7: Distributions montrant la dispersion en temps de vie reconstruit pour plusieurs canaux de temps de vie engendré choisis au hasard. Ces histogrammes sont utilisés pour le calcul de l'erreur systématique due à la résolution sur le temps de vie

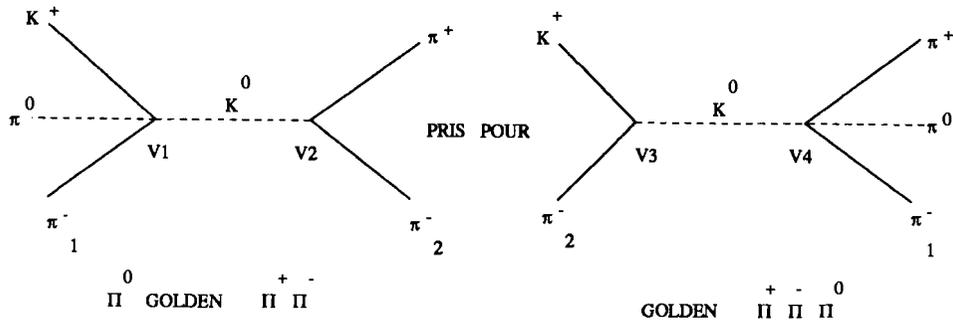


Figure 6.8: Les deux pions secondaires d'un événement $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ mal reconstruit n'ont pas la même cinématique

Il n'existe aucune raison pour que la normalisation α_B du bruit de fond soit différente de celle du signal. Si le bruit de fond ne possède pas lui-même une amplitude de violation de CP, sa seule influence est donc de diluer l'effet de violation de CP du signal.

Avec une amplitude de l'ordre de 1,3%, l'effet d'interférence violant CP dans le canal $\pi^+ \pi^-$ est quatre fois supérieur à celui attendu dans le canal $\pi^+ \pi^- \pi^0$ entre 1 et $4 \tau_S$. Comme les deux effets sont de signe opposé, la violation de CP dans le canal $\pi^+ \pi^- \pi^0$ pourrait être occultée beaucoup plus efficacement par le bruit de fond $\pi^+ \pi^-$ que par un autre bruit de fond sans violation de CP. Dans le pire des cas, le bruit de fond résiduel à courte durée de vie est entièrement dû à des désintégrations en $\pi^+ \pi^-$. Le pourcentage total de bruit de fond étant inférieur à 20% entre 1 et $4 \tau_S$, l'erreur systématique maximale (bruit de fond entièrement de type $\pi^+ \pi^-$) sur $\text{Re}(\eta_{+-0})$ et $\text{Im}(\eta_{+-0})$ est inférieure à 2.10^{-3} . Compte tenu des précisions statistiques, cet effet reste faible.

5.2 Le bruit de fond et la mesure de λ

Le bruit de fond est une source importante d'erreur systématique dans la mesure de la "conservation de CP". La mesure de λ est sensible à $y_B = (\alpha_{X<0} - \alpha_{X>0})_B$, la différence entre les normalisations du bruit de fond dans les deux moitiés de diagramme de Dalitz. On s'attend à ce que certaines des sources de bruit de fond à courte durée de vie aient une valeur de y_B différente de zéro et par conséquent soient susceptibles d'introduire une erreur systématique dans la mesure de λ .

Pourquoi y_B peut-il être différent de zéro?

Considérons tour à tour quelques-unes des différentes sources de bruit de fond à courte durée de vie afin de comprendre quelle peut être l'origine d'une normalisation différente de ces bruits de fond pour X positif et X négatif.

Les deux pions secondaires π^+ et π^- d'un événement $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ mal reconstruit (figure 6.8) n'ont en moyenne pas la même impulsion puisque le π^+ est un authentique pion secondaire tandis que le π^- est en réalité un pion primaire qui s'est retrouvé au vertex secondaire par erreur d'association des traces. Nous savons en effet que les pions secondaires ont des impulsions en moyenne plus faibles que les pions primaires. La variable cinématique de Dalitz X est donc biaisée pour une population d'événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+ \pi^-$ (pris pour du signal) de kaon chargé positivement (comme sur la figure 6.8) car pour une telle population le pion secondaire de charge positive est toujours plus énergétique que le pion secondaire de charge négative.

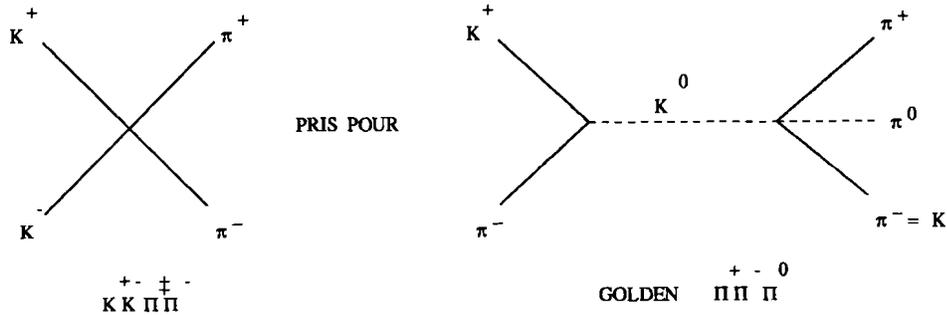


Figure 6.9: Confusion d'un kaon et d'un pion dans un événement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ faussement identifié comme événement du signal

Dans le cas d'une population d'événements $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$ dont le kaon est chargé négativement, c'est le pion secondaire de charge négative qui est toujours le plus énergétique et la variable X est biaisée dans le sens opposé du cas précédent.

Finalement nous constatons que les événements avec un K^+ ont tendance à s'accumuler dans une moitié du diagramme de Dalitz et les événements avec un K^- dans la moitié symétrique. Il en résulte que la normalisation varie en sens inverse dans les deux moitiés de diagramme de Dalitz ce qui se traduit par une valeur non nulle de y_B .

L'argument est également valable pour un événement de type $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-\gamma$ d'autant plus qu'un autre effet se superpose. Le photon rayonné ne peut l'être que par celui des deux pions secondaires de l'événement reconstruit qui est l'authentique pion secondaire. C'est donc toujours le pion de même charge que le kaon qui rayonne un photon et perd de l'énergie. La variable X est donc systématiquement biaisée en sens inverse selon que l'on a affaire à un événement de kaon chargé positivement ou négativement.

Mais l'effet le plus important est certainement attendu sur les événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$ comme le montre la figure 6.9. Il se peut que l'un des pions secondaires d'un événement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ faussement identifié comme événement du signal, soit en réalité un kaon. Dans ce cas, seul le pion secondaire de même charge que le kaon identifié en tant que tel est un authentique pion. Donc, la cinématique des deux particules secondaires est en moyenne très différente, d'où un décalage systématique de la variable X. Pour les mêmes raisons que celles données dans le cas des $\pi^0 + \text{Golden } \pi^+\pi^-$, y_B doit être différent de zéro pour ces événements.

Effets de y_B sur la mesure de λ

La figure 6.10 montre comment varie λ extrait de l'ajustement en fonction de y_B pour une distribution de bruit de fond exponentiellement décroissante en fonction de t dont la proportion totale par rapport aux événements du signal est de 2%. Le signal a été engendré avec une amplitude conservant CP correspondant à $\lambda=0,031$.

Nous voyons sur cette figure que λ extrait peut être très différent de 0,031 à cause de y_B . La valeur de y_B devra donc être précisément contrôlée si l'on veut limiter l'incertitude systématique sur λ due au bruit de fond. Pour des valeurs de y_B inférieures à une valeur seuil y_S de 0,15 et en particulier pour y_B nul, le bruit de fond dilue le signal de conservation de CP et conduit à une sous-estimation de λ . Lorsque y_B devient supérieur à y_S , le bruit de fond simule un effet de conservation de CP et provoque au contraire une surestimation de λ .

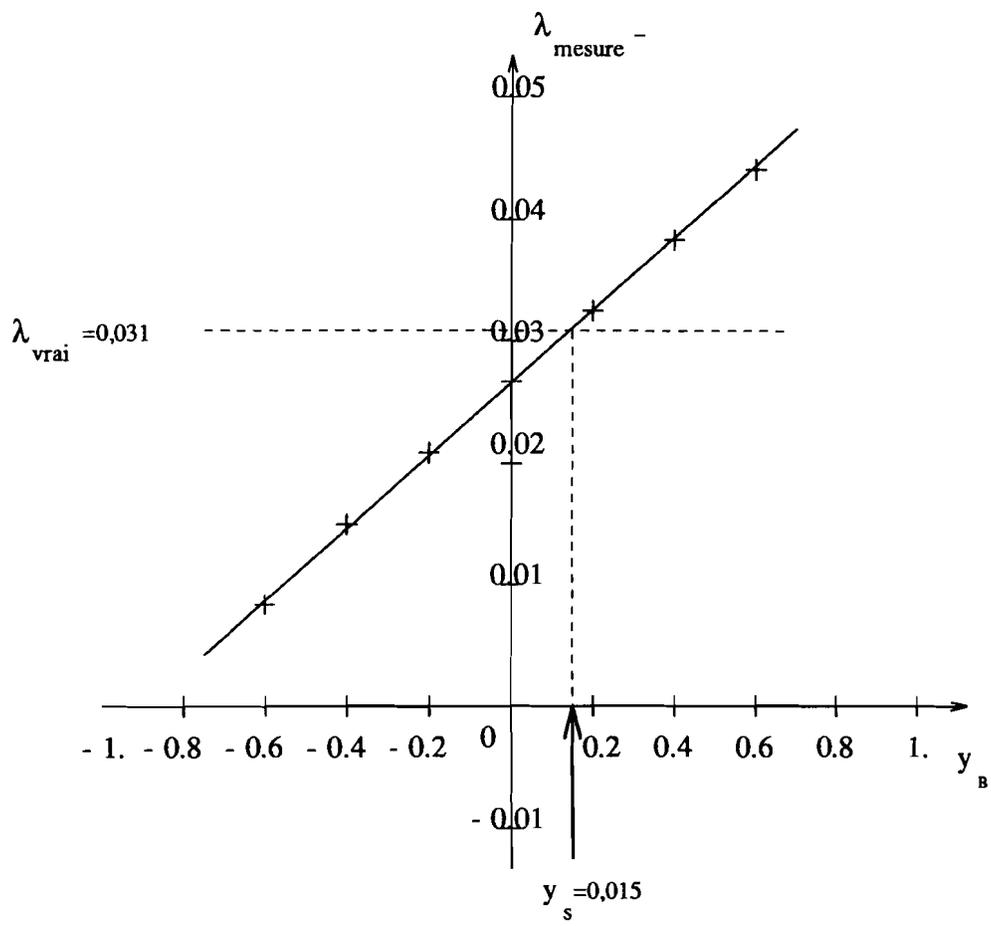


Figure 6.10: Variation du λ mesuré en fonction de la différence des normalisations du bruit de fond en $X < 0$ et $X > 0$

Le problème qui se pose est l'évaluation précise de y_B pour les bruits de fond mentionnés plus haut: le $K^+K^-\pi^+\pi^-$, le π^0 +Golden $\pi^+\pi^-$ et le π^0 +Golden $\pi^+\pi^-\gamma$. A cause de la faible acceptance de ces événements de bruit de fond, il n'est pas possible de réunir les quelques centaines d'événements nécessaires pour un calcul suffisamment précis de y_B . On pourrait atteindre une précision statistique suffisante en calculant y_B sur les événements qui ont été rejetés par les coupures sur les $K^+K^-\pi^+\pi^-$ et les π^0 +Golden $\pi^+\pi^-$. Cependant la proportion de signal dans ces événements est importante et il serait indispensable de connaître le y du signal, c'est à dire en fin de compte λ pour mener à bien un tel calcul. Pour ces raisons, nous ne tenterons pas de déterminer le y_B des différents types de bruit de fond mais plutôt d'effectuer un calcul global de y_B pour le bruit de fond total à faible durée de vie afin d'en déduire l'erreur systématique sur la mesure de λ .

Calcul de y_B

A partir de maintenant, toutes les fois que nous parlerons de la normalisation, il s'agira de la normalisation de conservation de CP: $N_{X<0-X>0}$ pour le signal ou y_B pour le bruit de fond.

Les données réelles sont composées d'un mélange d'événements de bruit de fond et de signal $\pi^+\pi^-\pi^0$ caractérisés par une normalisation a priori différente. Même si l'on connaît précisément (ce qui est le cas) la proportion relative de ces deux contributions, la mesure de la normalisation totale ne nous permet d'accéder à la normalisation du bruit de fond y_B que si l'on connaît la normalisation du signal c'est à dire en définitive λ que précisément nous cherchons à mesurer.

Une particularité remarquable des asymétries théoriques de conservation de CP va nous permettre de sortir de ce mauvais pas. Sur la partie inférieure de la figure 6.11 sont représentées les asymétries théorique de conservation de CP pour différentes valeurs de λ . Nous constatons que ces asymétries s'annulent toutes au même temps $t \approx 3,25\tau_S$ ce qui signifie que la normalisation des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ à $3,25\tau_S$ est nulle quelle que puisse être la valeur de λ . La normalisation du signal étant connue entre $2,75$ et $3,75\tau_S$ (approximativement nulle) nous pouvons donc utiliser cette zone pour calculer y_B .

Sur la partie supérieure de la figure 6.11, sont représentées les distributions normalisées des données réelles et simulées pour des événements de kaon chargé positivement et de X négatif. La différence entre le nombre d'événements des données réelles et le nombre d'événements Monte-Carlo entre $2,75$ et $3,75\tau_S$ nous fournit le nombre d'événements de bruit de fond $N_{K^+,X<0}$ dans cette zone. On détermine de manière équivalente les nombres $N_{K^-,X<0}$, $N_{K^+,X>0}$ et $N_{K^-,X>0}$ d'événements de bruit de fond entre $2,75$ et $3,75\tau_S$.

On trouve:

$$N_{K^+,X<0} = 177 \pm 29 \quad (6.27)$$

$$N_{K^-,X<0} = 162 \pm 27 \quad (6.28)$$

$$N_{K^+,X>0} = 201 \pm 30 \quad (6.29)$$

$$N_{K^-,X>0} = 192 \pm 27 \quad (6.30)$$

On calcule alors y_B en effectuant:

$$y_B = \frac{N_{K^+,X<0}}{N_{K^-,X<0}} - \frac{N_{K^+,X>0}}{N_{K^-,X>0}} = 0,04 \pm 0,34 \quad (6.31)$$

L'erreur systématique sur la mesure de λ reflétera directement l'incertitude (erreur statistique) sur y_B qu'il est donc important de réduire au maximum. Avec l'accroissement de la

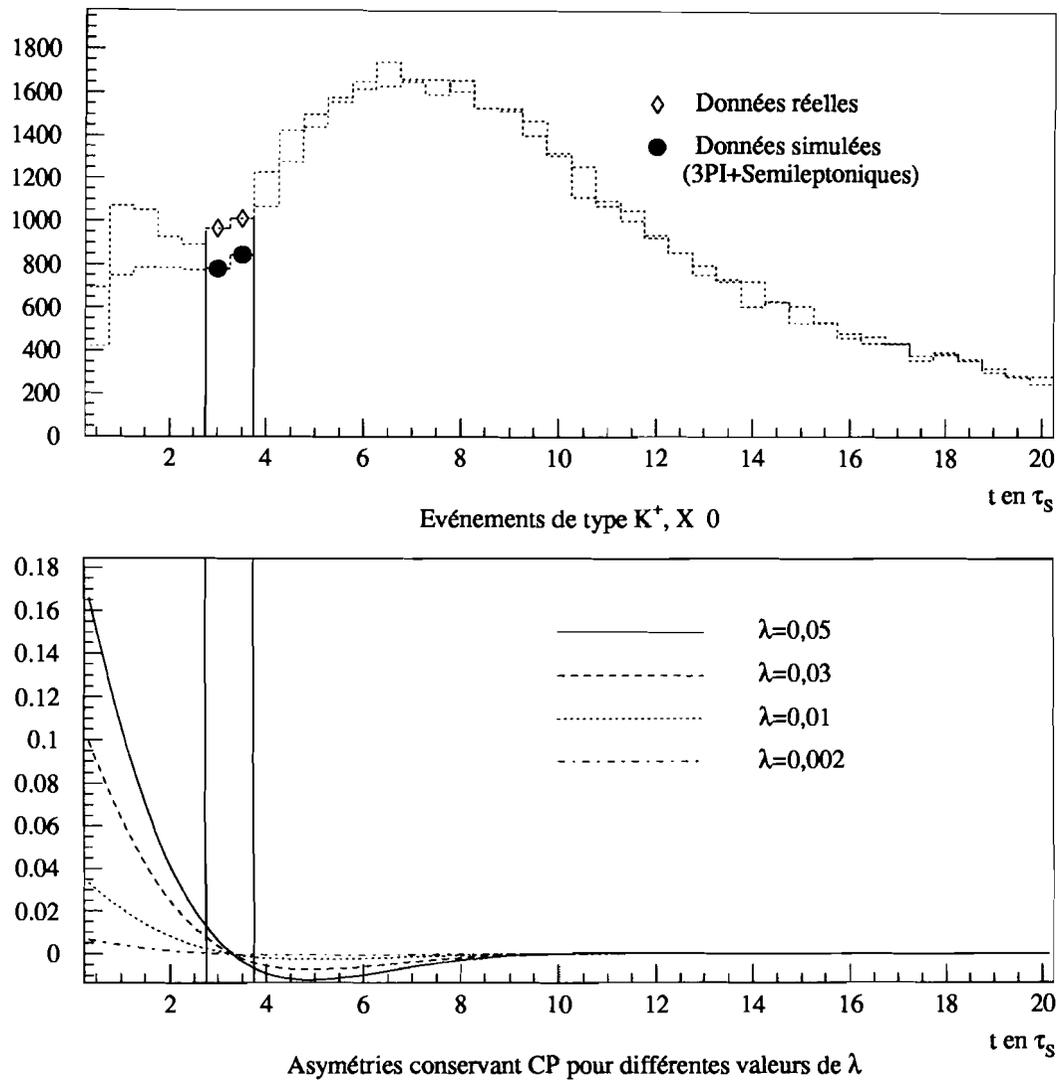


Figure 6.11: Mise en évidence d'une zone d'asymétrie nulle pour le signal et utilisation de cette zone pour le calcul de la normalisation de conservation de CP du bruit de fond à faible durée de vie

statistique disponible en données simulées ainsi qu'en données réelles cette incertitude pourra être réduite. En attendant, il est possible d'obtenir une valeur plus précise de y_B par un calcul utilisant différemment les nombres $N_{K^+,X<0}$, $N_{K^-,X<0}$, $N_{K^+,X>0}$ et $N_{K^-,X>0}$ si l'on fait les deux hypothèses suivantes:

- La normalisation globale a du bruit de fond est identique à la normalisation globale du signal qui est de 1,14.

$$a = \frac{N_{K^+}}{N_{K^-}} = 1,14 \quad (6.32)$$

- Les événements de bruit de fond de kaon chargé positivement et ceux de kaon chargé négativement ont des distributions symétriques l'une de l'autre par rapport à l'axe $X=0$ dans le diagramme de Dalitz. Ceci signifie que le processus qui tend à accumuler les kaons d'une charge donnée dans une moitié du diagramme de Dalitz est le même que celui qui repousse les kaons de charge opposée dans la moitié de diagramme de Dalitz symétrique. Cette propriété conduit à la relation suivante:

$$R = \frac{N_{K^+,X>0}}{N_{K^+,X<0}} = \frac{N_{K^-,X<0}}{N_{K^-,X>0}} = \frac{N_{K^+,X>0} + N_{K^-,X<0}}{N_{K^+,X<0} + N_{K^-,X>0}} \quad (6.33)$$

Elle découle naturellement des raisons qui ont été invoquées dans la section précédente pour expliquer que les bruits de fond $K^+K^-\pi^+\pi^-$, $\pi^0+\text{Golden } \pi^+\pi^-$ et $\pi^0+\text{Golden } \pi^+\pi^-\gamma$ puissent avoir une normalisation de conservation de CP différente de zéro.

Utilisant, ces relations on montre que:

$$a = \frac{N_{K^+,X<0}}{N_{K^-,X>0}} = \frac{N_{K^+,X>0}}{N_{K^-,X<0}} \quad (6.34)$$

D'où:

$$\frac{N_{K^+,X<0}}{N_{K^-,X<0}} = \frac{a}{R} \quad (6.35)$$

$$\frac{N_{K^+,X>0}}{N_{K^-,X>0}} = aR \quad (6.36)$$

Et finalement:

$$y_B = \frac{a}{R} - aR \quad (6.37)$$

R est calculé en utilisant l'expression de droite de 6.33 à l'aide des nombres d'événements donnés par les égalités 6.27 à 6.30:

$$R = 0,98 \pm 0,15 \quad (6.38)$$

Connaissant a , on en déduit finalement y_B avec une meilleure précision statistique que précédemment.

$$\boxed{y_B = 0,04 \pm 0,25} \quad (6.39)$$

Calcul de l'erreur systématique

On peut maintenant calculer l'erreur systématique due au bruit de fond résiduel à courte durée de vie avec le pourcentage total de ce bruit de fond ($3,1\% \pm 0,2\%$), la distribution de son taux en fonction de t ($\exp(-0,668 - 0,6311 \times t)$) et la valeur de sa normalisation ($y_B = 0,04 \pm 0,25$). Le paramètre qui comporte la plus grande incertitude est y_B . Il sera pour cette raison la principale source d'erreur systématique.

En utilisant une simulation simplifiée, on génère du signal avec une amplitude conservant CP ($\lambda = 0,031$). On lui ajoute une distribution de $3,3\%$ de bruit de fond paramétrisée par l'exponentielle $\exp(-0,668 - 0,6311 \times t)$. On fait alors varier y_B entre $y_{Bmin} = -0,21$ et $y_{Bmax} = 0,29$ et on extrait les paramètres λ_{min} et λ_{max} de l'ajustement des asymétries. La différence entre λ engendré ($0,031$) et λ_{min} puis entre λ engendré et λ_{max} , nous donne les erreurs systématiques supérieures et inférieures sur le paramètre λ . Il est à noter que les erreurs systématiques calculées de cette manière ne dépendent pas de la valeur de λ engendrée.

Les résultats sont donnés dans le tableau suivant:

[%]	y_{Bmin}	y_{Bmax}	λ_{min}	λ_{max}	$E(\lambda)$
$3,1 \pm 0,2$	-0,21	0,29	0.014	0.038	$\begin{matrix} +0.017 \\ -0.007 \end{matrix}$

Table 6.1: Erreur systématique due au bruit de fond à faible durée de vie sur la mesure de λ

On calcule de manière identique l'erreur systématique due au bruit de fond semileptonique dont la normalisation y_B est nulle. Elle est trouvée complètement négligeable ($< 0,0005$).

6 La régénération

La régénération (voir chapitre 3) constitue une source d'erreur systématique car elle modifie la loi d'évolution au cours du temps du mélange $K^0 \bar{K}^0$ et peut ainsi simuler ou masquer des effets de violation de CP. Pour cette raison, la quantité de matière dans le détecteur a été réduite au maximum, notamment par le choix d'une cible gazeuse et de matériaux de très faibles densités pour la construction des chambres. On montre que l'effet de la régénération sur les mesures réalisées dans le canal $\pi^+ \pi^- \pi^0$ est complètement négligeable compte tenu de la faible épaisseur de matière traversée par les kaons neutres dans les quatre premiers τ_S où les asymétries sont attendues. L'effet de la régénération sur la mesure de la conservation de CP est nul car il disparaît dans la différence des deux asymétries calculées dans les deux moitiés de diagramme de Dalitz.

7 Contamination réciproque des amplitudes conservant et violant CP

7.1 Effet de la violation de CP sur la mesure de λ

Les paramètres de violation de CP disparaissent complètement dans la différence des deux asymétries: $A_{X<0}(t) - A_{X>0}(t)$ comme nous l'avons montré au chapitre 3. Par conséquent le terme d'interférence violant CP n'introduit aucune erreur systématique dans la mesure du terme d'interférence conservant CP.

7.2 Effet de l'amplitude conservant CP sur la mesure de la violation de CP

Influence de l'asymétrie de l'acceptance en X

La réciproque n'est pas aussi évidente. On a vu au chapitre 3 que par l'ajustement de l'asymétrie de violation de CP, il était possible d'extraire la partie imaginaire de η_{+-0} ainsi que:

$$Re(\eta_{+-0}) + T_{CP} \quad (6.40)$$

avec

$$T_{CP} = \frac{\int_{X,Y} \gamma X a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} a_L(Y)^2 dX dY} \quad (6.41)$$

où $a_L(Y) = \alpha + \beta Y$ est l'amplitude du K_L se désintégrant en $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

T_{CP} est la manifestation directe de l'amplitude conservant CP de la désintégration du K_S en $\pi^+ \pi^- \pi^0$. Il disparaît par intégration de l'amplitude antisymétrique en X ($\gamma X a_L(Y)$) sur la surface symétrique en X du diagramme de Dalitz et on peut accéder directement à $Re(\eta_{+-0})$. Cette heureuse disparition de T_{CP} correspond cependant au cas idéal où l'acceptance de notre détecteur et de notre sélection serait parfaitement symétrique en X.

En réalité, l'expression de T_{CP} est modifiée par l'acceptance du détecteur de la façon suivante:

$$\frac{\int_{X,Y} \gamma X Acc(X,Y) a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} Acc(X,Y) a_L(Y)^2 dX dY} \quad (6.42)$$

où intervient l'acceptance $Acc(X,Y)$ du détecteur (on néglige ici l'influence de sa dépendance en t) et où l'on remarque que si cette acceptance est légèrement dissymétrique en X, le terme conservant CP ne s'annule plus.

On peut récrire T_{CP} sous la forme:

$$T_{CP} = T_{CP}(X > 0) - T_{CP}(X < 0) \quad (6.43)$$

avec

$$T_{CP}(X > 0) = \frac{\int_{X>0} \gamma X Acc(X,Y) a_L(Y) dX dY}{\int_{X>0} Acc(X,Y) a_L(Y)^2 dX dY} \quad (6.44)$$

$$T_{CP}(X < 0) = \frac{\int_{X<0} \gamma X Acc(X,Y) a_L(Y) dX dY}{\int_{X<0} Acc(X,Y) a_L(Y)^2 dX dY} \quad (6.45)$$

On voit que la nullité de T_{CP} découle de l'égalité de $T_{CP}(X > 0)$ et $T_{CP}(X < 0)$ lorsque l'acceptance est parfaitement symétrique en X.

Cependant, il est important de remarquer que chacun des deux termes $T_{CP}(X > 0)$ et $T_{CP}(X < 0)$ est attendu avec une valeur près de vingt fois supérieure à $Re(\eta_{+-0})$. Il suffirait donc d'une légère asymétrie (5%) de l'acceptance en X pour que T_{CP} soit du même ordre de grandeur que $Re(\eta_{+-0})$. L'erreur systématique provoquée par une éventuelle dissymétrie de l'acceptance favorisant le terme conservant CP doit donc être étudiée.

Calcul de l'erreur systématique

Nous allons évaluer T_{CP} . Notre objectif n'est pas d'effectuer un calcul de précision de ce terme mais plutôt d'en déterminer une borne supérieure afin de s'assurer que son effet systématique est faible.

Dire que l'acceptance n'est pas symétrique en X signifie que la probabilité de sélection d'un événement dont le π^+ secondaire est plus énergétique que le π^- secondaire est différente de celle d'un événement dont c'est le π^- secondaire qui est le plus énergétique. On sait que les différences d'interaction des π^+ et des π^- dans le détecteur sont très faibles, la différence la

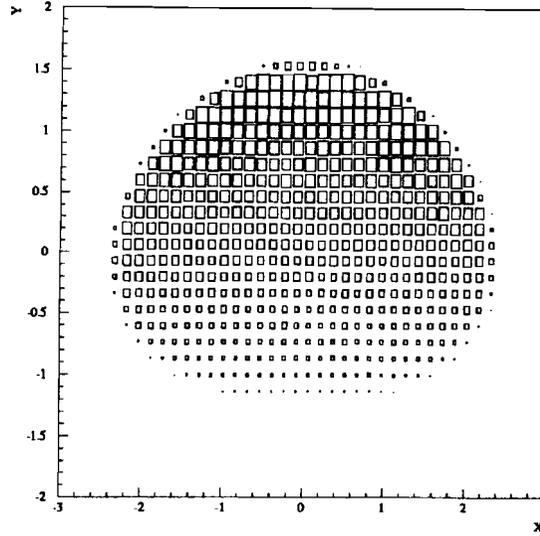


Figure 6.12: diagramme de Dalitz des événements $\pi^+\pi^-\pi^0$ Monte-Carlo produits uniformément

plus sensible se situant à des impulsions de près de 300 Mev/c, correspondant à la résonance $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}$ que l'on ne retrouve pas pour le π^- . Comme l'interaction forte responsable d'une éventuelle asymétrie π^+/π^- est mal connue et pour cette raison mal simulée à faible énergie et comme la valeur de T_{CP} est sensible à de très petites asymétries par rapport à X, on n'utilisera pas les données simulées pour calculer T_{CP} mais les données réelles. Nous supposons de plus pour effectuer le calcul que les données réelles ne contiennent pas de bruit de fond.

On a:

$$T_{CP} = \frac{\int_{X,Y} \gamma X \text{Acc}(X,Y) a_L(Y) dX dY}{\int_{X,Y} \text{Acc}(X,Y) a_L(Y)^2 dX dY} \quad (6.46)$$

On utilise dans le calcul les valeurs connues de α et β ainsi que la valeur de γ calculée à partir de tous les canaux de désintégration connus des kaons chargés.

Afin de calculer les deux intégrales où intervient l'acceptance $\text{Acc}(X,Y)$, on procède de manière analogue avec la méthode utilisée dans la section 3. Cependant, il nous faut cette fois-ci tenir compte du fait que la distribution des événements réels dans le diagramme de Dalitz n'est plus plate comme celle des données simulées utilisées dans le calcul de $F(t)$. En fait, les événements réels sont distribués dans le diagramme de Dalitz suivant l'amplitude $a_L(Y)^2$ de désintégration du K_L (figure 6.12). Pour calculer le numérateur de T_{CP} , on somme donc sur tous les événements du diagramme de Dalitz pondérés par $\gamma X/a_L(Y)$.

Ce faisant on utilise:

$$\gamma X a_L(Y) = a_L(Y)^2 \times \gamma X/a_L(Y) \quad (6.47)$$

Pour calculer le dénominateur on somme de la même manière mais sans appliquer de poids car les événements sont déjà distribués suivant $a_L(Y)^2$.

On trouve finalement:

$$T_{CP} = -0,67.10^{-4} \pm 0,63.10^{-4} \quad (6.48)$$

Ce résultat prouve que l'acceptance est remarquablement symétrique en X et que de ce fait, l'amplitude conservant CP n'introduit pratiquement pas d'effet systématique dans la mesure

de la violation de CP.

8 Résultats finals

8.1 $\text{Re}(\eta_{+-0})$, $\text{Im}(\eta_{+-0})$, λ

Les différentes erreurs systématiques sont résumées dans le tableau suivant:

	$\text{Re}(\eta_{+-0})$	$\text{Im}(\eta_{+-0})$	λ
Normalisation	1.10^{-3}	2.10^{-3}	Corrigée
Acc(X,Y,t)	////	////	Corrigée
Résolution sur t	1.10^{-4}	4.10^{-4}	1.10^{-3}
Bruit de fond	2.10^{-3}	2.10^{-3}	$+0.017$ -0.007
Régénération	Négligeable	Négligeable	Négligeable
Contamination	$< 2.10^{-4}$	////	////

Table 6.2: Erreurs systématiques sur les paramètres λ , $\text{Re}(\eta_{+-0})$, $\text{Im}(\eta_{+-0})$

Les valeurs finales des paramètres sont:

$$\text{Re}(\eta_{+-0}) = (-3 \pm 15_{STAT} \pm 2, 2_{SYST}).10^{-3} \quad (6.49)$$

$$\text{Im}(\eta_{+-0}) = (-11 \pm 18_{STAT} \pm 2, 8_{SYST}).10^{-3} \quad (6.50)$$

$$\lambda = (40 \pm 11(stat) \pm 17^7(syst)).10^{-3} \quad (6.51)$$

Ces valeurs seront discutées au chapitre suivant et dans la conclusion.

8.2 Détermination de γ , et du taux de branchement $Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1)$

A partir de la valeur de λ extraite, on détermine γ en utilisant la relation:

$$\gamma = \lambda \frac{\int_{X,Y} a_L(Y)^2 dX dY}{\int_{X,Y} X a_L(Y) dX dY} = \lambda \times 46,67 \pm 0,71 \quad (6.52)$$

On a utilisé les valeurs de α et β déterminées dans les canaux de désintégration des kaons chargés.

On trouve:

$$\gamma = 1,87 \pm_{0,61}^{0,93} \quad (6.53)$$

Le taux de branchement de la désintégration conservant CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ est donné par:

$$Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1) = Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \frac{\Gamma_S^{+-0} \tau_S}{\Gamma_L^{+-0} \tau_L} \quad (6.54)$$

avec

$$\frac{\Gamma_S^{+-0}}{\Gamma_L^{+-0}} = \frac{\int_{X,Y} (\gamma|X|)^2 dX dY}{\int_{X,Y} a_L(Y)^2 dX dY} \quad (6.55)$$

Par ailleurs, en utilisant l'expression de λ , on peut réécrire ce taux de branchement sous la forme:

$$Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1) = Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \frac{\tau_S}{\tau_L} \xi \lambda^2 \quad (6.56)$$

avec

$$\xi = \frac{\int_{X,Y} |X|^2 dX dY \int_{X,Y} a_L(Y)^2 dX dY}{(\int_{X,Y} |X| a_L(Y) dX dY)^2} \quad (6.57)$$

Le facteur ξ peut être calculé à partir des valeurs de α et β mesurées dans les canaux de désintégration des kaons.

$$\xi = 1,479 \pm 0,022 \quad (6.58)$$

On obtient finalement:

$$\begin{aligned} Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1) &= (0,1238 \pm 0,0022)_{B_L} \times [(1,726 \pm 0,014) \times 10^{-3}]_r \times (1,479 \pm 0,022)_\xi \times \lambda^2 \\ &= (3,160 \pm 0,076) \times 10^{-4} \times \lambda^2 \end{aligned} \quad (6.59)$$

D'où

$$\boxed{Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1) = (5,06_{-2,75}^{+6,44}) \times 10^{-7}} \quad (6.60)$$

résultat final dans lequel toutes les erreurs ont été combinées quadratiquement.

Chapitre 7

Résultats, discussion

Dans ce chapitre les résultats préliminaires récemment obtenus par CPLEAR dans les canaux semileptonique et $\pi^+\pi^-$ (présentés à la conférence de Tokyo [39]) sont présentés et discutés. Suivent un examen et une discussion plus détaillés des résultats obtenus dans cette thèse dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$. Enfin, on montre comment les mesures de CPLEAR permettent d'établir un nouveau test plus précis de la symétrie CPT dans le mélange et une nouvelle limite supérieure sur la différence de masse entre le K^0 et le \bar{K}^0 qui constitue la meilleure limite actuelle sur une différence de masse particule-antiparticule.

1 Les canaux semileptonique et $\pi^+\pi^-$

Le tableau 7.1 résume les résultats obtenus par CPLEAR (présentés à la conférence de Tokyo) incluant les données de 1993 sur les paramètres des différents canaux ainsi que les valeurs moyennes mondiales de ces paramètres (Particle Data Group de 1994). Les précisions sur ces mesures seront améliorées approximativement d'un facteur 2 à la fin de la prise de données (fin de 1995).

Le canal semileptonique

A l'heure actuelle, tous les paramètres mesurant la violation de CP dans le canal semileptonique restent compatibles avec zéro cependant:

- Avec les précisions finales, une violation directe de T doit être mesurée de manière statistiquement significative car si CPT est conservée, $\Re(\epsilon_T) = \Re(\epsilon_L) = 1,6 \cdot 10^{-3}$. Cette mesure constituera la première mise en évidence de la violation de T en physique. Si, au contraire, $\Re(\epsilon_T)$ reste compatible avec zéro ou dévie significativement de $\Re(\epsilon_L)$, il faudra en conclure à une violation de CPT.
- Le test direct de la symétrie CPT par la mesure de $\Re(\delta_{CPT})$ constitue une première.
- Une première mise en évidence de $\Re(\epsilon_S)$ devrait être obtenue avec la statistique finale.

Les précisions existantes sur les parties réelles et imaginaires du paramètre x , qui teste la validité de la règle $\Delta S = \Delta Q$, sont déjà nettement améliorées par CPLEAR.

La précision sur Δm approche la précision mondiale et devrait considérablement l'améliorer avec la statistique finale.

Dans le futur, les précisions sur les paramètres de la violation de T et de CPT seront accrues d'un ordre de grandeur dans les usines à ϕ par l'étude des désintégrations en semileptoniques [28]. Ces mesures seront effectuées en utilisant des K^0 et des \bar{K}^0 suivant une méthode

Paramètre	CPLEAR '93 [39]	PDG '94 [10]
$ \eta_{+-} [10^{-3}]$	$2,270 \pm 0,047_{stat} \pm 0,032_{syst}$	$2,269 \pm 0,023$
$\phi_{+-} [^\circ]$	$43,7 \pm 1,0_{stat} \pm 1,1_{syst}$	$44,3 \pm 0,8$
$\Re(x)[10^{-3}]$	$7,2 \pm 8,7_{stat} \pm 15,7_{syst}$	6 ± 18
$\Im(x)[10^{-3}]$	$4,8 \pm 4,3_{stat} \pm 1,3_{syst}$	-3 ± 26
$\Delta m[10^{10}\hbar s^{-1}]$	$0,5285 \pm 0,0033_{stat} \pm 0,0014_{syst}$	$0,5333 \pm 0,0027$
$\Re(\epsilon_S)[10^{-3}]$	$0,90 \pm 0,72_{stat} \pm 0,3_{syst}$	-
$\Re(\epsilon_T)[10^{-3}]$	$1,58 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{syst}$	-
$\Re(\delta_{CPT})[10^{-3}]$	$0,07 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{syst}$	-

Table 7.1: Résultats préliminaires de CPLEAR pour '93 dans les canaux semileptonique et $\pi^+\pi^-$ et comparaison avec les valeurs de PDG '94

analogue à celle de CPLEAR, les kaons neutres étant étiquetés par leurs désintégrations ou en étudiant les asymétries de charge de faisceaux de K_S et de K_L .

Le canal $\pi^+\pi^-$

La précision sur la mesure de la phase ϕ_{+-} approche la précision mondiale. CPLEAR devrait produire la mesure la plus précise de ce paramètre avec la statistique finale. Grâce à la mesure de cette phase avec une précision de l'ordre du demi-degré par CPLEAR et E773, il sera possible de tester la différence relative de masse entre K^0 et \overline{K}^0 à $5 \cdot 10^{-19}$ près.

2 Le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$

Paramètre	Notre mesure	Meilleure mesure existante
$\Re(\eta_{+-0})[10^{-3}]$	$-3 \pm 15_{stat} \pm 1,7_{syst}$	130 ± 200
$\Im(\eta_{+-0})[10^{-3}]$	$-11 \pm 18_{stat} \pm 2,8_{syst}$	170 ± 270
$\lambda[10^{-3}]$	$40 \pm 11(stat) \pm 17_{7,1}^{17}$ (syst)	< 400 (68% <i>C.L</i>)
γ	$1,87 \pm 0,93_{0,61}$	$1,45 \pm 0,21$
$Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1)[10^{-7}]$	$5,06 \pm 6,44_{2,75}$	-

Table 7.2: Résultats préliminaires de CPLEAR pour '93 dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ et comparaison avec les valeurs de PDG '94

Le tableau 7.2 résume les mesures présentées dans cette thèse. Les précisions de CPLEAR sur les paramètres du canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ sont dix fois meilleures que celles des mesures existantes. A la fin de la prise de données, les erreurs statistiques seront réduites de moitié. Il sera alors avantageux d'appliquer la sélection plus sévère décrite au chapitre 6 pour réduire les erreurs systématiques dues au bruit de fond qui seront les erreurs dominantes.

Les résultats obtenus sont en accord avec $\eta_{+-0} = \epsilon$ et compatibles avec les résultats récemment publiés par l'expérience E621 [35] [36] à Fermilab :

$$\Im(\eta_{+-0})[10^{-3}] = -15 \pm 17_{stat} \pm 25_{syst} \quad (7.1)$$

en fixant $\Re(\eta_{+-0})$ à $\Re(\epsilon)$ dans l'ajustement.

$$|\lambda| = 35_{-11}^{+19}(stat) \pm 4(syst) \quad (7.2)$$

La statistique disponible restera insuffisante dans ce canal pour mesurer de façon significative la violation de CP. En revanche, la mise en évidence (à trois écarts standards) d'un effet d'interférence entre les amplitudes conservant CP de la désintégration du K_S et du K_L en $\pi^+\pi^-\pi^0$ a été effectuée. Cette mesure constitue avec le résultat de E621 [36] la première observation de l'amplitude conservant CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ et permet la première détermination directe de γ . Les résultats sont en accord avec les prédictions de la théorie des perturbations chirale et avec l'estimation indirecte par ajustement global des mesures réalisées sur les kaons chargés.

La violation de CP dans le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ ne sera peut être pas mise en évidence avant longtemps car les usines à ϕ qui prendront bientôt le relai dans l'étude des kaons ne seront

pas capables de séparer les amplitudes conservant et violant CP de la désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ en exploitant leurs faisceaux de K_S [29](ces K_S sont étiquetés dans les usines à ϕ par la détection du K_L associé). En revanche, ces usines pourront mesurer le taux de branchement de la désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ avec une précision relative de l'ordre de 10^{-3} . Ces mesures permettront de tester très précisément les calculs effectués en théorie chirale. D'autre part, les usines à ϕ devraient atteindre une très bonne sensibilité dans la mesure des asymétries entre les kaons chargés dans les canaux de désintégration en trois pions et peut être mettre en évidence une violation directe de CP dans ces canaux.

3 Amélioration du test indirect de CPT par comparaison de ϕ_{+-} et ϕ_{SW}

En comparant les phases des deux membres de la relation:

$$\eta_{+-} = \epsilon_T - \delta_{CPT} + i(\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2}) \quad (7.3)$$

on réalise un test de CPT dans le mélange (voir chapitre 2) qui peut s'exprimer sous la forme d'une limite sur la différence des masses du K^0 et du \bar{K}^0 . En effet, en remplaçant dans l'égalité précédente les expressions des paramètres η_{+-} , ϵ_T et δ_{CPT} suivantes:

$$|\delta_{CPT}| = \frac{|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|}{\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta\Gamma^2}} e^{i(\phi_{SW} + \frac{\pi}{2})} \quad (7.4)$$

$$\epsilon_T = |\epsilon_T| e^{i\phi_{SW}} \quad (7.5)$$

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} \quad (7.6)$$

on obtient en égalisant les parties imaginaires:

$$|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}| = ||\eta_{+-}|[(\phi_{+-} - \phi_{SW}) - (\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2}) \cos(\phi_{SW})]| \sqrt{4\Delta m^2 + \Delta\Gamma^2} \quad (7.7)$$

avec

$$\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2} = \frac{\Gamma_L}{\Gamma_S |\eta_{+-}|} [4.BR(K_L \mapsto \ell^+ \pi^- \nu) \Im(\mathbf{x}) - BR(K_L \mapsto 3\pi) \Im(\eta_{I=0} - \eta_{3\pi(I=1)})] \quad (7.8)$$

Utilisant les valeurs de $\Im(\mathbf{x})$ et $\Im(\eta_{3\pi(I=1)})$ mesurées par CPLEAR, l'incertitude sur la valeur de $\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2}$ est considérablement réduite:

$$\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2} \leq 1,2^\circ \quad (7.9)$$

au lieu de $\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2} \leq 2,7^\circ$ avec les valeurs du PDG de 1994. En utilisant également les valeurs de ϕ_{+-} et de Δm mesurées dans CPLEAR, on trouve:

$$\boxed{\frac{|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|}{m_{K^0}} \leq 2,1.10^{-18} \quad 90\% \quad CL} \quad (7.10)$$

Ceci est la meilleure limite atteinte sur une différence de masse particule-antiparticule.

Par ailleurs, la contribution de CPLEAR au test de la violation de CPT dans le mélange est majeure pour deux raisons:

- Les paramètres mesurés dont on a besoin pour effectuer ce test sont ϕ_{+-} , Δm , $\Im(x)$, $\Im(\eta_{3\pi(I=1)})$ et ϕ_{SW} qui dépend principalement de τ_S et Δm (τ_L peut être négligé devant τ_S). Sur tous ces paramètres, CPLEAR devrait atteindre les meilleures précisions avec les statistiques finales.
- Δm intervient dans la mesure de ϕ_{+-} sous la forme $(\Delta m t - \phi_{+-})$ dans les expressions des observables. Par conséquent, la valeur extraite pour ϕ_{+-} dépend étroitement de la valeur à laquelle est fixée Δm dans l'ajustement. Avec la valeur moyenne mondiale de Δm de 1992 [8], on obtenait:

$$\phi_{+-} - \phi_{SW} = 2,9^\circ \pm 1,2^\circ \quad (7.11)$$

ce qui pouvait être interprété comme un effet de violation de CPT à $2,4 \sigma$.

L'expérience E731, en mesurant Δm et ϕ_{+-} simultanément dans le canal $\pi^+\pi^-$, trouve une valeur inférieure de deux écarts standards à la valeur moyenne mondiale pour Δm et obtient $\phi_{+-} - \phi_{SW} = -1,2^\circ \pm 1,4^\circ$ [33], résultat statistiquement compatible avec la conservation de CPT. L'expérience E773 à Fermilab aboutit à des résultats très proches [30] de ceux de E731. La conclusion de ces deux études est que Δm était surévalué. Cependant, dans ces deux expériences, ϕ_{+-} et Δm sont déterminés dans le même canal et la fonction de corrélation entre ces deux paramètres doit être parfaitement maîtrisée. La détermination complètement indépendante de Δm (dans le canal semileptonique) et ϕ_{+-} (dans le canal $\pi^+\pi^-$) avec une grande précision par CPLEAR devrait permettre de clarifier complètement la situation.

Conclusion

Près de 180000 désintégrations de kaons neutres en $\pi^+\pi^-\pi^0$ ont été sélectionnées entre 0 et $20\tau_S$ et 15000 entre 0 et $3\tau_S$ où les effets d'interférence se font principalement sentir. A partir de ces données, une mesure des parties réelles et imaginaires du paramètre de violation de CP, η_{+-0} , a été effectuée, améliorant d'un ordre de grandeur les précisions sur ces paramètres.

$$Re(\eta_{+-0}) = (-3 \pm 15_{STAT} \pm 2, 2_{SYST}).10^{-3}$$

$$Im(\eta_{+-0}) = (-11 \pm 18_{STAT} \pm 2, 8_{SYST}).10^{-3}$$

On peut donc établir une limite supérieure sur $Im(\eta_{+-0})$ bien meilleure que la limite actuelle, résultat important pour que le test de CPT par comparaison des phases ϕ_{+-} et ϕ_{SW} soit réellement significatif.

Les mêmes événements ont également permis la mesure du terme d'interférence λ entre les amplitudes conservant CP du K_S et du K_L en $\pi^+\pi^-\pi^0$, conduisant à la mise en évidence à trois écarts standards de l'amplitude conservant CP du K_S .

$$\lambda = (40 \pm 11(stat) \pm_{7,1}^{17}(syst)).10^{-3}$$

A partir de la valeur de λ mesurée, le taux de branchement $Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ ainsi que le coefficient γ de l'amplitude conservant CP du K_S ont été calculés.

$$Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1) = (5,06_{-2,75}^{+6,44}) \times 10^{-7}$$

$$\gamma = 1,87_{0,61}^{+0,93}$$

Ces valeurs sont en bon accord avec les résultats obtenus à partir d'un ajustement global de toutes les mesures effectuées à ce jour dans les canaux de désintégration des kaons chargés. Elles sont également en bon accord avec les prédictions de la théorie chirale.

La principale source d'erreur systématique est le bruit de fond résiduel à faible durée de vie. Ce taux de bruit de fond sera réduit par un facteur trois grâce à l'adoption d'une sélection optimisée décrite dans le chapitre 6, permettant de réduire de plus de moitié les erreurs systématiques. Ces coupures ne deviendront réellement avantageuses que lorsque les erreurs statistiques seront réduites de moitié et dominées par les erreurs systématiques, avec le quadruplement de la statistique totale attendu à la fin de la prise de données.

Avec la statistique finale, la précision atteinte sur γ devrait être comparable à la précision obtenue par la mesure indirecte de ce paramètre dans les canaux de désintégration des kaons chargés. Les deux mesures combinées avec celle de l'expérience E621 amélioreront sensiblement

la précision sur la valeur moyenne mondiale de γ et permettront de tester plus étroitement les calculs de ce coefficient effectués en théorie chirale. L'importance de ce type de test est évidente quand on sait à quel point la prédictibilité sur les mesures de violation de CP repose sur la fiabilité des calculs effectués en théorie des perturbations chirale.

Bibliographie

- [1] Fletcher J.G (1960), Rev. Mod. Phys. **32**, 65
- [2] Gibson W.M et al. (1976), "Symmetries principle in elementary particle physics", Cambridge.University.Press
- [3] Kleinknecht K. (1976), Ann.Rev.Nucl.Sci **26**, 9
- [4] Backenstoss et al. (1961), Phys.Rev.Lett. **6**, 415
- [5] Bardou M et al. (1961), Phys.Rev.Lett. **7**, 23
- [6] Christenson et al. (1964), Phys.Rev.Lett. **13**, 138
- [7] Pauli. (1955), "Exclusion Principle, Lorentz Group and Reflection of Space-time and charge" (New-York, Mc Graw-Hill)
- [8] Particle Data Group (1992), Phys.Rev. **D45**
- [9] Gell-Mann M. and Pais A. (1955), Phys.Rev. **97**, 1387
- [10] Particle Data Group (1994) Phys.Rev. **D50**
- [11] Sakharov A.D.(1967), JETP Lett. **5**, 24 et Sakharov A.D.(1979), JETP Lett. **49**, 594
- [12] Weisskopf V.F et Wigner E. (1930), Z.Phys. **63**, 54
- [13] Nakada T. (1992), Theorie und Experimente zum Test von diskreten Symmetrien (C, CP, CPT) ETH-Zurich WS92-93
- [14] Lee T.D. et Wu C.S (1966), Ann.Rev.Nucl.Sci. **16**, 511
- [15] Barr. G.D. et al. (1993), Phys.Lett. **B317**, 233
- [16] Gibbons L.K. et al. (1993), Phys.Rev.Lett. **70**, 1203
- [17] Mannelli I. (1985), Riv.Nuov.Cim. **8**, 1
- [18] Lavoura L. (1992), Mod.Phys.Lett **A7,15**, 1367
- [19] Aslanides E. (1994), CP Violation In The Neutral Kaon System, Invited Review Talk presented at the XIV International Conference on Physics in Collision, Tallahassee, Florida
- [20] Renton P. (1990), Electroweak interactions, Cambridge University Press
- [21] Kobayashi M. et Maskawa K. (1973), Prog.Theor.Phys. **49**, 652
- [22] CDF Collaboration (1995), Observation of Top Quark production in $p\bar{p}$ collisions with the CDF Detector at Fermilab, FERMILAB-PUB-95/022-E

- [23] D0 Collaboration, (1995), Observation of the Top Quark, FERMILAB-PUB-95/028-E
- [24] Buras A.J, Lamin M. et Lautenbacher M.E (1993), Nucl.Phys **B408**, 209
- [25] Wolfenstein L. (1964), Phys.Rev.Lett. **13**, 562
- [26] Barr G. et al. (1990), CERN/SPSC/90-22
- [27] Arisaka K. et al. (1990), Proposal E832
- [28] Buchanan C. et al (1992), Phys.Rev. **D45**, 4088
- [29] Winstein B. et Wolfenstein L. (1993), Rev.Mod.Phys. **65**, 1113
- [30] E773/FNAL Collaboration (1994) dans American Physical Society Washington 94 et St Petersburg Juin 94
- [31] Peccei R.D. (1993), invited talk, Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste, La Thuille
- [32] Pais A. et Piccioni O. (1955), Phys.Rev. **100**, 1487
- [33] Gibbons L.K et al (1993), Phys.Rev.Lett. **70**, 1199
- [34] Carithers W.C. et al. (1975), Phys.Rev.Lett. **34**, 1244
- [35] Zou Y. et al (1994), Phys.Lett. **B329**, 519
- [36] Zou Y. et al (1994), Phys.Lett. **B337**, 411
- [37] Gabathuler E. et Pavlopoulos P. (1982), Proc. Workshop on Physics at LEAR With Low Energy Cooled Antiprotons, Erice (Gastaldi U. et Klapisch R. eds), Plenum Publisher, 747
- [38] Adiels L. et al., CPLEAR proposal (1985), CERN/PSCC/85-6/P 82
- [39] Pagels B. (1995), Contribution to proceedings, 23rd INS Int. Symposium on Nuclear and Particle Physics with Meson Beams in 1 GeV Region, Tokyo
- [40] Nakada T. (1993), Comments on the CP violation in $K^0, \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ decays (1),(2) and (3) PS1-TN-93/1-3
- [41] Zemach C. (1964), Phys.Rev. **B133**, 1201
- [42] Devlin T.J. et Dickey J.O (1979), Rev.Mod.Phys. **51** 237
- [43] Kambor J., Missimer J. et Wyler D. (1991), **B261** 496
- [44] Cheng H. (1990), Phys.Lett. **B238**, 399
- [45] Li L.F. et Wolfenstein L. (1980), Phys.Rev **D21**, 178
- [46] Cheng H. (1991), Phys.Rev. **D43**, 1579
- [47] Sehgal L.M. et Wolfenstein L. (1964), Phys.Rev. **162**, 1632
- [48] Anderson J.A. et al. (1965), Phys.Rev.Lett.**14**, 475
- [49] Webber B.R. et al. (1970), Phys.Rev.**D1**, 1967

- [50] Meisner G.W. et al. (1971), Phys.Rev.D**3**, 59
- [51] James F. et al. (1971), Phys.Lett.B**35**, 265
- [52] Cho Y. et al. (1971), Phys.Rev.D**3**, 1557
- [53] Jones L.H et al. (1972), Nuov.Cim.A**9**, 151
- [54] James F. et al. (1972), Nucl.Phys.B**49**, 1
- [55] Mallary M.L. et al. (1973), Phys.Rev.D**7**, 1953
- [56] Baldo-C... M. et al. (1975), Nuov.Cim. A**25**, 688
- [57] Metcalf M. et al. (1972), Phys.Lett.B**40**, 703
- [58] Barmin V. et al. (1983), Phys.Lett. B**128**, 219
- [59] Barmin V. et al. (1985), Nuov.Cim. A**85**, 67
- [60] Bisello D. et al (1983), Nucl.Phys. B**224**, 379
- [61] Amsler C. et al. (1988), "Physics at LEAR" Harwood acad. press
- [62] Van den Putte M. (1989), IEEE-Nuclear Science Symposium, San Francisco
- [63] Bula C. (1992), Thèse, "Isospin Mass Splitting of the K^* meson "
- [64] Déjardin M. (1992), Thèse, "Le détecteur central de l'expérience CPLEAR: étude, réalisation et optimisation"
- [65] Yeche Christophe. (1993), Thèse, "Etude de la violation de CP et CPT dans l'expérience CPLEAR: mesure du paramètre η_{+-} par une méthode d'interférence entre K^0 et \bar{K}^0 "
- [66] Dogson M. (1990), Thèse, "A new approach to measuring CP violation using K^0 and \bar{K}^0 mesons"
- [67] Rickenbach R. et al. (1989), NIM A**279**, 305
- [68] Angelopoulos A. et al. (1992), NIM A**311**, 78
- [69] Fano U. (1963), Ann.Rev.Nucl.Sci, **13**, 1
- [70] Bloch P. et al. (1989), NIM A**297**, 126
- [71] Fassnacht P. Le Gac R. (1993) Stability and performance of the trigger during P21, PPE/PS195/PF/93-003
- [72] Touchard F. (1994) Proceedings of the CHEP'94 conference (San Francisco)
- [73] Ealet A. et al. (1991), NHPLIB User Guide, Note interne CPLEAR
- [74] Gumpliger P. (1989), CPGeant User Guide, Note interne CPLEAR
- [75] Brun. R. et al. (1986), Geant3 User Guide, CERN DD/EE 84-1
- [76] Bloch P. et al. (1989), CPREAD User guide, Note interne CPLEAR
- [77] Ealet A. (1994), 'Description of cuts used in $K^0, \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ selection', CP/3PI/8
- [78] Evangelou I. et al. (1991), Constrained Fits, CERN EP/PS195/IE/91-06

- [79] Wolter M. (1994), Note interne CPLEAR, CP/NFS/010
- [80] Fruhwirt R. (1987), NIM **A267**, 444
- [81] Ramberg E.J. et al. (1993), Phys.Rev.Lett. **70**, 2525
- [82] Taureg H. et al. (1976), Phys.Lett. **B65**, 92

