

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

spécialité:

Physique des particules

présentée

par Thierry Alhalel

pour obtenir le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Sujet de la thèse:

Surveillance en ligne des processeurs de CPLEAR, et étude de la détermination de ϵ'/ϵ par la méthode des asymétries intégrales.

Soutenue le 23 juin 1993

devant le jury composé de:

Elie Aslanides
Jean-Jacques Aubert
Michel Baubillier
Patrick Fassnacht
Elemer Nagy
Ludwig Tauscher

Introduction

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081005

CERN LIBRARIES, GENEVA

De nombreuses expériences, en particulier celles réalisées auprès du LEP, ont obtenu des résultats qui confirment la validité du Modèle Standard. Celui-ci, qui comporte trois familles de quarks et de leptons introduisant une phase complexe dans la matrice de mélange, forme le cadre dans lequel s'incorpore la violation de CP, observée, à ce jour, seulement dans le système du kaon neutre. On conçoit l'importance de la mesure précise des différentes observables qui caractérisent la violation de CP, aussi bien dans le système du kaon que dans celui des mésons beaux. Cela peut permettre de contraindre plus encore le Modèle Standard, et éventuellement, d'aller au delà.

L'expérience CPLEAR/PS195 propose une méthode originale pour la mesure des grandeurs caractérisant la violation de CP dans le système $K^0 - \bar{K}^0$. Elle consiste à mettre en évidence des effets d'interférence entre les états K^0 et $\bar{K}^0$, à partir de la mesure d'asymétries différentielle et intégrale. Cela nous permet d'avoir accès aux paramètres de la violation de CP dans tous les canaux de désintégration des kaons neutres. En outre, cette méthode minimise les erreurs systématiques, qui, de toute façon sont différentes de celles obtenues par les autres expériences.

Les kaons neutres sont produits par annihilation $p\bar{p}$ au repos. Etant donné la faiblesse des rapports de branchement et la grande statistique nécessaire à la mesure des asymétries, nous avons été conduits à mettre au point un système de déclenchement (trigger) très performant.

Depuis 1992, le détecteur et son trigger sont pleinement opérationnel, et les prises de données ont été réalisées avec un système de déclenchement hautement sélectif.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons travaillé dans deux directions complémentaires. D'abord dans la mise au point d'outils de surveillance en ligne fiables et simples d'emploi, qui permettent la vérification des données des différents étages du trigger. Ensuite, nous avons entrepris, toujours à partir des données des processeurs en ligne, de faire une étude de la faisabilité de la mesure de $Re\epsilon'/Re\epsilon$ à la précision de $1.5 \cdot 10^{-3}$.

Dans les deux premiers chapitres nous situons tout d'abord la violation de CP dans son cadre théorique, puis nous détaillons le formalisme des asymétries. Les deux chapitres suivants sont consacrés à la description du détecteur et du trigger de CPLEAR. Les deux derniers présentent de façon plus précise le travail effectué, tant du point de vue de la surveillance en ligne des données trigger que de la faisabilité de la mesure de $Re\epsilon'/Re\epsilon$.

Chapitre 1

Aspects théoriques de la violation CP

1.1 Symétries discrètes et faits expérimentaux

1.1.1 Introduction

Il existe, à l'échelle quantique, plusieurs transformations discrètes. Parmi celles-ci, l'inversion de la parité P , qui change le signe des coordonnées de position x, y et z . P inverse ainsi, par exemple, le signe de l'impulsion. Ensuite, la conjugaison de charge C , qui change le signe de tout les nombres quantiques de charge des particules (charges électrique, baryonique...). Enfin, l'inversion du temps T , qui change le signe des quantités telles que la quantité de mouvement et le moment angulaire.

La symétrie provenant de la combinaison des trois opérateurs C , P et T , prise dans n'importe quel ordre, est supposée exacte (c'est ce que l'on appelle le théorème CPT). De ce fait, tous les processus doivent être invariant par CPT. Dans les théories locales du champ ce théorème découle de principes généraux comme l'invariance relativiste de Lorentz et les lois de spin-statistique. Son existence implique l'égalité des masses et des largeurs de désintégration des particules et des antiparticules, ainsi que l'égalité, au signe près, de leurs moments magnétiques. Aucune expérience n'a pu, à ce jour, le mettre en défaut.

Les trois symétries C , P et T furent considérées comme exactes, prises séparément, jusqu'en 1956 ([1]), où pour la première fois fut proposée la non conservation de la parité dans l'interaction faible. En 1957, fut confirmée ([2]) expérimentalement la violation de P et on découvrit la violation de C . On considéra alors que si C et P étaient violées, CP et T se conservaient malgré tout. Cependant en 1964 ([3]) fut découverte la violation de CP dans l'interaction faible pour les kaons neutres décroissant en deux pions chargés. Cela fut vérifié par ailleurs dans les canaux semi-leptoniques $K_{\mu 3}$ et $K_{e 3}$ en 1967 ([4]).

De nombreux modèles ont été proposés pour expliquer ce phénomène, mais, en dépit de progrès tant théoriques qu'expérimentaux, les incertitudes qui existent encore aujourd'hui ne permettent pas de séparer les différentes possibilités, ni d'explicitier la nature de cette violation.

Jusqu'à présent, plusieurs expériences ont mesuré certains des paramètres caractérisant la violation de CP dans le système des kaons neutres. D'autres ont tenté de mettre en évidence le moment électrique dipolaire du neutron (jusqu'ici sans succès), qui impliquerait une violation de T . Enfin, on prévoit de chercher la violation de CP dans d'autres système de mésons, comme le $B^0 - \bar{B}^0$, auprès des futurs collisionneurs de haute luminosité.

Dans ce chapitre nous reviendrons d'abord sur les opérations C , P , T , et le théorème CPT, puis nous décrirons les mesures des violations de P et CP . Ensuite, nous nous

intéresserons plus précisément à la phénoménologie du système $K^0 - \bar{K}^0$, et nous présenterons succinctement les différents modèles qui rendent compte de la violation de CP.

1.1.2 Les symétries C, P et T et le théorème CPT

Une densité lagrangienne doit, de la façon la plus générale, être invariante de Lorentz. Cela impose de la former avec des combinaisons de termes de telle façon que la résultante soit scalaire ou pseudo-scalaire. Ainsi, on pourra contracter des termes scalaire-pseudo-scalaire, scalaire-scalaire, vecteur-vecteur, ou bien encore vecteur-pseudo-vecteur. Il est possible aussi de contracter des termes tensoriels de plus haut ordre. Nous rappelons ici les transformations subies par les formes bilinéaires les plus courantes rencontrées dans les densités lagrangiennes sous C, P, T, CP et CPT. En ce qui concerne P, suivant le type de la forme bilinéaire -formée par des spineurs de Dirac- considérée, on a ([6]):

		Application de P	
scalaire	$\bar{\psi}_1 \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_1 \psi_2(-x, t)$	(1.1)
pseudo-scalaire	$\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$-\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2(-x, t)$	
vecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2(-x, t)$	
pseudovecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$-\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_2(-x, t)$	

En ce qui concerne C, on trouve:

		Application de C	
scalaire	$\bar{\psi}_1 \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_2 \psi_1(x, t)$	(1.2)
pseudo-scalaire	$\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_2 \gamma_5 \psi_1(x, t)$	
vecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2(x, t)$	$-\bar{\psi}_2 \gamma_\mu \psi_1(x, t)$	
pseudovecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_1(x, t)$	

et pour T (toutes les constantes de couplages complexes étant conjuguées sous T):

		Application de T	
scalaire	$\bar{\psi}_1 \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_1 \psi_2(x, -t)$	(1.3)
pseudo-scalaire	$\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$-\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2(x, -t)$	
vecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2(x, -t)$	
pseudovecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_2(x, -t)$	

CP implique donc:

		Application de CP	
scalaire	$\bar{\psi}_1 \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_2 \psi_1(-x, t)$	(1.4)
pseudo-scalaire	$\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$-\bar{\psi}_2 \gamma_5 \psi_1(-x, t)$	
vecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2(x, t)$	$-\bar{\psi}_2 \gamma_\mu \psi_1(-x, t)$	
pseudovecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$-\bar{\psi}_2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_1(-x, t)$	

Le théorème CPT peut s'exprimer en disant que dans une théorie locale invariante sous les transformations de Lorentz, pour laquelle il existe un lagrangien formé de produits normaux ordonnés, et avec une quantification liée aux relations de commutation habituelles (statistique de Bose ou de Fermi), l'opération CPT (dans n'importe quel ordre) commute avec l'hamiltonien correspondant.

$$(CPT)H(CPT)^{-1} = H. \quad (1.5)$$

sous CPT les formes bilinéaires s'écrivent:

		Application de CPT	
scalaire	$\bar{\psi}_1 \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_2 \psi_1(-x, -t)$	(1.6)
pseudo-scalaire	$\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$\bar{\psi}_2 \gamma_5 \psi_1(-x, -t)$	
vecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2(x, t)$	$-\bar{\psi}_2 \gamma_\mu \psi_1(-x, -t)$	
pseudovecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_2(x, t)$	$-\bar{\psi}_2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_1(-x, -t)$	

On peut, à partir de ce tableau, voir, au moins de façon intuitive, pourquoi CPT est une bonne symétrie ([6]). Si on considère L_1 , la partie du lagrangien formée par la contraction de termes scalaire et pseudoscalaire (du type $(\bar{\psi}_1 \psi_2)(i\bar{\psi}_3 \gamma_5 \psi_4)$), il est clair d'après le tableau précédent, que $L_1 = (\bar{\psi}_1 \psi_2)(i\bar{\psi}_3 \gamma_5 \psi_4) + h.c$ est invariant sous CPT. Si maintenant on introduit un terme L_2 qui contient une composante vectorielle V_μ , nous devons, du fait de l'invariance de Lorentz, le contracter avec un autre vecteur ou pseudo-vecteur. Ainsi ce terme du lagrangien, $L_2(x, t) = V_\mu A^\mu(x, t) + h.c$, est lui aussi invariant.

En fait, cette invariance provient de la similitude de comportement des parties scalaires et pseudoscalaires d'une part, vectorielle et pseudo-vectorielle d'autre part, sous CPT, comme on le voit sur le tableau 1.6. On peut généraliser cette discussion à des termes de type tensoriels, comportant plusieurs indices, puisqu'ils peuvent se décomposer en produits de vecteurs et de pseudo-vecteurs.

1.1.3 La découverte de la violation de la parité

En 1956 Lee et Yang ([1]) ont proposé que l'interaction faible ne conservait pas la parité, au contraire des interactions forte et électromagnétique. En 1957, Wu et al ([2]) ont étudié la désintégration du Cobalt (J=5) en nickel (J=4):

$$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.7)$$

Dans cette désintégration β , les spins nucléaires des atomes de Cobalt étaient alignés par un champ magnétique extérieur. Une asymétrie dans la direction d'émission des électrons a été observée, et cette direction préférentielle changeait avec le sens du champ magnétique. En fait, il s'est avéré que les électrons étaient émis dans la direction opposée à celle donnée par l'alignement des spins nucléaires.

Cette corrélation entre le spin des atomes de Cobalt et le moment des électrons a été expliquée en disant que l'antineutrino produit était droit (projection du spin suivant le

mouvement) et l'électron gauche (projection du spin à l'opposé de l'impulsion). Le fait d'imposer une hélicité droite au neutrino était nécessaire pour expliquer l'asymétrie de production des électrons, tout en conservant le moment total. L'absence manifeste de l'antineutrino gauche, était la preuve que l'interaction faible (β) violait l'invariance de la parité P, en ne produisant pas également les deux états miroir l'un de l'autre. Cette violation de P, mise ensuite en évidence dans d'autres canaux de désintégration faible ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, par exemple) impliquait forcément la violation de la conjugaison de charge C, puisque C transforme un neutrino gauche en un antineutrino gauche, qui en réalité n'existe pas.

1.1.4 La découverte de la violation de CP

La violation de CP n'a, à ce jour, été mise en évidence que dans le système $K^0 - \bar{K}^0$. Les états propres de l'interaction forte sont notés K^0 et $\bar{K}^0$. Les états propres de l'interaction faible sont une combinaison linéaire des deux précédents, et se notent K_S^0 , K_L^0 .

Le méson à courte durée de vie K_S^0 se désintègre essentiellement dans les canaux $\pi^0 \pi^0$ et $\pi^+ \pi^-$, qui sont vecteurs propres de CP avec la valeur propre +1, tandis que le K_L^0 se désintègre dans de multiples canaux, dont $3\pi^0$, de valeur propre CP=-1. Si l'invariance CP était avérée, K_S^0 et K_L^0 seraient respectivement vecteurs propres de CP avec les valeurs propres +1 et -1.

Avec les conventions de phase:

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad (1.8)$$

et

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

les combinaisons linéaires

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle]$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle]$$

sont états propres de CP avec respectivement les valeurs propres +1 et -1. En 1964, la violation de CP ([3]) dans la désintégration du K^0 et du $\bar{K}^0$ a été découverte. Le K_L^0 a en fait une probabilité faible mais non nulle de donner 2 pions. Ce rapport de branchement est mesuré aujourd'hui comme:

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma_{total}(K_L^0)} = 2.03(\pm 0.04)10^{-3} (PDG).$$

Ce résultat inattendu signifiait que le K_L^0 n'était pas équivalent au K_S^0 et le K_S^0 au K_L^0 . En fait, on peut écrire:

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}[|K_2^0\rangle + \epsilon|K_1^0\rangle] \quad (1.9)$$

$$|K_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} [|K_1^0\rangle + \epsilon |K_2^0\rangle].$$

Le paramètre complexe ϵ caractérise la violation de CP.

1.2 Phénoménologie du système $K^0 \bar{K}^0$

1.2.1 Généralités

On introduit pour les états propres de l'interaction faible, K_S^0 et K_L^0 , des masses et des durées de vie distinctes, respectivement m_s , m_l , γ_s et γ_l . Ces deux états sont, on l'a vu, combinaison linéaire des états propres de l'interaction forte, K^0 et $\bar{K}^0$. Le K_S^0 possède un court temps de vie, correspondant à un $c\tau_s$, de 2.675 cm. Le K_L^0 , lui, a un $c\tau_l = 155.4$ cm.

La différence de masse $\Delta m = m_{K_L^0} - m_{K_S^0}$ a été mesurée comme $\Delta m = 3.522 \pm 0.016 \cdot 10^{-12} \text{ MeV}/c^2$ (PDG), et représente un paramètre important que nous retrouverons dans toute la suite.

Les principaux modes de désintégrations du K_S^0 sont pioniques: canal $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$. Pour le K_L^0 , la décroissance s'effectue essentiellement en 3π ($3\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0$), ainsi que dans les modes semi-leptoniques ($\pi^+\pi^-\mu^+\nu$, $\pi^+\pi^-e^+\nu$). Bien sûr, on détecte aussi une désintégration en 2π caractérisant la violation CP. Nous pouvons résumer ces données dans un tableau récapitulatif des principales propriétés des mésons K neutres :

	isospin	J^P	mode
$\frac{K^0}{\bar{K}^0}$	$\frac{1}{2}$	0^-	50 % K_S^0 et 50 % K_L^0
	canal	branchement	caractéristique
K_S^0	$\pi^0\pi^0$ $\pi^+\pi^-$ $3\pi^0$ $\pi^0\pi^+\pi^-$	31.29% 68.61% $< 5 \cdot 10^{-5}$ $< 4 \cdot 10^{-5}$	violation CP
K_L^0	$3\pi^0$ $\pi^0\pi^+\pi^-$ $2\pi^0$ $\pi^+\pi^-$ $\pi^+\pi^-\mu^+\nu$ $\pi^+\pi^-e^+\nu$	21.7% 12.37% 0.0909% 0.204% 27.01% 38.6%	violation CP violation CP semi-leptonique semi-leptonique

(1.10)

1.2.2 Matrices de masse et de désintégration

L'hamiltonien total du système $K^0 \bar{K}^0$ est composé de deux parties, une première notée H_0 , constituée des contributions des interactions forte et électromagnétique, et l'autre, appelée H_f , représentant la partie due à l'interaction faible. Ainsi, nous pouvons écrire:

$$H = H_0 + H_f$$

avec $H_0 = H_{fort} + H_{electromagnetique}$ et $H_f = H_{faible}$.

Cet hamiltonien total doit rendre compte des différents processus de désintégration du système $K^0 \bar{K}^0$. Dans la mesure où les constantes de couplages forte et faible sont dans un rapport de 10^6 , H_f peut être traité comme une perturbation devant H_0 .

Il faut aussi remarquer que le niveau fondamental de l'hamiltonien H_0 est dégénéré deux fois, puisque les masses du K^0 et du $\bar{K}^0$ sont égales. En effet, on peut écrire:

$$m_{K^0} = \langle K^0 | H_0 | K^0 \rangle = m_{\bar{K}^0} = \langle \bar{K}^0 | H_0 | \bar{K}^0 \rangle.$$

Cela est directement lié à l'invariance CPT de H_0 .

Nous pouvons réécrire l'hamiltonien H sous la forme:

$$H = M - i\Gamma/2$$

où M est la matrice hermitique de masse, et Γ la matrice hermitique de désintégration. Nous appelons $|K_S^0\rangle$ et $|K_L^0\rangle$ les états propres de H , tel que:

$$H|K_S^0\rangle = (m_s - \frac{1}{2}i\gamma_s)|K_S^0\rangle \quad H|K_L^0\rangle = (m_l - \frac{1}{2}i\gamma_l)|K_L^0\rangle. \quad (1.11)$$

m_s et m_l sont les valeurs propres de M , et représentent donc la masse des états propres $|K_S^0\rangle$, $|K_L^0\rangle$, tandis que γ_s et γ_l sont les durées de vies liées à la matrice Γ .

1.2.3 C,P et T dans le système $K^0 \bar{K}^0$

L'hamiltonien total H est représenté par une matrice (2,2)

$$\begin{pmatrix} M_{11} - i\Gamma_{11}/2 & M_{12} - i\Gamma_{12}/2 \\ M_{21} - i\Gamma_{21}/2 & M_{22} - i\Gamma_{22}/2 \end{pmatrix}$$

Si nous prenons en compte le théorème CPT ([9] chapitre 15 et [8] pp 60 à 65), les hamiltoniens fort (et électromagnétique) et faible sont invariants pris séparément:

$$CPT^{-1}(H_f)CPT = H_f$$

et

$$CPT^{-1}(H_s + H_{em})CPT = H_s + H_{em}.$$

Ce qui nous mène aux relations suivantes:

$$M_{11} = M_{22}; \Gamma_{11} = \Gamma_{22}.$$

L'invariance sous T conduit de façon tout à fait similaire, aux relations:

$$\Gamma_{12} = \Gamma_{21}; M_{12} = M_{21}.$$

On peut ensuite comparer les résultats obtenus en utilisant le théorème CPT et l'invariance sous T avec ce que l'on aurait s'il y avait invariance CP, c'est à dire:

$$M_{22} = M_{11}; M_{12} = M_{21}$$

et

$$\Gamma_{22} = \Gamma_{11}; \Gamma_{12} = \Gamma_{21}.$$

Nous pouvons résumer tout cela dans un tableau:

invariance CPT	$M_{11} = M_{22}$	$\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$
invariance T	$M_{12} = M_{21}$	$\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$
invariance CP	$M_{11} = M_{22}$ $M_{12} = M_{21}$	$\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$ $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$

(1.12)

La violation de CPT, ou la violation de T implique donc la violation de CP. Comme la violation du théorème CPT est difficilement compatible avec la théorie quantique des champs, il est crucial de mesurer l'éventuelle violation de T qui permettrait de justifier la violation de CP, tout en conservant CPT.

Si CPT est conservé, et après la diagonalisation de l'hamiltonien total nous trouvons les vecteurs propres normalisés:

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}[(1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle] \quad (1.13)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}[(1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle]. \quad (1.14)$$

Il est possible d'exprimer le paramètre ϵ en fonction des éléments de l'hamiltonien total H:

$$\epsilon = \frac{H_{12} - H_{21}}{(4\sqrt{H_{12}H_{21}} + (\sqrt{H_{12}} - \sqrt{H_{21}})^2)}$$

moyennant quelques approximations, on trouve finalement ([21]):

$$\epsilon \approx \frac{-1}{2(1-i)} \frac{Im M_{12}}{Re M_{12}}. \quad (1.15)$$

On peut aussi supposer que T est invariant et que CP^T est violé, et introduire un paramètre δ similaire à ϵ . On peut alors écrire les vecteurs propres:

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\delta|^2)}}[(1+\delta)|K^0\rangle + (1-\delta)|\bar{K}^0\rangle] \quad (1.16)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1-|\delta|^2)}}[(1-\delta)|K^0\rangle - (1+\delta)|\bar{K}^0\rangle]. \quad (1.17)$$

Il est possible d'écrire les vecteurs propres de H de manière générale à l'aide des paramètres décrivant les violations de CP et CPT :

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon+\delta|^2)}}[(1+\delta+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\delta-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle] \quad (1.18)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon-\delta|^2)}}[(1+\epsilon-\delta)|K^0\rangle - (1-\epsilon+\delta)|\bar{K}^0\rangle]. \quad (1.19)$$

1.2.4 Les différents paramètres physiquement mesurables

Le canal 2π Dans la mesure où le K^0 et le $\bar{K}^0$ forment un doublet d'isospin ($I=1/2$) et que leur spin est nul, les 2π (qui sont des particules de spin 0, formant un triplet d'isospin) issus de la désintégration sont forcément dans un état de moment cinétique $l=0$, par conservation du moment angulaire. La parité du système des 2 pions vaut donc:

$$P(2\pi) = (-1)^2(-1)^l = 1.$$

On peut montrer par ailleurs que la conjugaison C du système vaut $C(2\pi) = 1$. La valeur propre de CP des 2 pions est donc de $+1$. CP étant faiblement violé, la désintégration $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ est favorisée devant $K_L^0 \rightarrow 2\pi$. Les quantités mesurables expérimentalement sont:

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+\pi^- | H_f | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | H_f | K_S^0 \rangle} \quad (1.20)$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0\pi^0 | H_f | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | H_f | K_S^0 \rangle}. \quad (1.21)$$

Elles représentent le rapport du processus défavorisé sur le processus favorisé. On pose, de façon conventionnelle:

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}|e^{i\phi_{+-}}$$

$$\eta_{00} = |\eta_{00}|e^{i\phi_{00}}.$$

La partie orbitale $|\pi\pi\rangle_{orb}$ de la fonction d'onde totale est symétrique sous l'inversion (du fait de la parité), tandis que la composition des isospins pour les 2π permet un isospin total: $I=0,1,2$. Cependant, le système des 2 bosons π doit être totalement symétrique (statistique de Bose), le cas $I=1$ doit donc être exclu. En effet, nous pouvons décomposer l'état quantique des 2π sous la forme:

$$|\pi\pi\rangle_{total} = |\pi\pi\rangle_{orbital} \otimes |\pi\pi\rangle_{isospin}.$$

Manifestement le cas $I = 1$ donnerait un système antisymétrique.

Nous écrivons le système des deux pions en isospin à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan, sous la forme:

$$|\pi^0\pi^0\rangle_{isospin} = \sqrt{1/3}|I=0\rangle - \sqrt{2/3}|I=2\rangle \quad (1.22)$$

$$|\pi^+\pi^-\rangle_{isospin} = \sqrt{2/3}|I=0\rangle - \sqrt{1/3}|I=2\rangle. \quad (1.23)$$

Cette décomposition en isospin et les équations 1.21 et 1.22 permettent d'écrire:

$$\eta_{+-} = \frac{\epsilon_0 + \epsilon_2}{1 + \omega/\sqrt{2}}$$

$$\eta_{00} = \frac{\epsilon_0 - 2\epsilon_2}{1 - \sqrt{2}\omega}$$

avec

$$\epsilon_0 = \frac{\langle 0|H_f|K_l\rangle}{\langle 0|H_f|K_s\rangle}$$

$$\epsilon_2 = \frac{\langle 2|H_f|K_l\rangle}{\sqrt{2}\langle 0|H_f|K_s\rangle}$$

$$\omega = \frac{\langle 2|H_f|K_s\rangle}{\langle 0|H_f|K_s\rangle}.$$

Nous définissons également les amplitudes de désintégrations comme:

$$e^{i\delta_0}A_0 = \langle I=0|H_{faible}|K^0\rangle \quad (1.24)$$

$$e^{i\delta_2}A_2 = \langle I=2|H_{faible}|K^0\rangle \quad (1.25)$$

H_{faible} étant invariant sous CPT, ces amplitudes s'écrivent pour $\overline{K}^0$:

$$e^{i\delta_0}A_0^* = \langle I=0|H_{faible}|\overline{K}^0\rangle \quad (1.26)$$

$$e^{i\delta_2}A_2^* = \langle I=2|H_{faible}|\overline{K}^0\rangle \quad (1.27)$$

Nous pouvons alors réécrire:

$$\epsilon_0 = \frac{\epsilon + i(ImA_0/ReA_0)}{1 + i\epsilon(ImA_0/ReA_0)}$$

$$\epsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\epsilon ReA_2 + iImA_2}{ReA_0 + i\epsilon ImA_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

$$\omega = \frac{ReA_2 + i\epsilon ImA_2}{ReA_0 + i\epsilon ImA_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}.$$

En faisant le choix d'une base (dite de Wu et Yang) où $\epsilon_0 = \epsilon$, ce qui entraîne que la grandeur A_0 est réelle, on trouve que :

$$\epsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} [\epsilon (Re A_2 / A_0) + i (Im A_2 / A_0)] e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \approx \frac{\epsilon \omega}{\sqrt{2}} + i / \sqrt{2} \frac{Im A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

Nous introduisons ϵ' comme:

$$\epsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} Im(A_2) / A_0.$$

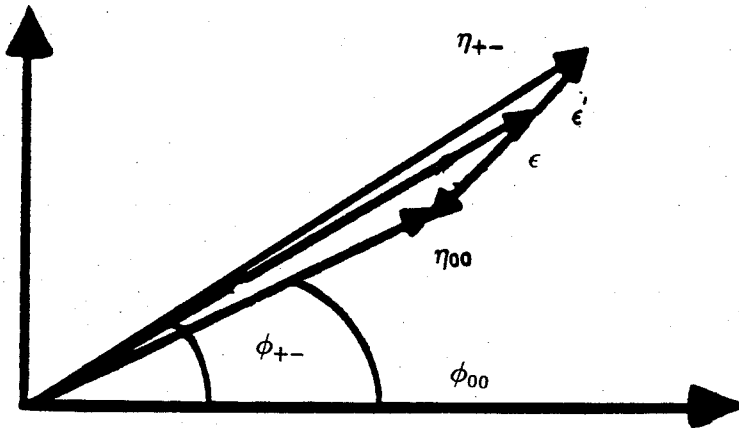
La règle de sélection sur l'isospin $\Delta I = 1/2$, observée dans les semi-leptoniques du K^0 , implique que $|\omega|$ est faible (de l'ordre de $1/20$). Nous pouvons écrire que $\epsilon_2 \approx \epsilon'$. Nous avons finalement:

$$\eta_{+-} \approx \epsilon + \epsilon' \quad (1.28)$$

$$\eta_{00} \approx \epsilon - 2\epsilon' \quad (1.29)$$

η_{+-} et η_{00} font apparaître le terme ϵ , dépendant de la matrice de masse, et le terme ϵ' , construit à partir des amplitudes violant CP. ϵ' caractérise les transitions $|\Delta S| = 1$ (violation directe), tandis que ϵ est relié à celles du type $|\Delta S| = 2$ (mélange $K^0 - \bar{K}^0$). La figure 1.1 permet de visualiser ces différentes relations.

figure 1.1: Diagramme de Wu et Yang



Le canal 3π Par conservation de la charge électrique, les états finaux de désintégration du kaon neutre dans les 3π sont $\pi^0\pi^+\pi^-$ ainsi que $3\pi^0$. Le moment angulaire total doit être nul puisque le kaon est de spin 0. La parité s'écrit donc:

$$P(3\pi) = (-1)^3(-1)^0 = -1.$$

Pour ce qui concerne la conjugaison de charge, le système des 3 pions neutres étant symétrique, $C(3\pi^0) = +1$. La discussion est plus complexe en ce qui concerne $\pi^+\pi^-\pi^0$. En effet, C change le π^+ en π^- , ce qui revient à appliquer P à $\pi^+\pi^-$.

$$C(\pi^+\pi^-\pi^0) = P(\pi^+\pi^-) = (-1)^l.$$

l représente le moment orbital du couple $\pi^+\pi^-$. finalement, on trouve pour CP:

$$CP(3\pi^0) = -1$$

et

$$CP(\pi^+\pi^-\pi^0) = (-1)^{l+1}.$$

Si la conservation de CP était avérée, on voit que, par de simples considérations de valeurs propres, le K_S^0 ne pourrait se désintégrer en $3\pi^0$, cependant que le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ lui serait permis, si l est impair. Pourtant, l devant être supérieur ou égal à 1, une barrière centrifuge vient limiter ce phénomène. La violation de CP vient compliquer ce schéma. Le K_S^0 peut se désintégrer en $\pi^+\pi^-\pi^0$ par interaction faible avec $l \geq 1$, ou bien du fait de la violation de CP. En pratique, les deux effets sont du même ordre de grandeur.

On peut définir les paramètres :

$$\eta_{+-0} = \frac{\langle \pi^+\pi^-\pi^0 | H_f | K_S^0 \rangle}{\langle \pi^+\pi^-\pi^0 | H_f | K_L^0 \rangle} \quad (1.30)$$

$$\eta_{000} = \frac{\langle 3\pi^0 | H_f | K_S^0 \rangle}{\langle 3\pi^0 | H_f | K_L^0 \rangle}. \quad (1.31)$$

Comme dans le cas des 2π , il s'agit des processus défavorisés sur les favorisés. Jusqu'à présent on n'a pas pu mettre en évidence la violation de CP dans le canal des 3 pions, les précisions requises n'étant pas atteintes. Selon le théorème de Seghal-Wolfenstein ([22]), la mesure de phénomènes d'interférence dans les canaux non-leptoniques est toujours révélatrice de la violation de CP, à condition que l'on intègre sur tout l'espace de phase.

Le canal semi-leptonique On peut, afin d'étudier la violation de CP dans les semi-leptoniques, définir les amplitudes suivantes:

$$f = \langle \pi^- e^+ \nu | H_f | K^0 \rangle$$

$$f^* = \langle \pi^+ e^- \bar{\nu} | H_f | \bar{K}^0 \rangle$$

$$g = \langle \pi^- e^+ \nu | H_f | \bar{K}^0 \rangle$$

$$g^* = \langle \pi^+ e^- \bar{\nu} | H_f | K^0 \rangle.$$

Si CP est conservé, alors $f = f^*$ et $g = g^*$.

Nous définissons Q comme la charge des hadrons et S comme leur étrangeté. On appelle ΔS la variation d'étrangeté et ΔQ celle de la charge. Ainsi, f caractérise les processus obéissant à la relation $\Delta S = \Delta Q$, et g ceux du type $\Delta S = -\Delta Q$. Au premier ordre de l'interaction faible seules les réactions $\Delta S = \Delta Q$ sont possibles. On définit le paramètre:

$$x = g/f = A(\Delta S = -\Delta Q)/A(\Delta S = \Delta Q).$$

Si $x \neq 0$ on aura donc violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$.

1.3 Les mesures effectuées par les autres expériences

Nous donnons dans le tableau suivant les résultats les plus récents en ce qui concerne les différents paramètres de la violation de CP. Outre ceux donnés par certaines expériences, nous indiquons aussi les moyennes données par le PDG ([7]).

Toutes les expériences qui ont étudié la violation de CP (en dehors de CPLEAR), l'ont fait à partir des désintégrations semi-leptoniques et 2π du K_L^0 . Les K_S^0 , nécessaires aux mesures de η_{00} et η_{+-} , sont obtenus par régénération du faisceau de K_L^0 .

En ce qui concerne les 2π , on donne les valeurs de η_{+-} , η_{00} , ϕ_{+-} , ϕ_{00} , $|\phi_{00} - \phi_{+-}|$, et ϵ'/ϵ . La valeur de ϵ'/ϵ a été mesurée comme $\epsilon'/\epsilon = 1/3[1 - |\eta_{00}/\eta_{+-}|]$. Les deux valeurs obtenues par les expériences NA31 et E731 sont en désaccord, celle de E731 étant compatible avec 0 tandis que celle de NA31 semble indiquer l'existence de la violation de CP directe, puisqu'elle est distante de 0 à 3σ . Par ailleurs les valeurs obtenues pour la différence de phase $\Delta\phi = \phi_{00} - \phi_{+-}$ sont compatibles avec 0, comme attendu dans le cadre du théorème CPT.

Pour les semi-leptonique, nous donnons les valeurs mesurées des parties imaginaire et réelle de x (cf 1.2.4), qui permet de comparer les amplitudes qui viole la règle $\Delta S = \Delta Q$ de celles qui ne la viole pas. Nous donnons aussi la valeur des asymétries de charge $\delta(\mu)$ et $\delta(e)$ définies comme

$$\delta = \frac{[\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \nu)]}{[\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \nu)]}$$

En se basant sur le théorème CPT et la règle $\Delta S = \Delta Q$, on peut montrer que cette asymétrie est liée à la partie réelle de ϵ par ([7]):

$$\delta \approx 2Re\epsilon.$$

Enfin, en ce qui concerne les 3π , des mesures sur η_{+-0} ont été effectuées dans la désintégration du K_S^0 , mais à ce jour seules des limites supérieures ont été obtenues.

canal 2 π	origine	$ \eta_{00} (10^{-3})$	$ \eta_{+-} (10^{-3})$	$\epsilon'/\epsilon (10^{-3})$
	Physical Review D ([7])	2.253 ± 0.024	2.268 ± 0.023	
	NA31 (1991) ([7])			2.3 ± 0.7
	E731 (1993) ([50])			0.74 ± 0.59
		$\phi_{00} (^{\circ})$	$\phi_{+-} (^{\circ})$	$\phi_{+-} - \phi_{00}$
	Physical Review D	46.6 ± 2	46.6 ± 1.2	0.1 ± 1.9
	NA31 (1991)	$47.1 \pm 2.1_{stat} \pm 1.8_{sys}$	$46.9 \pm 1.4_{stat} \pm 1.7_{sys}$	$0.2 \pm 2.6_{stat} \pm 1.2_{sys}$
	E731 (1993) ([50])		42.2 ± 1.4	-1.6 ± 1.2
canal semi-leptonique		Re(x)	Im(x)	
	Physical Review D	0.006 ± 0.018	-0.003 ± 0.026	
		$\delta(\mu) 10^{-2}$	$\delta(e) 10^{-2}$	
		0.304 ± 0.025	0.333 ± 0.014	
canal 3 π		Im(η_{+-0})	Im(η_{000})	
	Physical Review D	$< .034$	< 0.31	

Les résultats obtenus à CPLEAR sont traités à part, au chapitre 6.

1.4 La violation CP et les différents modèles

1.4.1 Le modèle Standard

Dans les années 60 ([10] et [21]), on admettait l'existence de 3 quark, u, d, s. Les états propres pour l'interaction faible étaient alors un doublet gauche (u,d), un singlet gauche s_L et 3 singlets droit u_R, d_R, s_R :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, s_L, u_R, d_R, s_R$$

d' était un mélange des quarks d et s, liés par l'angle de Cabbibo θ_c :

$$d' = \cos(\theta_c)d + \sin(\theta_c)s$$

Ce paramètre permettait d'expliquer les désintégration des hypérons, mais bien des choses restaient difficilement compréhensibles, comme la désintégration du K_L en deux muons.

Cela a conduit Glashow, Iliopoulos et Maiani, en 1970 ([11]), à introduire un nouveau quark, le quark charmé c , de façon à former un second doublet gauche

$$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$$

tout en conservant les quarks droits sous forme de singlets. Une matrice de mélange orthogonale, utilisant l'angle de Cabbibo, était alors nécessaire:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_c) & \sin(\theta_c) \\ -\sin(\theta_c) & \cos(\theta_c) \end{pmatrix}$$

L'état de charmonium ($c\bar{c}$) J/ψ fut découvert 5 ans plus tard ([12]),([13]), et confirmait le fait, prédit par le mécanisme GIM, que les particules charmées décroissaient surtout en particules étranges.

En 1973, Kobayashi et Maskawa ([14]) remarquaient que le modèle à quatre quarks ne permettait pas la violation de CP par l'intermédiaire du boson $W^\pm$, puisque la matrice de mélange était réelle. Ils introduisirent alors deux nouveaux quarks, le b (bottom) et le t (top), qui formaient un nouveau doublet gauche. La matrice de mélange devenait alors une matrice complexe (3,3), décrite par 3 angles de mélange et une phase complexe:

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

L'existence du quark b fut confirmée par la découverte du méson Υ en 1977 ([15]). Le quark t , lui, reste toujours à découvrir.

La théorie de Glashow-Salam-Weinberg ([16]) pour les interactions électro-faible et la preuve de l'existence de 3 (et trois seulement) familles de quarks et de leptons au LEP ([17]) finissaient de donner le cadre dans lequel nous évoluons aujourd'hui.

La matrice de Kobayashi-Maskawa est seulement contrainte par une condition d'unitarité:

$$V.V^\dagger = 1$$

Pour n familles de leptons, cette matrice possède $\frac{n(n-1)}{2}$ angles de mélanges pour $\frac{n(n+1)}{2}$ paramètres de phase. Il est possible de réduire encore ces quantités, dans la mesure où la phase des fermions n'est pas mesurable individuellement. Finalement, il ne reste que $\frac{(n-1)(n-2)}{2}$ phases libres pour $\frac{n(n-1)}{2}$ angles.

Dans le cadre du modèle standard à 3 familles de leptons et de quarks, cette matrice peut s'écrire sous une forme contenant 3 angles de mélanges θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} et une phase δ . V est formée par le produit de 3 matrices de rotation elle est donnée par :

$$\begin{pmatrix} \cos\theta_{12}\cos\theta_{13} & \sin\theta_{12}\cos\theta_{13} & \sin\theta_{13}e^{-i\delta} \\ -\sin\theta_{12}\cos\theta_{23} - \cos\theta_{12}\sin\theta_{23}\sin\theta_{13}e^{i\delta} & \cos\theta_{12}\cos\theta_{23} - \sin\theta_{12}\sin\theta_{23}\sin\theta_{13}e^{i\delta} & \sin\theta_{23}\cos\theta_{13} \\ \sin\theta_{12}\sin\theta_{23} - \cos\theta_{12}\cos\theta_{23}\sin\theta_{13}e^{i\delta} & -\cos\theta_{12}\sin\theta_{23} - \sin\theta_{12}\cos\theta_{23}\sin\theta_{13}e^{i\delta} & \cos\theta_{23}\cos\theta_{13} \end{pmatrix}$$

Pour avoir violation de CP, on montre que 14 conditions ([6]) sont nécessaires. Tout d'abord sur les masses des quarks de même rang:

$$m_u \neq m_c; m_c \neq m_t; m_t \neq m_u$$

$$m_d \neq m_s; m_s \neq m_b; m_b \neq m_d$$

ensuite, sur les différents paramètres de la matrice CKM, les trois angles de rotations:

$$\theta_j \neq 0, \pi/2 (j = 1, 2, 3)$$

et le paramètre de phase:

$$\delta \neq 0, \pi$$

Il est possible de regrouper ces 14 conditions en une seule, en écrivant qu'il y a violation de CP, si:

$$\det C \neq 0. \quad (1.32)$$

la matrice C étant définie comme le commutateur des matrices de masses:

$$iC = [mm^+, m'm'^+]$$

m représente la matrice des quarks hauts et m' celle des quarks bas. Le déterminant de C est donné par:

$$\det C = -2[s^2\theta_1 s\theta_2 s\theta_3 c\theta_1 c\theta_2 c\theta_3 s\delta](m_t^2 - m_c^2)(m_c^2 - m_u^2)(m_u^2 - m_t^2)(m_b^2 - m_s^2)(m_s^2 - m_d^2)(m_d^2 - m_b^2).$$

Il est possible d'utiliser une paramétrisation approchée de la matrice CKM, dite de Wolfenstein ([18]), qui permet de relier la matrice CKM aux paramètres physique de la violation de CP. On utilise pour cela un développement de la matrice CKM en $\lambda = \sin\theta_{12}$ (l'angle de Cabbibo) au 3^{eme} ordre. Ce qui donne:

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$

On a utilisé les notations:

$$A = \sin\theta_{23}/\lambda^2$$

$$\rho = \sin\theta_{13}\cos\delta/A\lambda^3$$

$$\eta = \sin\theta_{13}\sin\delta/A\lambda^3.$$

On peut utiliser cette paramétrisation pour reexprimer ϵ en fonction des grandeurs précédentes. Le mélange $K^0, \bar{K}^0$ (transition $\Delta S = 2$) peut se représenter par les diagrammes en boîte de la figure (1.2).

Le calcul de ϵ dans ce cadre donne([23]):

$$|\epsilon| = \frac{G_F^2 m_K m_W^2 f_K^2 B_K}{6\pi^2 \sqrt{2} \Delta M_K} A^2 \lambda^5 \eta [\eta_3 f_3(\frac{m_{top}^2}{m_W^2}) - \eta_1] \frac{m_{charm}^2}{m_W^2} \lambda + \eta_2 \frac{m_{top}^2}{m_W^2} f_2(\frac{m_{top}^2}{m_W^2}) A^2 \lambda^5 (1 - \rho) \quad (1.33)$$

λ, A, ρ et η sont les paramètres de la matrice CKM dans la représentation de Wolfenstein. G_F représente ici la constante de Fermi. $M_K, \Delta M_K, M_W$ et f_K sont respectivement la masse du méson K, la différence de masse $M_{K_1} - M_{K_2}$, la masse du boson W et la constante de désintégration du K. D'autre part $\eta_1 \approx 0.85, \eta_2 \approx 0.62$ et $\eta_3 \approx 0.36$ sont des constantes tenant compte des corrections QCD aux graphes de la figure 1.2. Les fonctions f_1 et f_2 sont données par:

$$f_2(y_t) = 1 - \frac{3}{4} \frac{y_t(1+y_t)}{(1-y_t)^2} [1 + 2y_t \ln(y_t)/(1-y_t^2)]$$

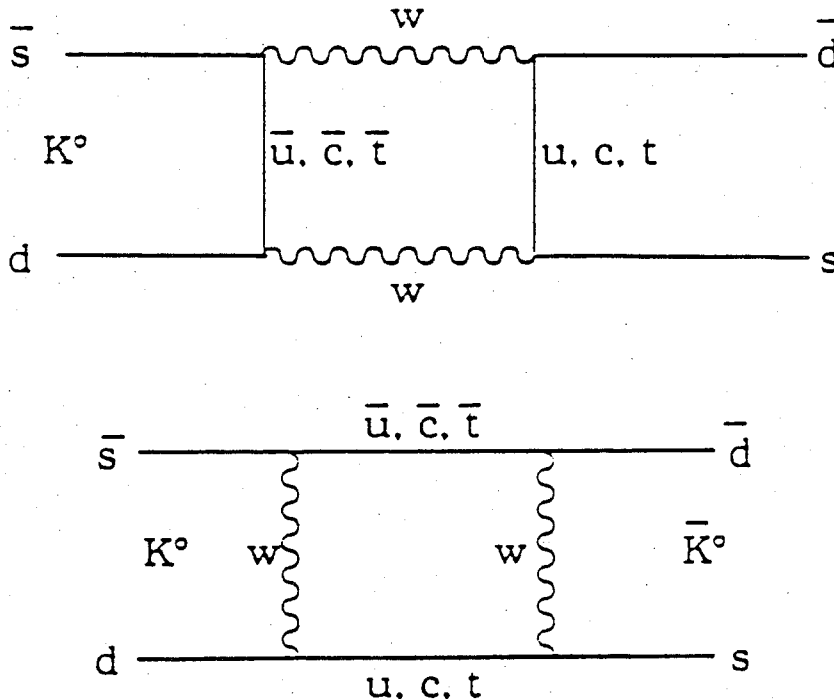
$$f_3(y_t) = \ln(\frac{m_{top}^2}{m_c^2}) - \frac{3}{4} [1 + \frac{y_t}{1-y_t} \ln(y_t)] [\frac{y_t}{1-y_t}]$$

avec $y_t = \frac{m_t^2}{m_W^2}$. Certains des paramètres sont bien connus, ainsi $G_F \approx 1.210^{-5} GeV^{-2}$, $M_W \approx 80 GeV/c^2$, $\lambda \approx 0.22$, $M_K \approx 0.5 GeV/c^2$, $\Delta M_K \approx 3.510^{-15} GeV/c^2$ et $f_K \approx 0.15 GeV$. D'autre le sont beaucoup moins: $A \approx 0.9 \pm 0.07$, $200 GeV/c^2 < m_t < 90$ et $0.33 < B_K < 1$. B_K est appelé le bag factor, et se définit comme:

$$\frac{8}{3} B_K f_K^2 M_K^2 = \langle \bar{K}^0 | \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d | K^0 \rangle .$$

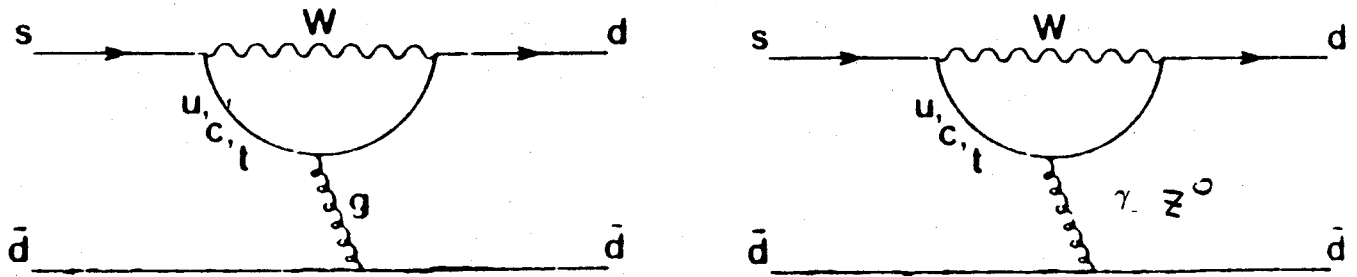
Il induit une physique des interactions fortes non perturbatives.

figure 1.2: diagrammes en boîte



Enfin, dans le modèle standard, le paramètre ϵ' peut être obtenu à partir de diagrammes de désintégration non leptoniques permettant les transitions $|\Delta S| = 1$. Ces diagrammes, dits pingouins, sont de deux types. Le premier (à gauche de la figure suivante), où les quarks échangent un boson W et un gluon, et le second, où les quarks échangent un W et un Z^0 . Leurs contributions respectives dépendent étroitement de la masse du quark top.

figure 1.3: diagrammes pingouins

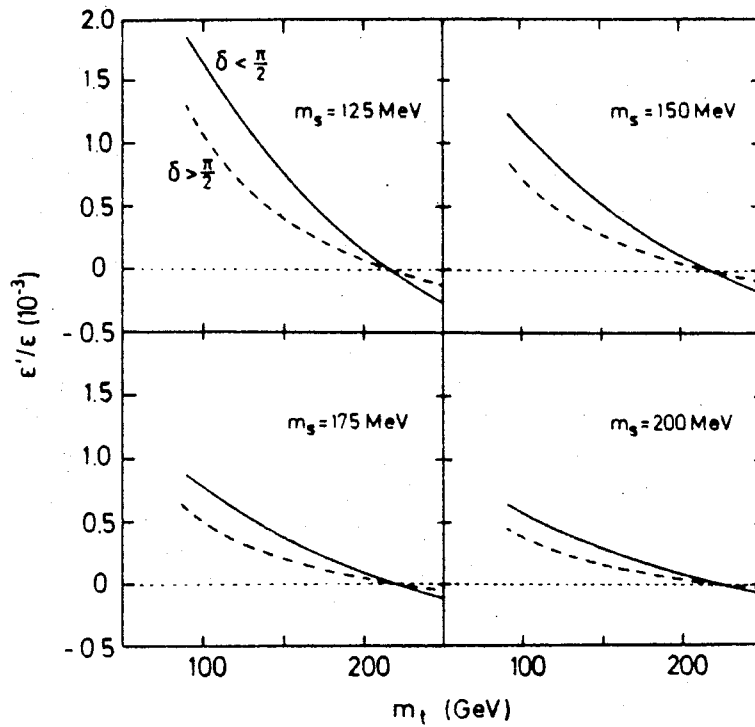


Il est possible de paramétriser le rapport ϵ'/ϵ , sous la forme ([24]):

$$\epsilon'/\epsilon = \sin\theta_{12}\sin\theta_{23}\sin\theta_{13}\sin\delta H(m_t). \quad (1.34)$$

H est une fonction de la masse du quark top, les autres paramètres sont ceux de la matrice CKM. Sur la figure 1.4 est représenté, pour plusieurs valeurs de la masse du quark s, l'évolution du rapport ϵ'/ϵ en fonction de la masse du quark top. Les lignes pleines correspondent à des valeurs de $\delta < \pi/2$ et celles en pointillés à des valeurs $\pi < \delta < \pi/2$. On voit que suivant la valeur des différents paramètres, le rapport ϵ'/ϵ décroît avec l'augmentation de la masse du top, jusqu'à s'annuler pour une valeur de l'ordre de 200 GeV, et change de signe au delà.

figure 1.4: ϵ'/ϵ en fonction de la masse du top



1.4.2 La théorie superfaible

Ce modèle ([19]) propose d'expliquer la violation de CP dans le système $K^0 - \bar{K}^0$ par l'existence d'une nouvelle interaction, baptisée superfaible. Sa constante de couplage doit être de l'ordre de 10^{-9} fois celle de l'interaction faible. Cette *cinquième force* ne permettrait la violation de CP que par le mélange dans la matrice de masse (transition à $|\Delta S| = 2$) et entraînerait la nullité du paramètre ϵ' (violation directe de CP, $|\Delta S| = 1$).

Ce modèle ne prévoit une violation de CP que dans le système des kaons neutres. La découverte de la violation de CP pour d'autres mésons neutres (les B^0 , par exemple), rendrait cette théorie obsolète.

1.4.3 Les autres modèles

De nombreuses autres théories, que je ne décrirai pas ici, ont été proposées pour décrire la violation de CP. Je mentionnerai simplement pour mémoire:

- Dans le cadre du modèle standard, un modèle basé sur l'interaction forte. Le lagrangien QCD comporterait un terme violant C,T et CP. Il pourrait donner un moment dipolaire non nul au neutron.

- Dans le cadre du modèle Gauche-Droite, qui rétablit à haute énergie la symétrie L-R. La violation de CP serait liée à la matrice de mélange, de façon semblable au modèle standard. Elle pourrait intervenir même pour une génération.
- Dans les théories supersymétrique, qui lient fermions et bosons. La violation de CP pourrait intervenir du fait de phases comparables à celles de la matrice CKM, aussi bien que du fait de phases purement supersymétriques.

Chapitre 2

La mesure expérimentale de la violation CP dans l'expérience PS195/CPLEAR

2.1 Introduction aux différentes méthodes expérimentales

La mesure des différents paramètres de la violation de CP peut s'effectuer en étudiant les désintégrations des K_L^0 et des K_S^0 . Afin de disposer, à la fois, de K_L^0 et de K_S^0 , la plupart des expériences ont utilisé ou utilise la propriété de régénération des K_S^0 par l'interaction d'un faisceau de K_L^0 avec la matière.

Un faisceau de kaons neutres est, du point de vue de l'interaction forte, une superposition de K^0 et de $\bar{K}^0$. Celle-ci conserve l'étrangeté, de ce fait les propriétés des K^0 et des $\bar{K}^0$ vis-à-vis de la matière sont très différentes. En pratique, la section efficace de l'interaction nucléon- $\bar{K}^0$ est supérieure à celle nucléon- K^0 , pour une énergie donnée. Dès lors, après l'interaction avec les noyaux de la matière, un faisceau de kaon neutre peut voir sa composante K_S^0 augmentée, même si la distance parcourue est suffisante pour que les K_S^0 initiaux se soient désintégrés.

En pratique, un faisceau pur en K_L^0 est obtenu en plaçant le détecteur loin de la source de production des kaons neutres, les K_S^0 se désintégrant ainsi sans interagir. Ils sont recréés en plaçant un régénérateur cible avant le détecteur. Ainsi dans l'expérience E731 ([25]), les physiciens utilisent en parallèle un faisceau de K_S^0 (régénéré) et un faisceau de K_L^0 , ce qui permet de minimiser les erreurs systématiques liées aux instabilités de l'électronique. Dans l'expérience NA31 ([26]), les physiciens emploient en alternance un faisceau de K_L^0 ou de K_S^0 . La cible servant à la régénération peut être déplacée, de manière à uniformiser les distributions en K_S^0 et en K_L^0 dans le volume de désintégration.

Dans l'expérience PS195/CPLEAR, nous proposons une tout autre méthode ([5]). Nous utilisons, en effet, un détecteur construit directement autour de la cible productrice des kaons neutres, $\bar{K}^0$ et K^0 . Ceux-ci sont produits par annihilation $p\bar{p}$. Comme on le verra plus loin, le détecteur couvre la zone qui va de 0 à environ $20\tau_S$, de ce fait tous les K_S^0 s'y désintègrent, tandis que les K_L^0 s'échappent, pour la plupart, sans interagir. Le détecteur est décrit en détail dans le chapitre qui suit. Le caractère nouveau de cette méthode entraîne des erreurs systématiques totalement différentes des autres expériences. D'autre part, nous avons accès à tous les canaux de désintégrations des kaons neutres, nous pouvons donc étudier la violation de CP aussi bien dans le canal 2π que dans les 3π ou les semi-leptoniques. Nous mesurons les asymétries dépendantes et intégrées en temps, obtenues à partir des désintégrations des états K^0 et $\bar{K}^0$. Nous pouvons de cette façon mettre en évidence le phénomène d'interférence dans les désintégrations des kaons neutres, qui nous servira à caractériser la violation de CP. Les asymétries différentielles s'écrivent de la manière la plus générale:

$$A_c(t) = \frac{R(\bar{K}^0 \rightarrow c) - R(K^0 \rightarrow c)}{R(\bar{K}^0 \rightarrow c) + R(K^0 \rightarrow c)} \quad (2.1)$$

La lettre c indique indifféremment le canal de désintégration des kaons.

2.2 Asymétries et interférométrie $K^0-\bar{K}^0$

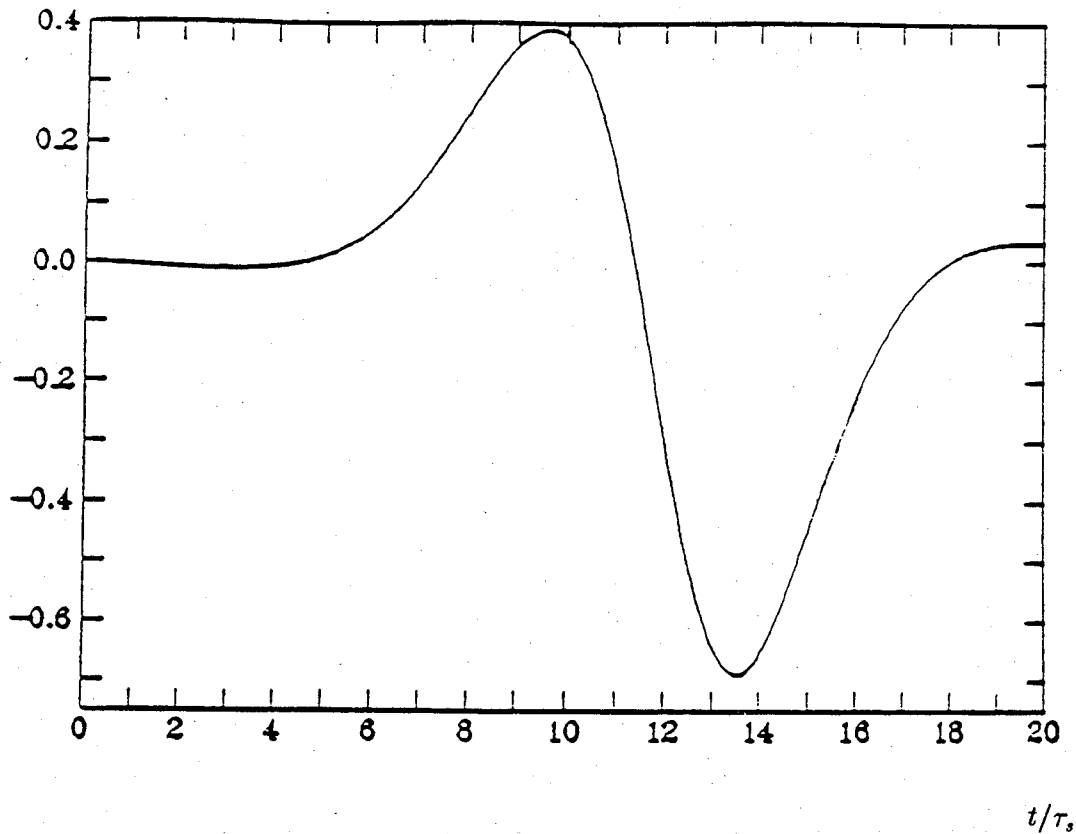
2.2.1 Le canal 2π

Nous pouvons relier l'expression 2.1 aux paramètres de la violation de CP dans le canal des 2π par:

$$A_{2\pi}(t) = \frac{R[\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi] - R[K^0 \rightarrow \pi\pi]}{R[\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi] + R[K^0 \rightarrow \pi\pi]} = 2 \left[\text{Re} \epsilon - \frac{|\eta_{2\pi}| \cos(\Delta m t - \phi_{2\pi}) e^{(\gamma_s - \gamma_l) \frac{t}{2}}}{1 + |\eta_{2\pi}|^2 e^{(\gamma_s - \gamma_l) t}} \right]. \quad (2.2)$$

Le calcul a été effectué au premier ordre en $|\epsilon|$. La figure 2.1 illustre cette asymétrie. Nous pouvons voir que l'interférence est maximale dans la région $5\tau_s - 15\tau_s$, et qu'au delà de $20\tau_s$, la contribution de la courbe à l'asymétrie est négligeable. Dans la mesure où la région en deçà de $5\tau_s$ n'intervient pas dans l'effet d'interférence, les événements peuvent être ignorés, ce qui réduit d'autant le nombre total à acquérir sur bande. A partir de la mesure de cette asymétrie, nous pouvons obtenir les amplitudes et les phases des paramètres η_{00} et η_{+-} . Nous pourrions aussi préciser la différence de phase $|\phi_{+-} - \phi_{00}|$, ainsi que la valeur de ϵ'/ϵ . Il est clair que la précision des résultats dépend étroitement de la qualité de la résolution en temps.

Figure 2.1 : asymétrie $A_{+-}(t)$ en fonction de τ_s .



Pour nous affranchir du problème de la résolution en temps, nous pouvons utiliser les asymétries intégrales $I_{2\pi}(t_0)$, définies comme:

$$I_{2\pi}(t_0) = \frac{\int_0^{t_0} [R_{\overline{K}^0 \rightarrow 2\pi} - R_{K^0 \rightarrow 2\pi}] dt}{\int_0^{t_0} [R_{\overline{K}^0 \rightarrow 2\pi} + R_{K^0 \rightarrow 2\pi}] dt} \quad (2.3)$$

L'asymétrie intégrale peut s'écrire en fonction des paramètres de la violation de CP, ϵ et η . A partir de ([27]) l'équation

$$\int_0^{t_0} dt e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t - \phi_{2\pi}) = \left[\frac{e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t) \cos(\phi_{2\pi})}{\Gamma(1 + \Delta m^2/\Gamma^2)} (1 + \tan(\Delta m t) \tan(\phi_{2\pi}) - \Delta m/\Gamma) + (\Delta m/\Gamma) \tan(\phi_{2\pi}) \right]_0^{t_0}$$

On a posé $\Gamma = (\gamma_s + \gamma_l)/2$.

En utilisant (du fait de l'invariance CPT) le fait que $\tan(\phi_{2\pi}) \approx \Delta m/\Gamma$, nous obtenons

$$\int_0^{t_0} dt \cos(\Delta m t - \phi_{2\pi}) = -[e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t) \cos(\phi_{2\pi})/\Gamma]_0^{t_0}. \quad (2.4)$$

En appliquant ce résultat à l'asymétrie intégrale 2.3, nous avons:

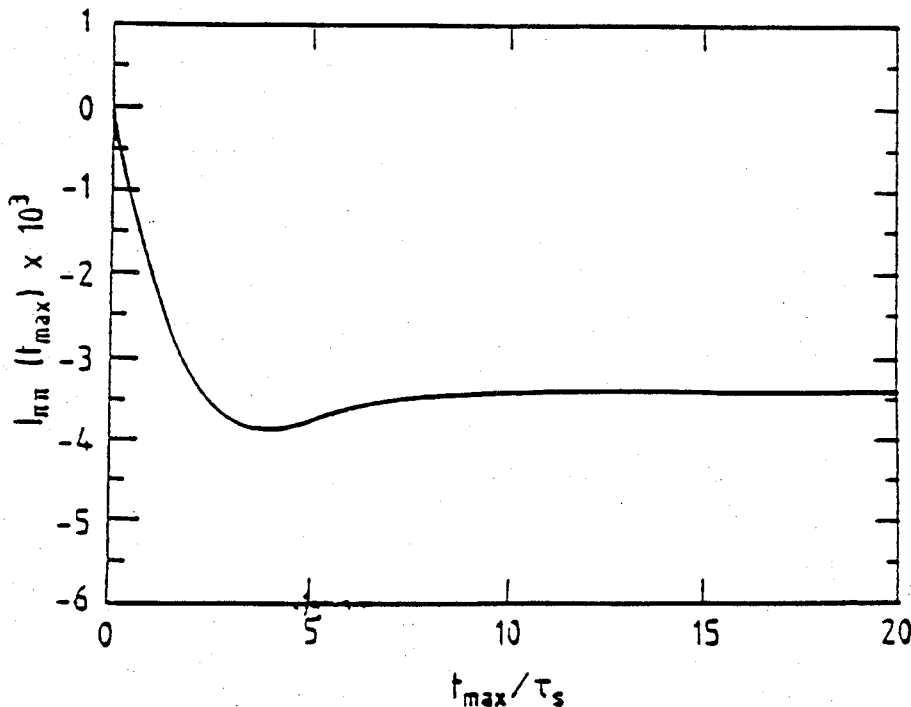
$$I_{2\pi}(t_0) = \frac{[2 \operatorname{Re}(\epsilon) e^{-\gamma_s t} - 2 \operatorname{Re}(\eta_{2\pi})(\gamma_s/\Gamma) e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t)]_0^{t_0}}{[e^{-\gamma_s t} + |\eta_{2\pi}|^2 (\gamma_s/\gamma_l) e^{-\gamma_l t}]_0^{t_0}}.$$

En choisissant une borne supérieure t_0 telle que $5\tau_S \ll t_0 \ll \tau_L$, nous obtenons le résultat approché:

$$I_{2\pi}(t_0) \approx 2 \operatorname{Re}(\epsilon) - 4 \operatorname{Re}(\eta_{2\pi}) \quad (2.5)$$

La figure 2.2 rend compte de l'allure de l'asymétrie intégrale $I_{2\pi}$. Celle-ci varie essentiellement entre 0 et $10 \tau_S$, au delà elle tend vers la valeur asymptotique de l'équation 2.5. Le détecteur CPLEAR couvre quant à lui la zone qui va de 0 à environ $20 \tau_S$.

Figure 2.2 : courbe théorique de l'asymétrie intégrale $I_{\pi\pi}$



A partir des relations 2.5 et de celles liant les paramètres η à ϵ et ϵ' ,

$$\eta_{00} = \epsilon - 2\epsilon'$$

et

$$\eta_{+-} = \epsilon + \epsilon',$$

nous trouvons, en considérant $Re\epsilon'$ comme petit devant $Re\epsilon$, que:

$$\frac{Re(\epsilon')}{Re(\epsilon)} = \frac{1}{6} \left(1 - \frac{I_{00}}{I_{+-}} \right). \quad (2.6)$$

La mesure directe des asymétries intégrales nous donne accès au quotient $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$. Notons que les expériences comme NA31 et E731 mesurent, non pas $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$, mais $Re(\epsilon'/\epsilon)$.

2.2.2 Le canal 3π

En ce qui concerne les désintégrations en 3π , nous mesurons l'asymétrie définie par:

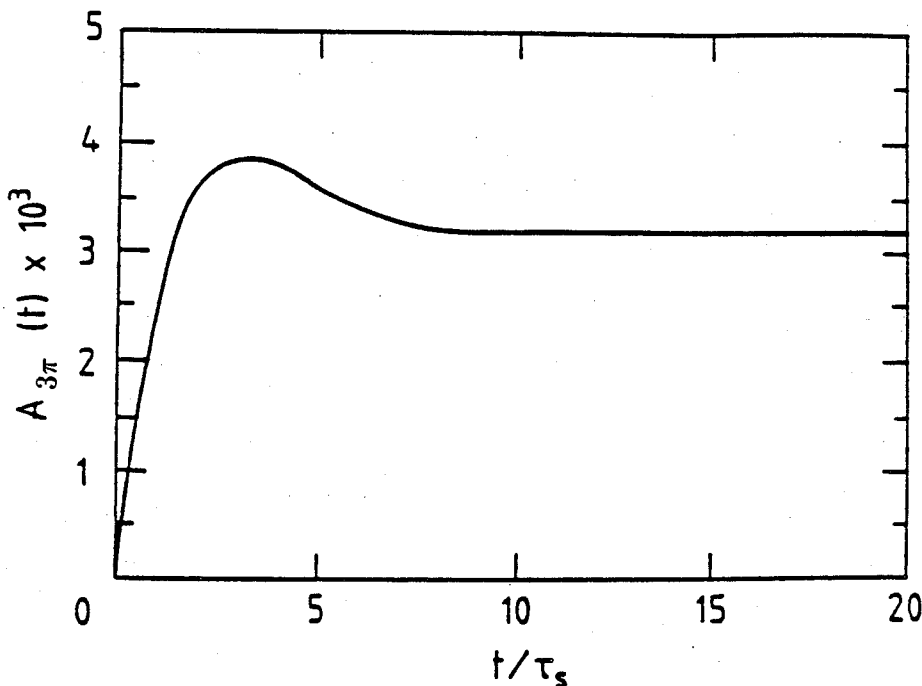
$$A_{3\pi}(t) = \frac{R(\bar{K}^0) - R(K^0)}{R(\bar{K}^0) + R(K^0)}. \quad (2.7)$$

Cette grandeur s'écrit dans le cas présent ([27]):

$$A_{3\pi}(t) = 2(Re(\epsilon) - |\eta_{3\pi}|e^{-(\Gamma-\eta)t}\cos(\Delta mt + \phi_{3\pi})) \quad (2.8)$$

Comme cela a été dit dans le précédent chapitre, la mise en évidence d'un phénomène d'interférence dans les 3π est caractéristique de la violation de CP. Si nous ne passions pas par cette technique interférométrique dans le cas des $\pi^+\pi^-\pi^0$, nous aurions besoin d'utiliser une analyse en Dalitz plot, afin de séparer la composante qui viole CP de celle qui ne la viole pas (cf 1.2.4). La figure 2.3 rend compte de l'allure théorique de cette asymétrie. La zone maximale d'interférence se trouve dans la zone $0 - 5\tau_s$.

Figure 2.3 : asymétrie $A_{3\pi}(t)$ en fonction de τ_s .



2.2.3 le canal semi-leptonique

Nous pouvons tout d'abord chercher une violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$, en mesurant l'asymétrie dans les semi-leptonique, définie par :

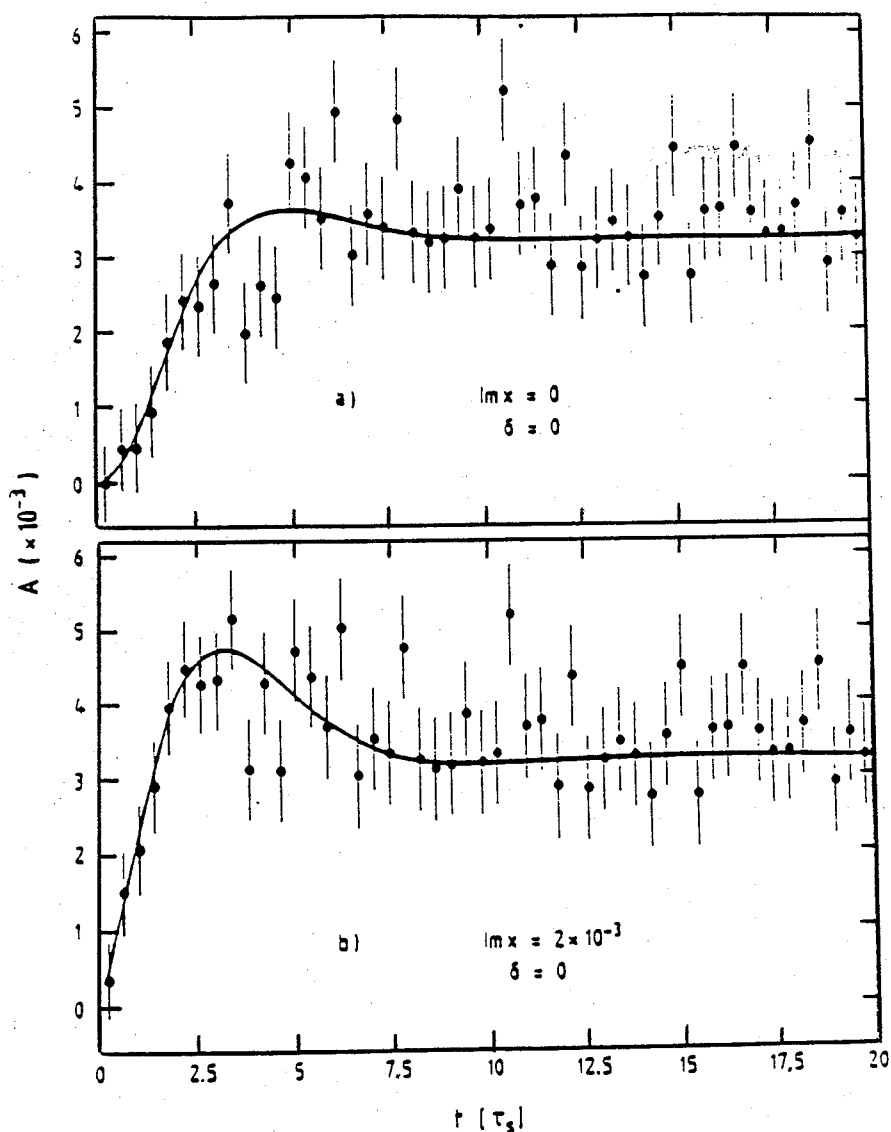
$$A_l = \frac{R(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) - R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}{R(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) + R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}. \quad (2.9)$$

Elle s'écrit, en fonction du paramètre x , que l'on a rencontré dans le chapitre précédent:

$$A_l \approx 8 \frac{Re(\epsilon)e^{-\gamma t} - 2Re(\epsilon)\cos(\Delta mt) + Re(\epsilon)e^{-\gamma t}\sin(\Delta mt)Im(x)e^{\Gamma t}}{(1 + 2Re x)e^{-\gamma t} + (1 - 2Re x)e^{-\gamma t}}. \quad (2.10)$$

Nous pouvons aussi, grâce à cette asymétrie, mesurer le paramètre de violation de CP ϵ dans les semi-leptonique. Sur la figure 2.4, nous illustrons cette asymétrie par deux exemples: sur le premier $Im x$ est pris comme égal à 0, et sur le second à $2 \cdot 10^{-3}$. Nous voyons qu'en dessous de 7τ , le phénomène d'interférence caractérise la violation de $\Delta S = \Delta Q$, tandis la violation de CP se manifeste après 7τ .

Figure 2.4: asymétrie $A_l(t)$ simulée avec 10^{13} antiprotons.



La mesure de Δm dans les semi-leptonique ainsi que de Rex est rendue possible par l'asymétrie:

$$A = \frac{R(K^0 \rightarrow e^+) + R(\bar{K}^0 \rightarrow e^-) - R(\bar{K}^0 \rightarrow e^+) - R(K^0 \rightarrow e^-)}{R(K^0 \rightarrow e^+) + R(\bar{K}^0 \rightarrow e^-) + R(\bar{K}^0 \rightarrow e^+) + R(K^0 \rightarrow e^-)}$$

Celle-ci s'écrit en fonction des deux paramètres précités ([29]):

$$A = \frac{2\cos(\Delta mt)e^{-\Gamma t}}{(1 + 2Rex)e^{-\gamma_+ t} + (1 - 2Rex)e^{-\gamma_- t}}$$

Au delà de $7 \tau_s$, l'éventuelle violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$ ne jouant plus, nous pouvons identifier l'étrangeté des kaons neutres simplement par le signe du lepton. La règle $\Delta S = \Delta Q$ permet, en effet, les désintégrations

$$K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l$$

$$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l$$

et interdit les désintégrations

$$K^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l$$

$$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l$$

On définit l'asymétrie A_T comme:

$$A_T(t) = \frac{R(\bar{K}^0 \rightarrow e^+) - R(K^0 \rightarrow e^-)}{R(\bar{K}^0 \rightarrow e^+) + R(K^0 \rightarrow e^-)}. \quad (2.11)$$

Cette grandeur mesure la différence de probabilité qu'a un K^0 de se transformer en un $\bar{K}^0$ par rapport à celle d'un $\bar{K}^0$ en un K^0 . Elle mesure ainsi directement la violation de T dans la matrice de masse.

Chapitre 3

le détecteur de l'expérience PS195

3.1 Description générale

L'expérience CPLEAR (PS195) se propose d'étudier la violation de CP dans le système des particules $K^0 - \bar{K}^0$, produites par l'annihilation $p - \bar{p}$ au repos. Le faisceau d'antiprotons de basse énergie (200 MeV/c) est fourni par l'anneau LEAR. La mesure des paramètres caractéristiques de la violation de CP implique la détection d'événements de type $K^- \pi^+ K^0$ et $K^+ \pi^- \bar{K}^0$ (dit *golden*), dont le taux de branchement total est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-3}$. L'étiquetage des kaons neutres $\bar{K}^0$ et K^0 se fait par l'identification des particules chargées K^+ , π^- et K^- , π^+ , respectivement. La spécificité des réactions à étudier nous a amené à construire un détecteur et un système de déclenchement parfaitement adaptés et performants. Avant de passer à une description détaillée, nous rappelons brièvement l'ensemble des parties constituant le détecteur.

Le détecteur est de forme cylindrique et couvre 3.2 stéradians. Il est placé dans un solénoïde qui fournit un champ magnétique parallèle ou antiparallèle au faisceau. Ce détecteur a été construit de manière à minimiser la densité de matière entre le centre de la cible et le point de désintégration du K^0 , de façon à réduire le plus possible la régénération du K^0 .

Le détecteur comprend successivement, du centre vers la périphérie (voir les figures 3.1 et 3.2, pour la coupe transversale et la vue en perspective du détecteur):

- La cible d'hydrogène gazeux
- Deux chambres proportionnelles PC1 et PC2
- Six chambres à dérive DC1 à DC6
- Deux couches de tubes à streamer (tubes à dards)
Ces trois derniers sous-détecteurs permettent de déterminer les coordonnées (cylindriques) des particules chargées.
- Un identificateur de particules (PID), formé de deux scintillateurs S1 et S2, placés de part et d'autre d'un compteur Cherenkov à seuil, qui permet de séparer les pions des kaons.
- Un calorimètre électromagnétique permettant la mesure de la position et de l'énergie des particules, particulièrement les photons et les électrons.
- la bobine du solénoïde mesure 3.5 mètres de long et 2 mètres de diamètre. Le champ magnétique nominal est de 0.44 Tesla.

figure 3.1: vue en perspective du détecteur PS195.

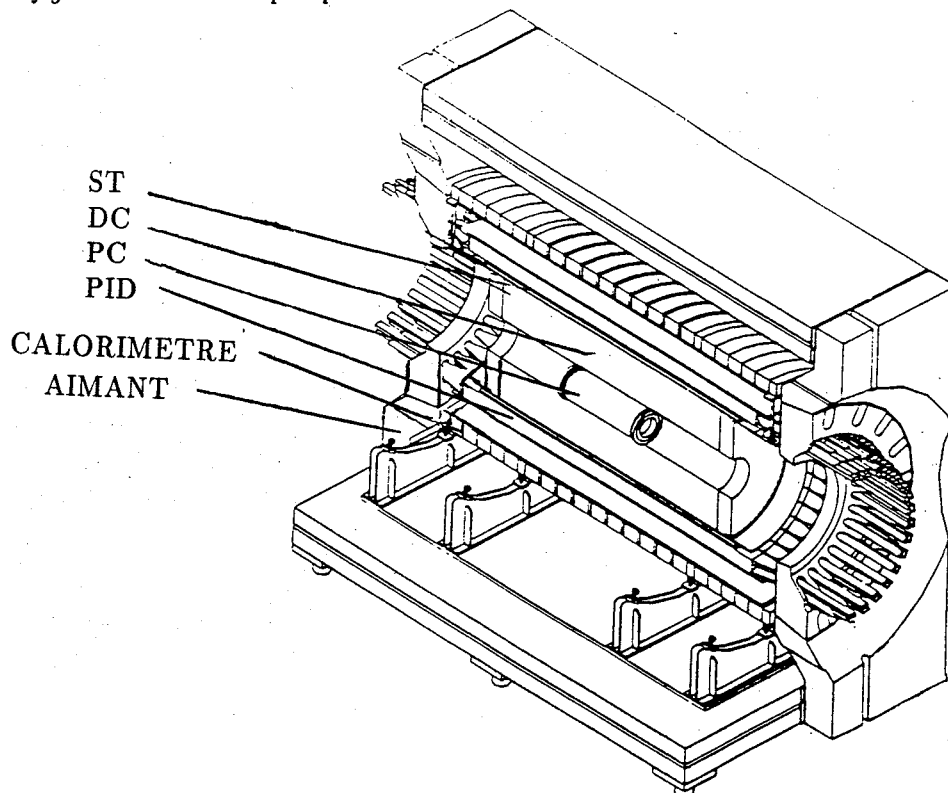
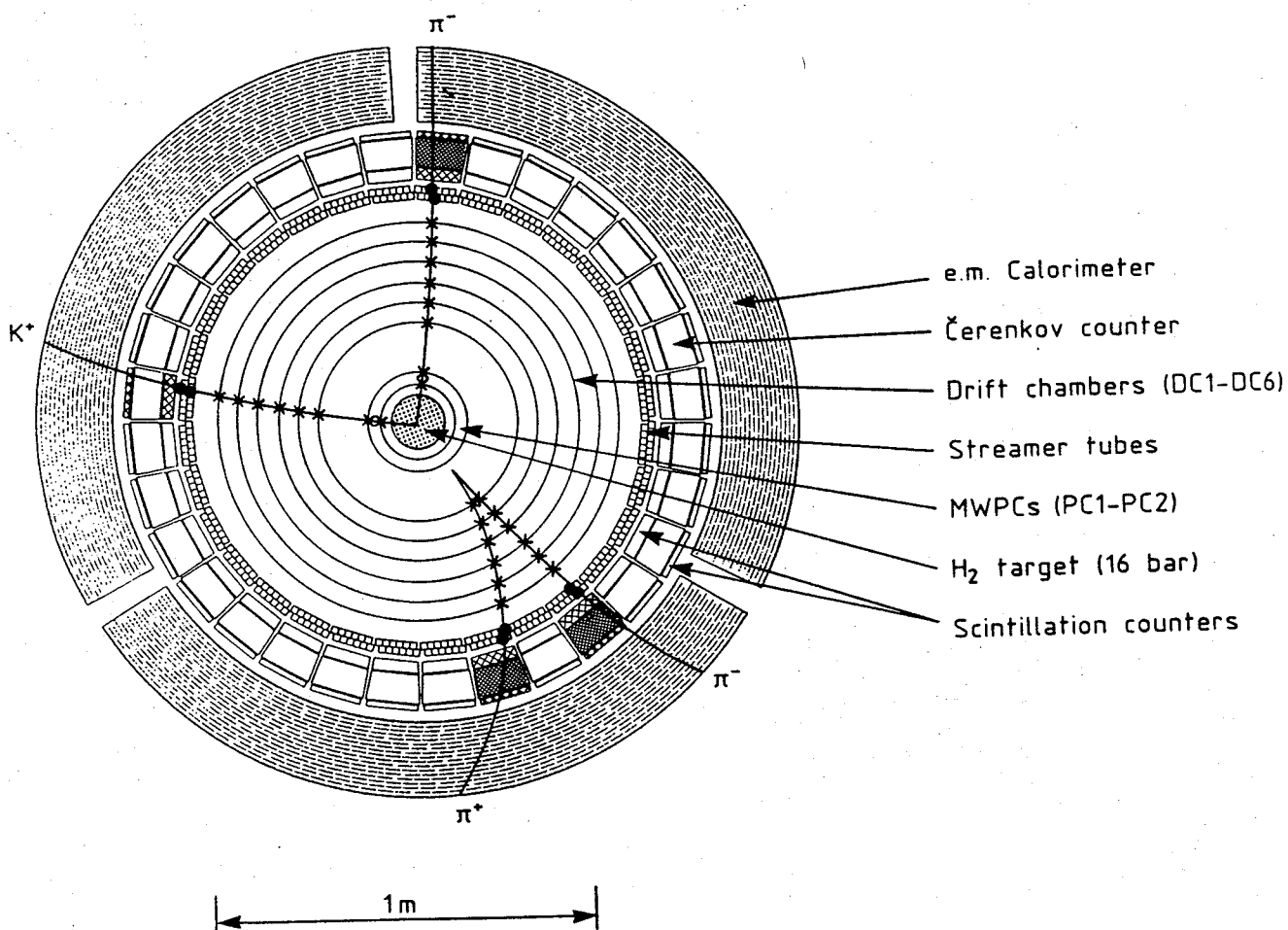


figure 3.2: coupe transversale du détecteur PS195 La bobine n'est pas figurée
On a représenté un événement typique, comportant 4 traces chargées.



3.2 Le faisceau, le système de monitoring et la cible

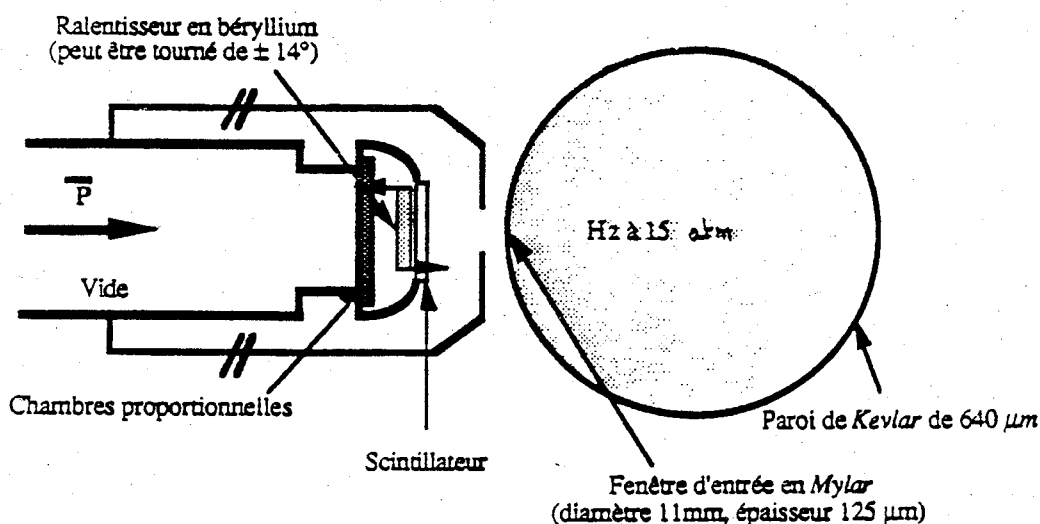
Les antiprotons sont séparés magnétiquement des autres particules secondaires produites dans l'interaction du faisceau de protons de 26 GeV/c du Proton Synchrotron (PS) avec une cible de cuivre, et sont envoyés dans l'accumulateur AA. Puis ils sont injectés dans le collecteur d'antiprotons ACOL, où ils sont "refroidis" stochastiquement ([30]).

Ce refroidissement est obtenu en mesurant la déviation des antiprotons du faisceau par rapport à la trajectoire idéale, puis en effectuant à l'opposé de l'anneau les corrections magnétiques nécessaires. Le faisceau est ensuite renvoyé dans le PS où il est décéléré jusqu'à 600 MeV/c, avant d'être transféré vers LEAR (Low Energy Antiproton Ring). LEAR refroidit stochastiquement le faisceau jusqu'à 200 MeV/c, avec une résolution sur l'impulsion de l'ordre de: $\Delta p/p \approx 10^{-3}$, et peut délivrer jusqu'à $2 \cdot 10^6$ antiprotons par seconde pour des durées n'excédant pas 30 minutes. Nous avons travaillé de façon habituelle avec des faisceaux de $5 \text{ à } 8 \cdot 10^5$ antiprotons par seconde, avec des durées d'éjection de l'ordre de 90 minutes.

Avant de parvenir dans la cible, le faisceau rencontre un système de monitoring qui signale l'arrivée d'un antiproton et qui donne la forme du faisceau. Un ralentisseur permet l'annihilation au repos, au centre de la cible, des antiprotons de 200 MeV/c. Ces différentes fonctions sont respectivement permises par (fig 3.3):

- Un scintillateur de 7 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur, relié au trigger et ayant une résolution temporelle de 100 picosecondes.
- 2 chambres à fils, permettant d'obtenir l'allure du faisceau dans le plan transverse à l'entrée de la cible ($\sigma_x = \sigma_y = 1/2$ mm).
- Un ralentisseur en Béryllium de 1.8 mm d'épaisseur, placé entre les chambres et le scintillateur. Il est orientable par rapport à l'axe du faisceau de $\pm 14^\circ$, permettant ainsi de varier l'épaisseur effective de 55 micromètres. Ce dispositif permet de positionner la distribution des vertex d'annihilation au centre de la cible.

figure 3.3: système de monitoring, ralentisseur et cible, ([31])



Afin de limiter la quantité de matière et ainsi les problèmes de régénération, nous avons opté pour une cible d'hydrogène gazeux contenu dans une sphère de 14 cm de diamètre, construite en Kevlar ($640\ \mu\text{m}$ d'épaisseur).

La fenêtre d'entrée du faisceau, de 1 cm de diamètre, est en Mylar d'une épaisseur de $125\ \mu\text{m}$. Nous minimisons ainsi les annihilations des antiprotons sur les parois de la cible, qui peuvent produire des fragments nucléaires (protons) de basses énergies pouvant simuler des kaons dans le détecteur.

Le gaz utilisé est de l'hydrogène à 15 bars de pression, compromis entre la résistance mécanique et la précision de localisation du point d'annihilation, elle-même fonction de la diffusion multiple dans le ralentisseur, à l'énergie incidente de 20 MeV.

3.3 Les chambres proportionnelles, à dérives et les tubes à streamer

Les deux chambres les plus centrales sont nommées PC1 et PC2. Leurs dimensions radiales (PC1: 95 mm, PC2: 127 mm) permettent de couvrir une zone qui va de 0 à environ 5 fois la durée de vie du K_S^0 . Ces chambres sont utilisées pour définir les traces chargées dites primaires. Elles permettent la mesure des coordonnées cylindriques r et ϕ , ainsi que de la coordonnée longitudinale z des traces associées aux particules. Les parois internes et externes de ces détecteurs sont recouvertes de bandes d'aluminium servant de cathodes. Ces pistes forment respectivement des hélices d'angle 19.4° (PC1) et 27.9° (PC2) par rapport à l'axe de la chambre. Les fils anodes ($15\ \mu\text{m}$) sont espacés de 1.039 mm. Le mélange gazeux utilisé comporte 79.5% d'Argon, 20% d'isobutane et 0.5% de Fréon.

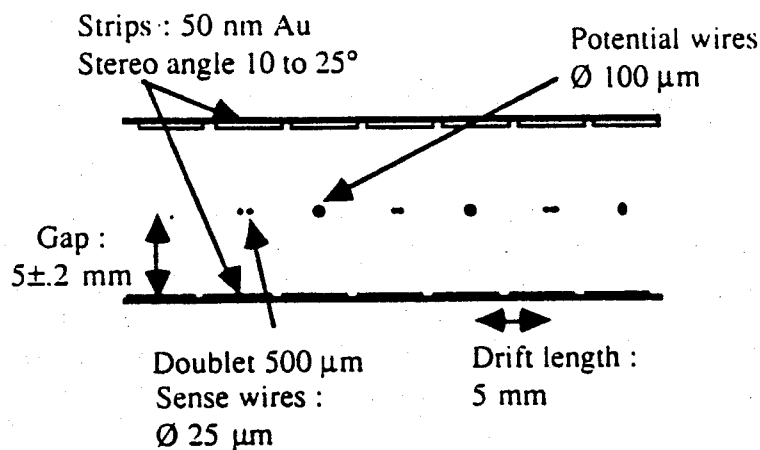
Associées aux chambres proportionnelles, les six chambres à dérive ([31]) (numérotées de DC6, pour la plus externe, à DC1, pour la plus interne) permettent de reconstruire les trajectoires des particules, en particulier de celles issues de la désintégration du K^0 . Par leurs dimensions radiales (DC6: 51 cm), elles permettent la mesure du vertex de désintégration jusqu'à des valeurs de l'ordre de $20\ \tau_s$. Ces chambres sont constituées de six cylindres concentriques, formé chacun par deux feuilles de Mylar, support des plans cathodes, reposant sur une structure externe en fibre de carbone, qui assure la rigidité de l'ensemble. Gonflés par un mélange gazeux assurant un gradient de pression de 2 KPascal entre chaque chambre, les plans cathodes se tendent parallèlement au faisceau. Les anodes sont groupées par doublets, ce qui permet de lever l'ambiguïté droite-gauche. L'espacement entre deux fils d'un même doublet est de 0.5 mm, et de 10 mm entre deux doublets. L'espacement de 0.5 mm entre 2 fils est maintenu grâce à l'utilisation de points de colle réguliers (figure 3.4). Les cathodes sont réalisées à partir de dépôts d'or sur les feuilles de Mylar séparant chaque chambre.

La coordonnée azimuthale est obtenue à l'aide des fils, et la coordonnée z grâce aux charges recueillies sur les pistes des plans cathode. Le gaz utilisé est un mélange de 50% d'Argon et de 50% d'éthane.

Comme pour les chambres proportionnelles, la quantité de matière a été minimisée,

de manière à réduire la régénération des Kaons neutres. L'épaisseur totale des chambres proportionnelles est de $2.2 \cdot 10^{-3}$ longueur de radiation, et celle des chambres à dérive de $6.9 \cdot 10^{-3}$. Afin de respecter la sectorisation du détecteur introduite par les PIDs (cf paragraphe 3.4), les chambres proportionnelles et à dérive ont été divisées en 64 secteurs.

figure 3.4 coupe transversale d'une chambre à dérive, ([33])



Deux couronnes concentriques de tubes à *streamer* ([32]) permettent une mesure rapide de la coordonnée longitudinale z . Nous effectuons pour cela la mesure de la différence de temps d'arrivée du signal aux deux extrémités du fil touché, à l'aide de convertisseurs digitaux de temps (TDC). Cette valeur, obtenue rapidement (environ 600 ns), est prise en compte par le système de déclenchement, au niveau du calcul des différents paramètres de la trace. L'efficacité est ici d'environ 95%, et la précision en z est 1.5 cm.

Chacune des deux couronnes (R_1 : 58.2 cm, R_2 : 60 cm) comprend 32 secteurs de 6 tubes de 2.52 m de longueur et de section $1.75 \times 1.75 \text{ cm}^2$. Le mélange gazeux comporte 46% d'isobutane, 50% d'argon, 4% de méthylal et 0.008% de fréon.

En résumé, nous rappelons dans le tableau suivant les principales propriétés des chambres proportionnelles, à dérive et des tubes à *streamer*, ainsi que de leurs efficacités.

	rayons internes	mélange gazeux	résolution	longueur de radiation	efficacité
chambres PC1 et PC2	9.5 et 12.7 cm	79.5% argon 20% isobutane 0.5% fréon	$\sigma_{r\phi} = 350\mu m$ $\sigma_z = 2mm$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	98 %
chambres DC1 à DC6	25.5 à 50.9 cm	50% ethane 50% argon	$\sigma_{r\phi} = 250\mu m$ $\sigma_z = 3mm$	$6.9 \cdot 10^{-3}$	97 %
streamer tube	58 et 60 cm	46% isobutane 50% argon 4% méthylal 0.008% fréon	$\sigma_{r\phi} = 7.5mm$ $\sigma_z = 15mm$		95 %

3.4 Identification des particules: les PIDs

Ce sous-détecteur est constitué d'une alternance Scintillateur (S1)-Cherenkov (C)-Scintillateur (S2). Il est utilisé par le système de déclenchement pour la sélection π/K . Il est divisé en 32 secteurs trapézoïdaux couvrant 11° chacun. La figure 3.5 montre une coupe transversale d'un des 32 éléments. La sélection pion-kaon est obtenue en plusieurs étapes.

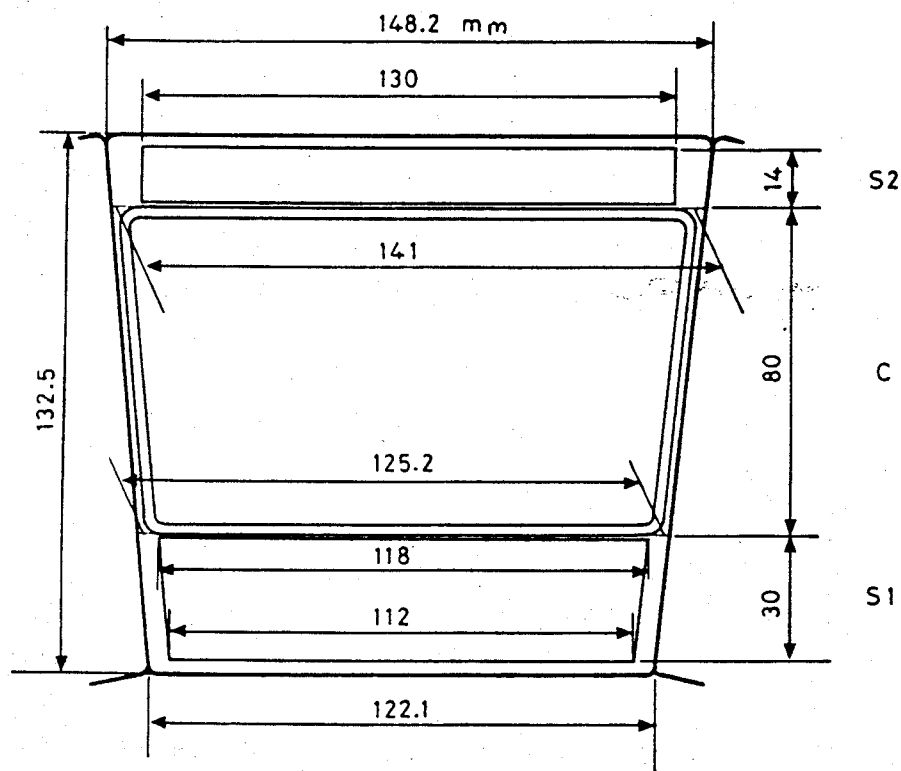
La plus rapide -60 ns- utilise directement l'information des discriminateurs. Une trace est considérée comme kaonique si au niveau des PIDs elle présente la signature $S\overline{C}S$, c'est à dire si pour un secteur donné on obtient un signal dans S1,S2, mais pas dans C. La seconde, plus lente -2 μs -, prend en compte les informations relatives à la perte en énergie (dE/dx) dans le scintillateur S1.

Les trois couches de compteurs ont les caractéristiques suivantes:

- Le scintillateur le plus intérieur (S1), d'épaisseur 3 cm et de longueur effective 3.1 m est utilisé pour la mesure de la multiplicité des traces chargées, ainsi que du temps de vol, et la perte d'énergie. Ses convertisseurs analogique-numérique (ADC) mesurent l'énergie déposée par la trace. Hors ligne nous utiliserons cette information pour calculer le dE/dx , l'énergie déposée par unité de longueur. Les convertisseurs digitaux de temps (TDC) permettent d'obtenir une mesure de la différence de temps de vol des particules. La résolution en temps est de l'ordre de 200 ps.
- Le scintillateur extérieur S2 est utilisé en coïncidence avec le scintillateur S1 pour déterminer les traces kaoniques chargées. Son information en perte d'énergie - contrairement à S1-n'est pas employé pour la mesure du dE/dx . En effet, la quantité de matière traversée, dans S1 et les Cherenkov, est importante, et la valeur dE/dx obtenue est moins précise.
- Les 32 secteurs Cherenkov, longs tubes trapézoïdaux extrudés de 33 l de volume, sont remplis de fréon liquide. Celui-ci, le $FC72$ (C_6F_{14}) d'indice 1.26, fixe le seuil de déclenchement à $\beta = 0.79$. Compte-tenu des pertes d'énergie dans le reste du détecteur, le seuil effectif est en fait porté jusqu'à 0.81. Afin d'adapter le cône

de lumière émise à la réponse des PM, nous utilisons un décaleur de spectre, qui réemet la lumière de façon isotrope dans l'intervalle 300-450 nm. Il s'agit d'un additif: 20 mg/l de 2,5-diphényl oxazole. Chaque compteur Cherenkov est couplé à 4 PM, placés à l'extérieur de l'aimant. Les signaux des différents compteurs sont envoyés à un ensemble de discriminateurs dont les réponses sont utilisées par le premier processeur du système de déclenchement (HWP1), pour la sélection rapide des candidats kaons. L'information relative au nombre de photoelectrons donné par les PM sera utilisée par la suite, au niveau du second processeur (HWP2).

figure 3.5: coupe transversale des PIDs. Chacun des 32 secteurs des PIDs couvre 11° . Le scintillateur S1 a une épaisseur de 3 cm, le Cherenkov de 8 cm et le scintillateur S2 de 1.5 cm.



3.5 le Calorimètre

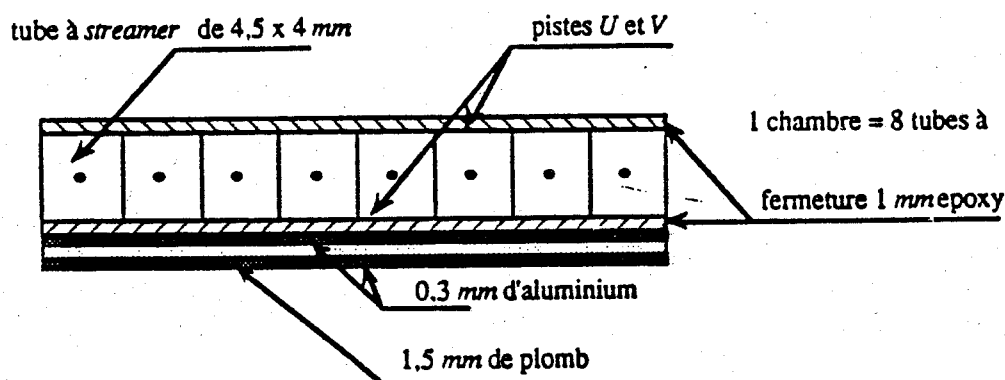
Pour l'étude des canaux neutres ($K^0 \rightarrow 2\pi^0, 3\pi^0$) nous avons réalisé un calorimètre électromagnétique ([34]), qui nous permet de connaître non seulement le nombre de gerbes, mais aussi les coordonnées (r, ϕ et z) de chaque pied de gerbe, ainsi que le nombre de cellules touchées pour chaque gerbe, quantité proportionnelle à l'énergie déposée. Les informations des autres détecteurs nous permettent d'extrapoler une trace jusqu'au niveau du calorimètre et donc aider à reconnaître parmi les impacts, ceux qui sont associés aux traces chargées. Par soustraction nous pouvons définir le nombre de photons. Les coordonnées des photons, associés aux quantités cinématiques du K^0 nous permettent alors de définir le vertex de décroissance $K^0 \rightarrow 2\pi^0 (- > 4\gamma)$.

De plus, les informations du calorimètre sont également utilisées pour la séparation des électrons et des pions. La reconstruction du vertex de décroissance nécessite moins une bonne résolution en énergie qu'une bonne précision sur le point d'impact du photon. Le calorimètre a donc été construit de manière à présenter une grande granularité. Il est constitué d'un empilement de 18 couches composées d'une feuille de plomb, de deux feuilles d'aluminium, pour la partie convertisseur, et de tubes à streamer recouverts de pistes conductrices dite U et V, pour la partie détection (figure 3.6). Ces pistes sont inclinées de ± 30 degrés par rapport aux fils des streamers. Le gaz utilisé est un mélange de 66% de CO_2 et de 33% de n-pentane.

La résolution sur le pied de gerbe vaut 3 mm sur la coordonnée $r\phi$, et 5 mm sur z . L'efficacité de détection des photons a été mesurée à environ 90%. La résolution en énergie est de l'ordre de $\Delta E/E = 20\% / \sqrt{E(\text{GeV})}$.

La précision sur la reconstruction des vertex secondaires neutres est de 1.6 cm pour les désintégrations en $2\pi^0$, soit une résolution sur la durée de vie de $0.5 \tau_s$.

figure 3.6: élément du calorimètre ([31])



3.6 Le Système de déclenchement

Dans l'annihilation $p\bar{p}$, le fond pionique avec un rapport d'embranchement voisin de 99 % masque totalement le canal de physique que nous souhaitons étudier:

$$p\bar{p} \rightarrow K^+ \pi^- \bar{K}^0$$

$$p\bar{p} \rightarrow K^- \pi^+ K^0.$$

Le rapport de branchement de ce dernier, de $4 \cdot 10^{-3}$, nous a obligé à imaginer et à réaliser un système de déclenchement performant, parfaitement sélectif. Ce système se compose de plusieurs étages d'une complexité croissante. Le temps d'exécution et le taux de réjection de chacun d'entre eux ont été optimisés de manière à réduire au mieux le temps mort pour une intensité d'antiprotons de 10^6 .

Le système de déclenchement, partie du détecteur pour laquelle nous avons mis au point toute la surveillance en ligne, fera l'objet du chapitre suivant. Nous y décrirons plus en détails son fonctionnement, ainsi que ses performances, étage par étage.

3.7 Le système d'acquisition

Deux systèmes d'acquisition différents co-existent dans l'expérience. Le premier, permet d'écrire sur bande la totalité de l'information collectée par le détecteur. Le second système, encore en cours de développement, permettra d'obtenir sur bande magnétique une quantité réduite d'informations, provenant des processeurs du système de déclenchement et destinée à calculer directement la valeur de $\text{Re}(\epsilon')/\text{Re}(\epsilon)$.

3.7.1 Le canal classique

Ce canal est caractérisé par son aspect modulaire. Il est constitué de trois couches logique (figure 3.7):

- la lecture de l'électronique de chaque sous-détecteur. A chaque sous-détecteur est associé un Valet+ (figure 3.7). A la réception du signal du trigger, le transfert de données est lancé. Celui-ci est essentiellement effectué par le contrôleur d'accès mémoire direct DMA, libérant ainsi le processeur 68020 pour les tâches de monitoring proprement dit.
- l'assemblage de l'événement. Les informations concernant chaque détecteur sont transférées via un bus (VSB) vers le Valet+ "Event Builder". Celui-ci les concatène à l'intérieur d'une structure de données au standard ZEBRA.
- l'écriture sur support magnétique. Chaque événement est envoyé via une fibre optique vers le Valet+ "DDS" (Data Distributing System) qui les assemble en blocs. Ceux-ci sont transférés vers les Valet+ "TAPE" et "MSP". Le premier

est chargé de piloter un dispositif d'écriture sur cassette de type 3480. Le second échantillonne le flux de données venant du DDS, et permet d'injecter des événements assemblés dans une VAX, où ils peuvent être analysés par les programmes "hors-ligne" de contrôle.

Chacune de ces tâches est accomplie par un microposseur "Valet +". Ce système commercial, initialement développé au CERN, est formé par un châssis au standard VME contenant principalement:

- Un module de processing basé sur un processeur 68020 ainsi qu'un contrôleur d'accès mémoire direct (DMA).
- Un à deux mega-octets de mémoire dynamique.
- Un interface Ethernet.

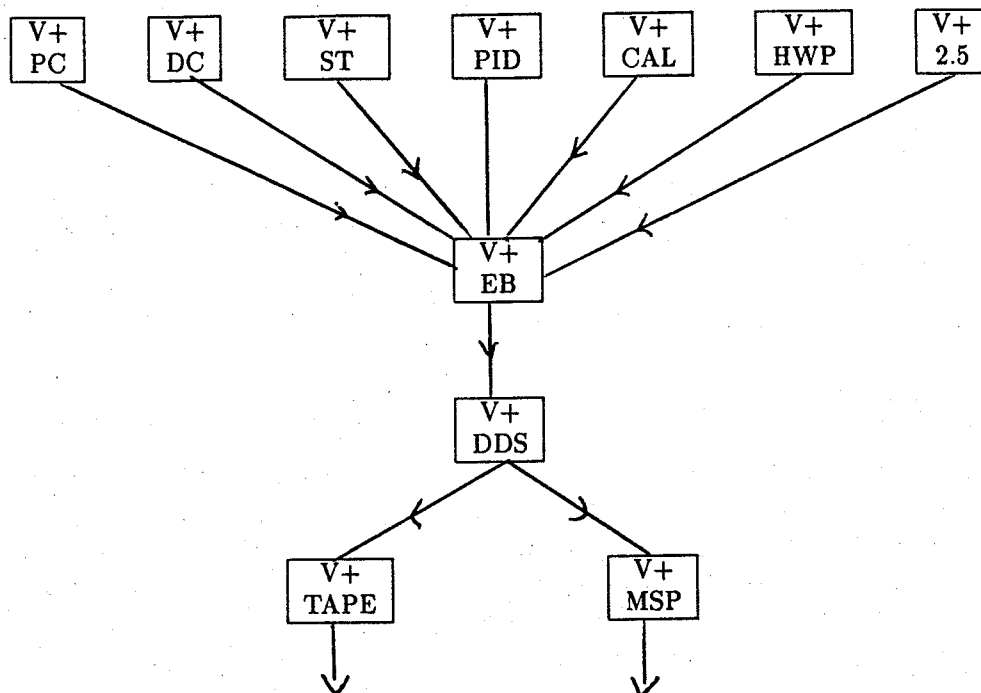
Le processeur peut être directement programmé en assembleur, ou bien en PILS ([35]), un langage interprète dérivé du Basic, et permettant d'utiliser certains modules des bibliothèques du CERN (accès aux ressources CAMAC, FASTBUS ou VME, traitement des histogrammes, fonctions graphiques, etc ...). Les programmes sont téléchargés dans les processeurs à partir d'une série d'ordinateurs et de stations de travail VAX exploitées par VMS. Sur cet ensemble fonctionnent des processus destinés au contrôle et à la surveillance en ligne de l'ensemble du système d'acquisition. Ces programmes sont pour la plupart écrits en Fortran, et utilisent MODEL, un ensemble de bibliothèques développées au CERN dans le cadre du LEP.

Dans l'état actuel du matériel disponible, nous pouvons écrire environ 350 événements de 2.5 kilo-octets par seconde. Une amélioration, actuellement à l'étude, portant sur le matériel et les programmes, devrait permettre de passer à 800 événements par seconde.

3.7.2 Le canal ϵ'/ϵ

La mesure directe de $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$ par la méthode des asymétries intégrales requiert une statistique très importante, de l'ordre de 10^9 événements. Pour permettre un taux élevé d'écriture sur bande, il est envisagé d'utiliser un sous-ensemble réduit d'informations, suffisant au calcul en ligne de $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$. A cet effet, il est prévu qu'un canal de sortie du SPY envoie des informations sélectionnées, issues du trigger, vers une série de processeurs qui procède à l'analyse en ligne et qui stocke les résultats et les données sur des cassettes Exabytes.

Figure 3.7: Architecture du canal principal d'acquisition. La première couche représente les Valet+ associés à chaque détecteur. Ceux-ci sont tous connectés à l'Event Builder (EB), qui redistribue l'événement (via le Valet DDS) à la fois vers le Valet+ chargé de l'écriture sur bande et vers celui qui transfère les données vers la VAX (MSP).



Chapitre 4

Le système de déclenchement de l'expérience PS195/CPLEAR

4.1 Les objectifs du système de déclenchement

La conception du système de déclenchement (trigger) de l'expérience a été gouvernée par 2 impératifs majeurs:

- Les rapports de branchement des réactions qui nous intéressent sont très faibles (de l'ordre de 10^{-3}).
- Il est nécessaire d'accumuler une statistique importante pour atteindre une précision significative sur les grandeurs physiques à mesurer. Le faisceau d'antiprotons de l'anneau LEAR fonctionne typiquement à la fréquence de 1 Mhz.

Le trigger doit donc être très sélectif et posséder un temps mort aussi court que possible. L'architecture retenue repose donc sur une cascade de processeurs cablés (HWP) exécutant des algorithmes de plus en plus sophistiqués, éliminant au fur et à mesure les événements sans intérêt pour notre étude.

Nous pouvons décomposer le trigger en plusieurs étapes:

- Le signal de prétrigger rapide, obtenu à partir des informations des PIDs initie le processus.
- Un premier processeur, HWP1, est chargé de sélectionner les événements comportant au moins un kaon chargé et de mesurer les caractéristiques cinématiques des particules chargées à partir des informations venant des différentes chambres.
- Un second processeur, HWP2, affine l'identification des particules à partir des données issues des PIDs en utilisant les informations cinématiques de HWP1.
- Parallèlement au traitement effectué par HWP2, on réalise une coupure sur la somme des impulsions de toutes les paires primaires $K \pi$ possibles. Pour des raisons pratiques, ce processeur est physiquement intégré à HWP1.
- Le processeur HWP2.5 est, quant à lui, chargé d'analyser les informations du calorimètre. Il estime le nombre de gerbes dans le calorimètre, et permet d'effectuer une coupure sur ce nombre, pour les événements à 2 particules chargées, candidats aux désintégrations dans le canal neutre.

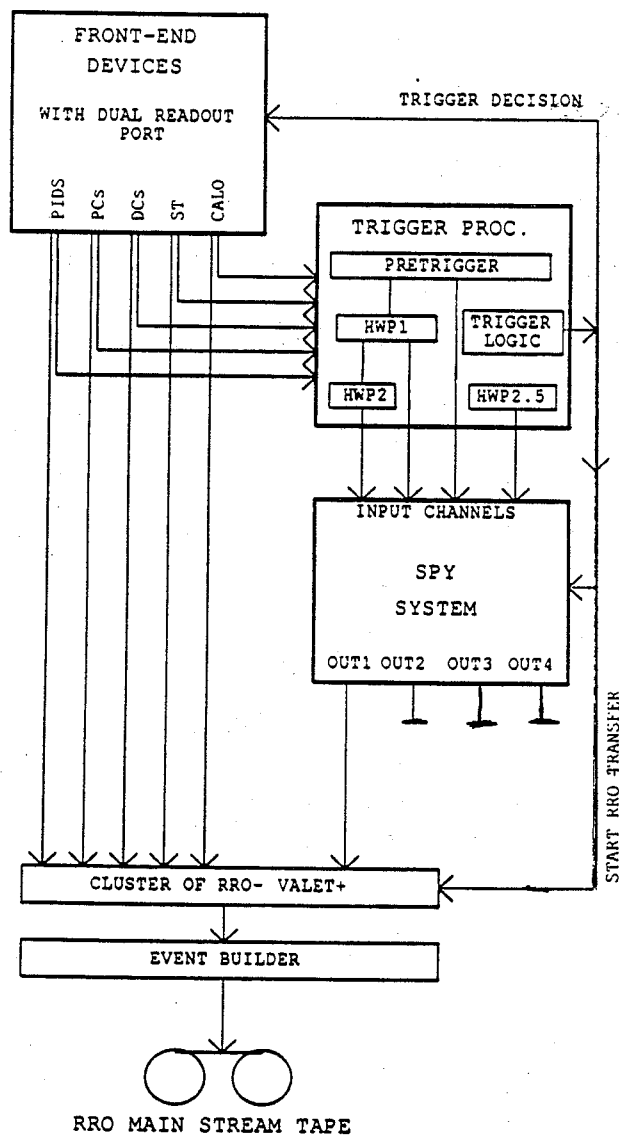
Ces cinq éléments constituent le trigger principal actuel, à l'issue duquel la commande de lecture des informations par le système d'acquisition est envoyé. La gestion des décisions des différents étages du trigger est effectuée par un module dédié à cette tâche, le TRIGGER CONTROL.

L'installation, en aval du processeur HWP2.5, de deux autres processeurs est actuellement à l'étude. Ils doivent permettre d'étiqueter les événements à deux traces et d'améliorer la sélection du canal neutre.

- HWP3 doit séparer les gerbes provenant des particules chargées de celles provenant des photons, et donner leurs coordonnées. Il doit aussi permettre de rejeter les événements comportant moins de quatre photons dans le calorimètre.
- HWP4 doit reconstruire le vertex de désintégration des kaons neutres, et permettre d'éliminer les événements dont le vertex se situe à moins de $5 \tau_s$.

Le SPY forme l'interface entre le trigger (HWP1, HWP2 et HWP2.5) et le système d'acquisition sur bandes. Il reçoit les informations de chacun des étages du trigger, et les met à disposition grâce à ses quatre canaux de sorties. Dans l'état actuel des choses, Le SPY est relié au Hard Wired Processor Root Read Out (HWP RRO), qui forme le système d'acquisition principal. Trois autres sorties permettront de diriger les données vers d'autres processeurs (HWP3 et HWP4, par exemple). Dans ce qui suit nous décrirons en détail les modules qui constituent HWP1, et plus rapidement les autres processeurs. Nous insisterons sur le SPY, qui est un élément essentiel à la surveillance en ligne (monitorage) des données du système de déclenchement. La figure 4.1 rappelle de façon schématique l'interconnexion des différents processeurs.

figure 4.1 Relation entre les différents éléments du trigger



4.2 Le processeur HWP1

HWP1 est constitué de 6 étages exécutant des algorithmes de plus en plus sophistiqués, exigeant des délais d'exécution de plus en plus grand ([36]) et ([37]):

- la décision dite "rapide" (EDL) sélectionne, à partir des informations issues des PIDs, les événements ayant au moins un candidat kaon.
- la coupure en impulsion transverse permet de rejeter rapidement les événements pour lesquels le candidat kaon n'a pas une impulsion transverse suffisante.
- la décision "intermédiaire" (IDL) permet une première sélection sur le nombre de traces chargées à partir des informations par secteur venant des chambres à fils.
- le "suivi des traces" (track follower) affine la décision précédente en utilisant l'information des fils.
- la paramétrisation calcule les caractéristiques géométriques des traces (courbure, angle et distance à l'origine).
- la cinématique permet d'effectuer des coupures sur la somme des impulsions des deux particules primaires.

Détaillons maintenant ces différents étages.

4.2.1 Décision rapide (EDL)

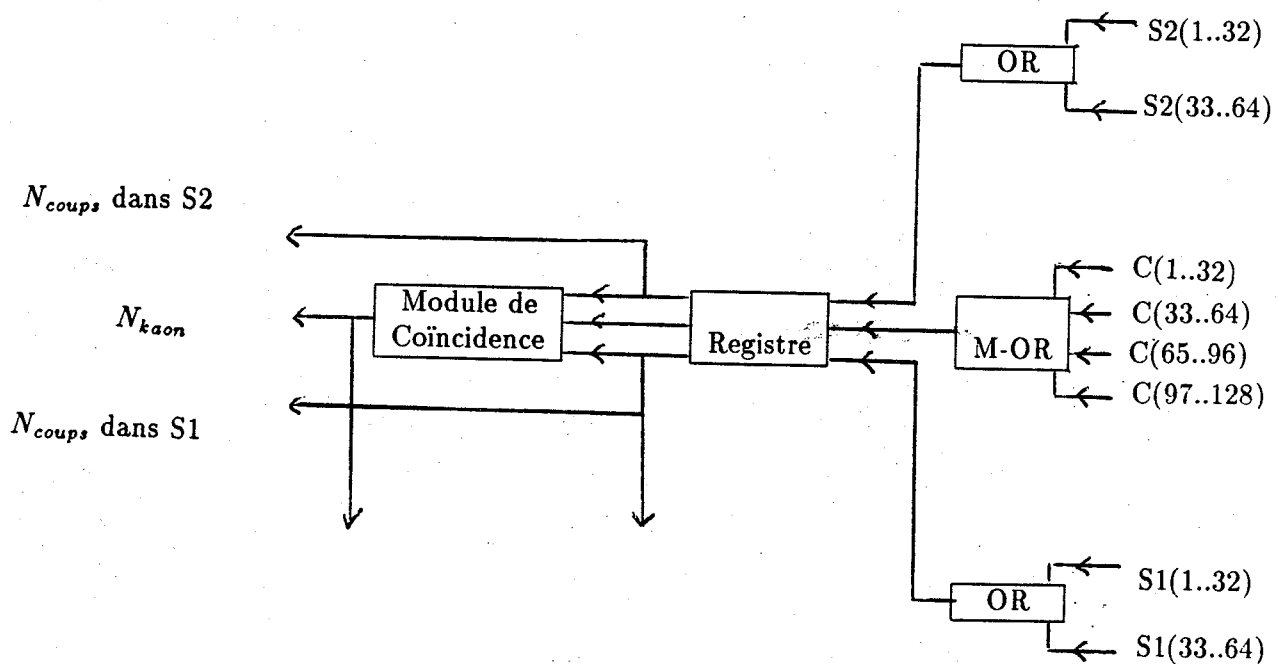
Elle utilise les signaux analogiques fournis par les photomultiplicateurs des PIDs et mis en forme par des discriminateurs rapides. Elle repose sur le nombre de candidats kaons détectés et sur la multiplicité des scintillateurs S1 touchés. la Figure 4.2 montre l'ensemble des circuits logiques utilisés ([43]) .

Les candidats kaons sont identifiés par la coïncidence $S\overline{C}S$, c'est-à-dire que dans un au moins des 32 secteurs des PIDs, le kaon a laissé de la lumière dans les deux scintillateurs, mais pas dans le Cherenkov.

La coupure retenue au niveau de la décision rapide demande que la multiplicité des secteurs S1 touchés, c'est-à-dire le nombre potentiel de traces chargées, soit supérieur ou égal à 2 et que le nombre de candidats kaons soit supérieur ou égal à un. Notons enfin que si un nouvel antiproton est détecté par le compteur du faisceau, pendant la durée de traitement de cet étage, l'événement est immédiatement rejeté.

Le délai introduit par cette décision est de 60 nanosecondes. Le facteur de réduction apporté sur le taux de comptage est de 4, et l'efficacité, mesurée à partir de la simulation, est de 98%.

figure 4.2: Logique du niveau EDL de HWP1. Chacun des 32 scintillateurs de S1 et S2 est relié à 2 PM. Sur le schéma logique, le module OR réalise le OU entre chaque couple de PhotoMultiplieur (PM), scintillateur par scintillateur. De façon semblable, les 32 Cherenkov sont associés à 4 PM et les modules M-OR effectuent le OU logique. Le module de coïncidence détermine le nombre de candidats kaons par la triple coïncidence $\overline{S}CS$.



4.2.2 La coupure en impulsion transverse

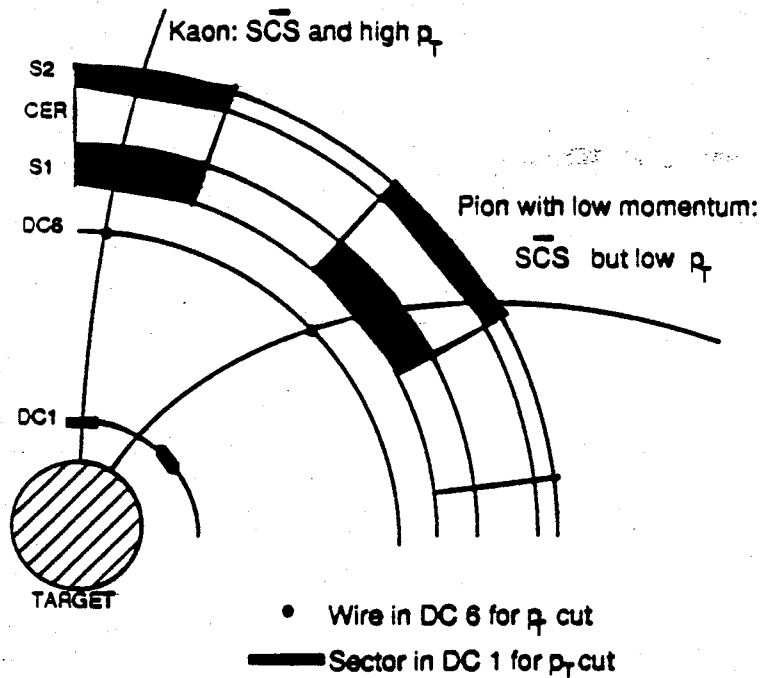
Il s'agit ensuite d'évaluer l'impulsion transverse P_t des candidats K. Si elle est inférieure à une valeur seuil (typiquement 270 MeV/c), le candidat kaon est rejeté. Cela permet

d'éliminer les pions lents, qui laissent une signature $S\bar{C}S$ dans les PIDs et seraient confondus avec les Kaons chargés. Si à la sortie de l'étage le nombre de candidats kaons, validés P_t est supérieur ou égal à 1, l'événement est retenu, et le processus continue.

Plus l'impulsion est grande et plus la courbure du candidat K est faible (voir figure 4.3). Nous tirons parti de ce fait en utilisant les informations des chambres DC1 et DC6. A chacune des cellules PID correspond 15 fils de DC6. Nous sélectionnons celui pour lequel le candidat K a laissé un signal. Suivant la valeur de la coupure en P_t , (800, 400, 270, 200 MeV/c), nous recherchons à trouver un signal sur un fil de DC1 contenu dans une fenêtre plus ou moins étroite, centrée sur le fil correspondant à celui touché en DC6. Cette fenêtre s'étend respectivement sur ± 1 fil à 800 MeV/c, ± 2 fils à 400 MeV/c, ± 3 fils à 270 MeV/c, ou ± 4 fils à 200 MeV/c.

Pour une coupure à 270 MeV/c le facteur de réduction est de 3.1. Par comparaison avec la simulation, l'efficacité a été mesurée égale à 99%.

figure 4.3: Logique de la coupure en impulsion transverse ([36]). La largeur du secteur en DC1 est fonction de la coupure choisie.



4.2.3 La décision intermédiaire (IDL)

Nous utilisons ici les informations provenant des 64 secteurs des 2 chambres proportionnelles et des chambres à dérive -à l'exception de DC3 et DC4- en corrélation avec le scintillateur S1. Nous vérifions s'il y a un nombre suffisant de traces dans les chambres pour une reconstruction ultérieure de l'événement. A ce niveau, nous définissons différents types de traces (voir aussi la figure 4.4):

- celles que nous appellerons trace IDL, et qui sont décrites par l'équation logique:
 $trace_{IDL} = (DC6.OR.DC5).AND.S1$
Elles ne nécessitent que les informations des chambres DC6 et DC5, ainsi que celles de S1.
- celles dites traces primaires IDL, c'est à dire celles qui ont, en plus des informations précédentes, touché l'une des 2 chambres proportionnelles (PC1 ou PC2), ainsi que l'une des deux premières chambres à dérive (DC1 ou DC2). L'équation logique précédente devient:
 $primaire_{IDL} = (DC6.OR.DC5).AND.(DC1.OR.DC2).AND.(PC1.OR.PC2).AND.S1$
- celles, enfin, appelées kaon validé IDL. Il s'agit de traces primaires, au sens de l'IDL, ayant satisfait à la coïncidence $\overline{SCS}$, et à la validation P_i . Elles obéissent à l'équation logique simplifiée suivante:
 $Kaon_{IDL} = (PC1.OR.PC2).AND.(\overline{SCS})_{P_i}$
Les informations DC1, DC2 et DC5, DC6 étant implicites dans la condition $(\overline{SCS})_{P_i}$.
Selon le type de trace, kaon ou pion primaire, les fenêtres de validation des chambres PC1 et PC2 (c'est-à-dire le nombre de secteurs dans lequel nous recherchons, dans les différentes chambres, la trace) sont différentes: 3 pour les kaons et 5 pour les pions.

Les différents OR, entre 2 plans de chambres, permettent de réduire les inefficacités des chambres, en les couplant 2 à 2.

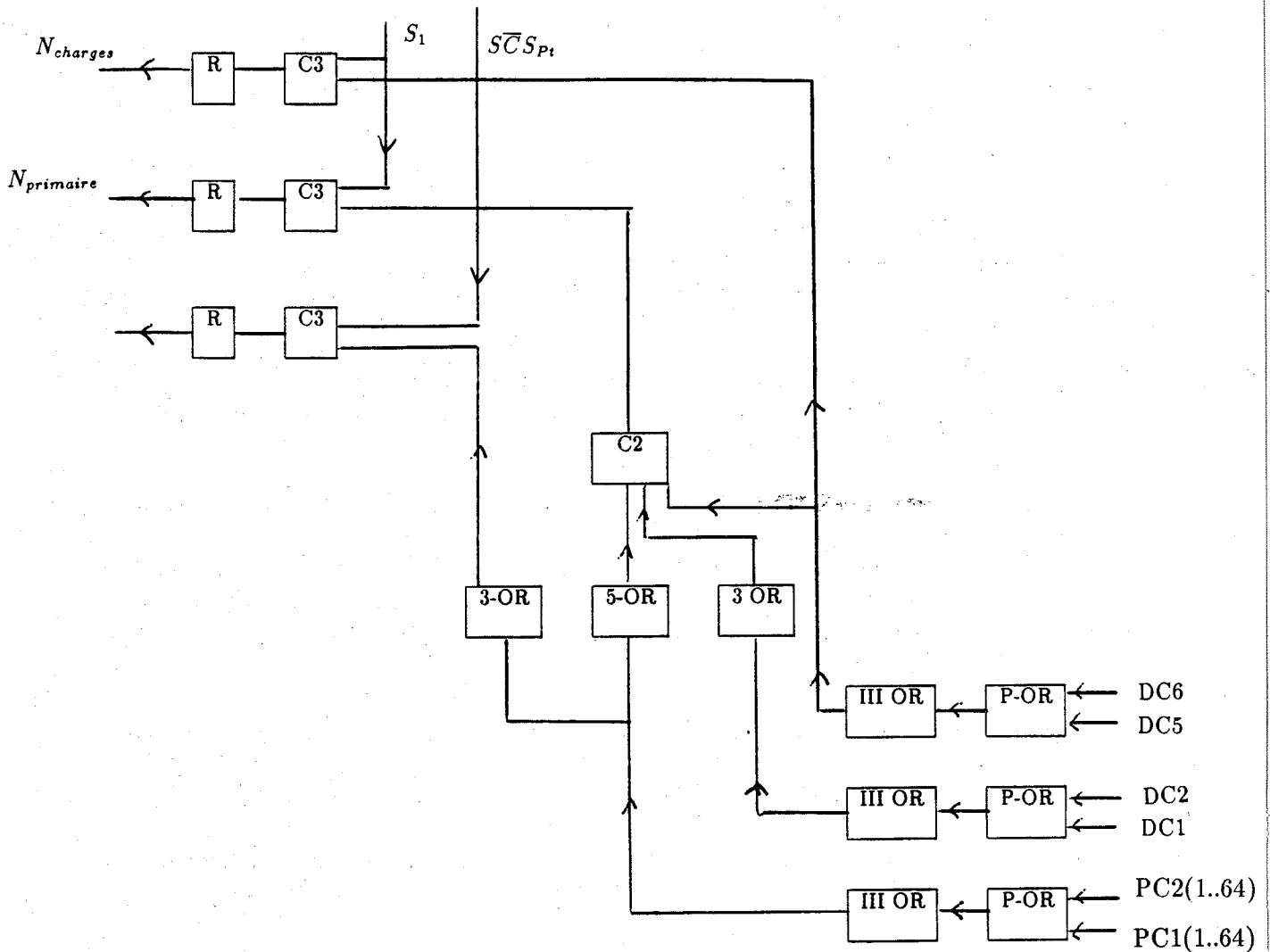
Ce niveau, dans la sélection des événements "golden" nous permet de:

- donner la multiplicité des traces dites primaires. Si l'événement ne possède pas au moins 2 primaires dont un Kaon chargé, il est rejeté.
- obtenir le nombre total de traces chargées.

Pour le trigger habituellement utilisé, et qui, au niveau de l'IDL, demande l'existence de 2 ou 4 traces, dont au moins un kaon et 2,3 ou 4 traces primaire, nous réduisons le nombre d'événements d'un facteur 1.8, avec une efficacité voisine de 98%.

Les P-OR réalisent le OU logique entre les 64 secteurs des 2 chambres auxquels ils sont liés, les III OR réduisent les mots de 64 bits en 32 bits par un OU sur 2 secteurs consécutifs.

Les modules R sont des registres.



4.2.4 Le suivi des traces (TRACK FOLLOWER)

Le suiveur de traces est chargé de valider les traces à partir de l'information des fils des chambres et des tubes à streamer. Une trace est validée si au moins trois chambres et

une couche de streamer sont touchés. Le traitement de toutes les traces est effectué en mode "pipe-line" (en chaîne), de façon à minimiser la durée de l'analyse. Le schéma logique de cet étage est donné par la figure 4.5.

Un premier module, le "Track Launcher", est chargé d'initialiser le suivi des traces. Neuf modules "Track Follower" (1 par détecteur de traces chargées) effectuent le suivi pour chaque trace. Pour chaque impact trouvé dans une fenêtre prédéfinie on interroge les chambres et les tubes à streamer par l'intermédiaire de neufs modules "Front End" pour s'assurer que toute l'information est présente.

Les données retournées par les détecteurs sont utilisées par les modules de "configuration" qui permettent de tester la validité de la trace, ainsi que d'éliminer les doubles traces, c'est-à-dire celles pour lesquelles une même particule a allumé deux scintillateurs contigus.

Enfin, des tables de correspondances (LUTs) utilisent l'information provenant des chambres à fils sur le temps de dérive et sur le numéro de fil touché pour obtenir les 8 valeurs ϕ_i , valeurs intermédiaires utilisées par une analyse multidimensionnelle pour le calcul des paramètres de la trace. (cf 4.2.5). De la même façon, l'information des tubes à streamer est transformée en coordonnée longitudinale.

La synchronisation est assurée par une horloge interne (fréquence 10 Mhz). Voyons à titre d'exemple, quel est le fonctionnement de ces modules, en nous limitant aux premiers coups d'horloge:

Au premier coup:

- Le TL lance le suivi du candidat $K_{aon_{IDL}}$.

Au second:

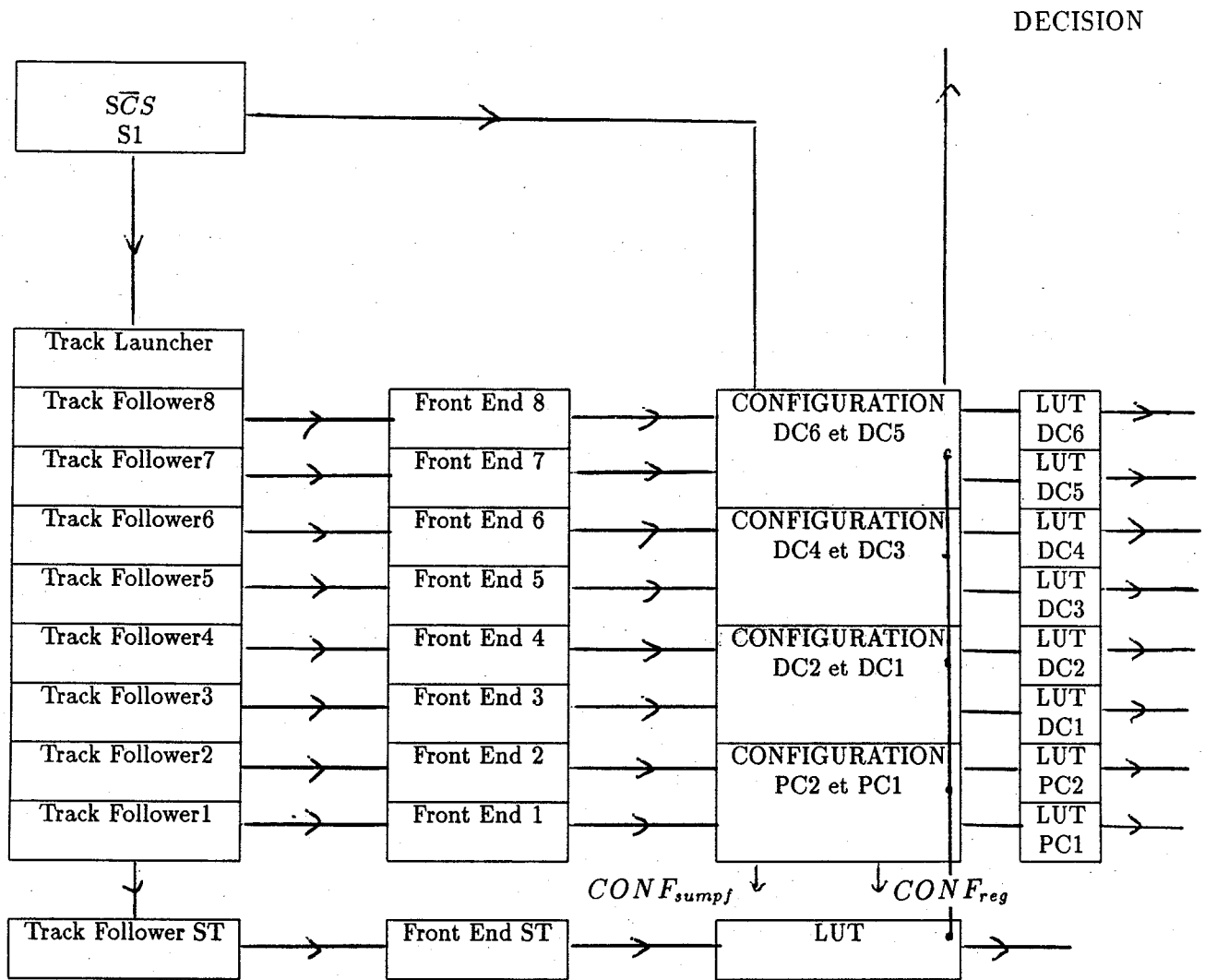
- Le TL lance la seconde trace.
- Le Track Follower 8 interroge la chambre DC6 via l'électronique de front (FRONT END 8) pour le candidat Kaon.

Au troisième:

- Le TL lance la troisième trace.
- La Front End 8 répond au TF8 pour le candidat kaon.
- Le TF8 interroge la chambre DC6 (FE 8) pour la seconde particule.
- Le TF7 interroge la chambre DC5 (FRONT END7) pour le candidat kaon.

Le processus se poursuit ainsi jusqu'à ce que toutes les traces aient été suivies, chambre après chambre, de DC6 à PC1.

figure 4.5: la logique du suivi des traces



4.2.5 La paramétrisation

Les quatres grandeurs de base

Les quantités dont nous avons besoin pour introduire des coupures sur les grandeurs cinématiques sont ([38]):

Dans le plan transverse:

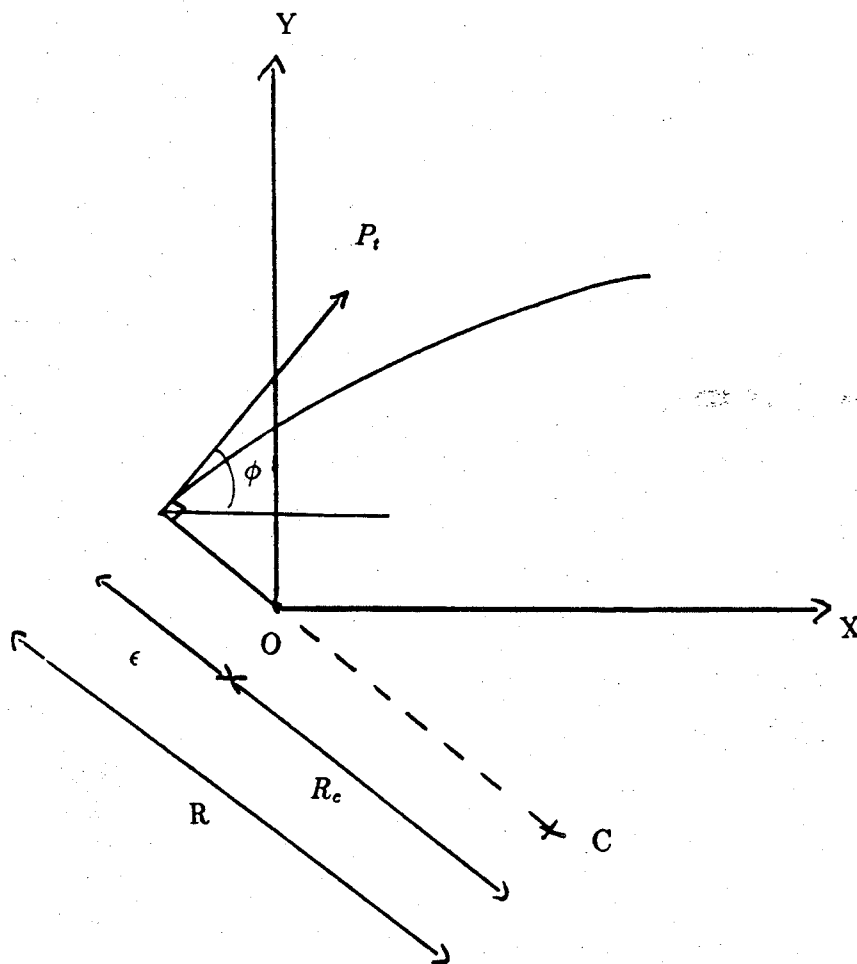
- La courbure ρ de la trajectoire de la particule sous l'action du champ magnétique.

- L'angle ϕ de la tangente à la trajectoire au point le plus proche de l'origine avec l'axe Ox.
- La distance ϵ de la trace à l'origine, formée par la différence entre le rayon du cercle de la trace (inverse de la courbure) et la distance r_c -distance entre le centre du cercle et le centre de la cible-.

Dans le plan longitudinal:

- la coordonnée Z, définie à partir des informations des tubes à streamer.

figure 4.6: paramètres dans le plan transverse



Ces grandeurs se déduisent des 8 valeurs de ϕ_i par une analyse multidimensionnelle:

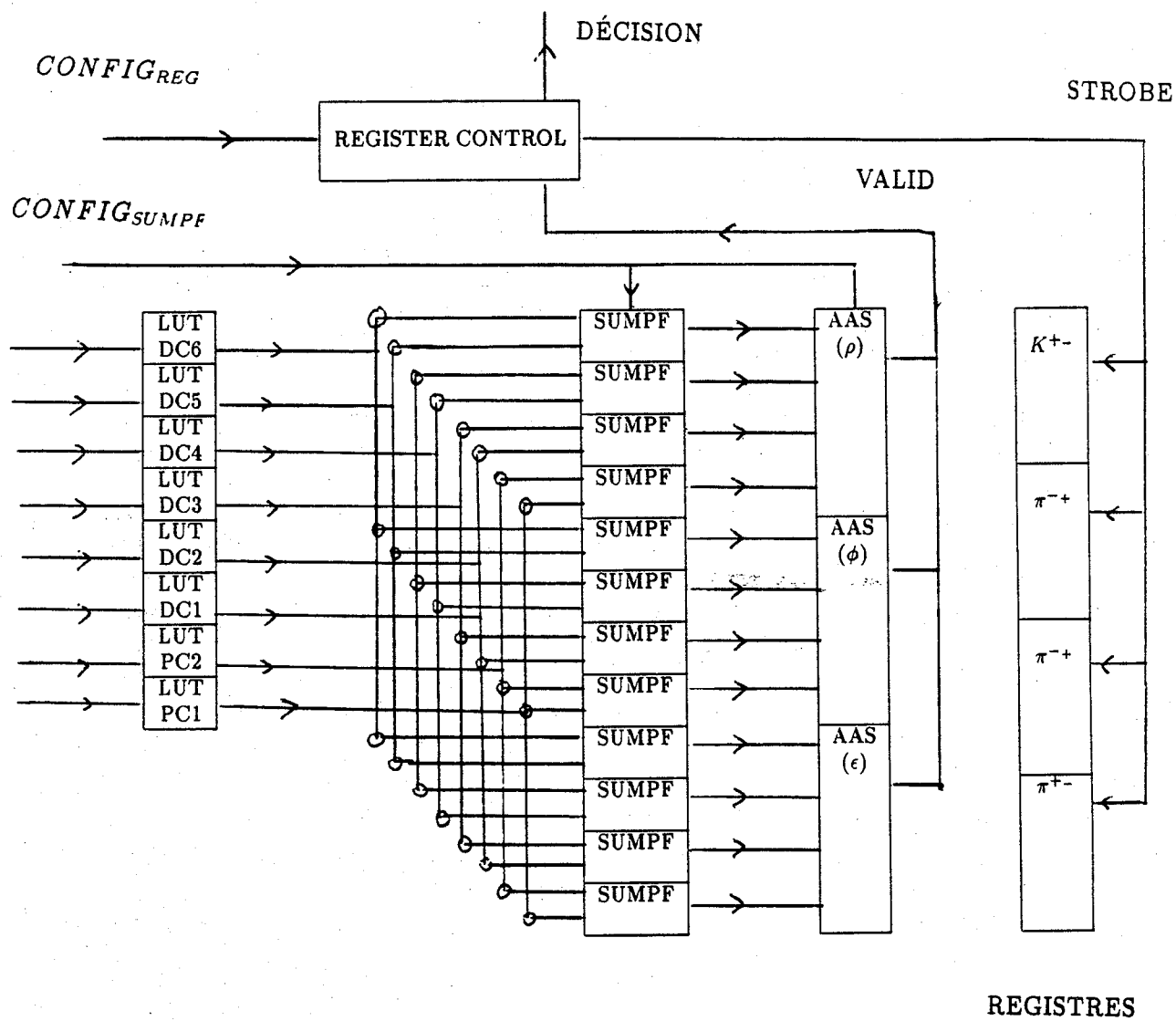
$$\rho, \phi, \epsilon = \sum_{i=1}^8 c_{\rho, \phi, \epsilon}^i * (\phi_i - \phi_{ref}) \quad (4.1)$$

L'indice i renvoie à la chambre correspondante. Les coefficients c^i sont relatifs à chaque paramètre et dépendent du mot configuration, c'est-à-dire de la réponse ou non des chambres à la trace. Ils sont calculés pour chaque configuration possible des chambres. ϕ_{ref} est l'angle de référence, défini par le secteur du scintillateur S1 correspondant.

Afin de minimiser le temps de réponse, les calculs de ρ , ϕ et ϵ sont effectués en parallèle. A l'aide de la figure 4.7, qui montre les différents modules utilisés dans le calcul des paramètres, nous pouvons suivre la progression du calcul:

- Pour chaque paramètre, 4 modules SUMPfs reçoivent les 8 grandeurs ϕ_i issues des tables de correspondance (voir aussi le schéma 4.5). Les SUMPfs les additionnent 2 par 2 avec les coefficients appropriés, et transmettent les résultats aux modules AAS (Add And Shift).
- Chaque AAS regroupe et traite les informations des 4 SUMPfs dont il est tributaire, de manière à obtenir le paramètre final ρ , ϕ ou ϵ .
- Le module "contrôle des registres" (REGISTER CONTROL) se charge ensuite de ranger les paramètres relatifs aux différentes traces dans les registres prédéfinis, en fonction du type de la particule et de son signe (obtenu à partir de la courbure). Il classe ainsi dans les Registres les paramètres ρ , ϵ et Z , ainsi que les mots de configuration. Les registres sont occupés dans l'ordre suivant: le premier est toujours réservé au kaon, les deux suivants correspondent aux pions de charge opposés, et le dernier reçoit les informations du pion de même charge que le kaon primaire. Le REGISTER CONTROL rend ensuite une décision en fonction du nombre de traces. Il valide l'événement s'il correspond au numéro de trigger demandé. Au niveau des registres nous demandons, de façon standard, une quelconque des trois possibilités suivantes:
 - 2 traces primaires-2 traces
 - ou bien 2 traces primaires-4 traces
 - ou bien encore 4 traces primaires-4 traces.

figure 4.7: Diagramme symbolique de la paramétrisation



4.2.6 Les grandeurs cinématiques

Toutes ces grandeurs sont calculées à partir des 4 paramètres précédents (ρ , ϕ , ϵ et Z). L'impulsion transverse P_t est directement proportionnelle au rayon (l'inverse de la courbure ρ):

$$P_t = 0.3 * B * Q_{charge} * \left(\frac{1}{\rho}\right)$$

où B représente le champ magnétique et Q la charge de la particule.

L'impulsion longitudinale P_z est reliée à la coordonnée Z et à l'impulsion P_t , par l'approximation qui consiste à considérer la trace comme issue de l'origine. Cette relation est:

$$P_z = \frac{P_t * Z * \rho}{(2 * \arcsin[1/2 * \rho * R_{st}])}$$

où R_{st} est le rayon interne des streamer tubes.

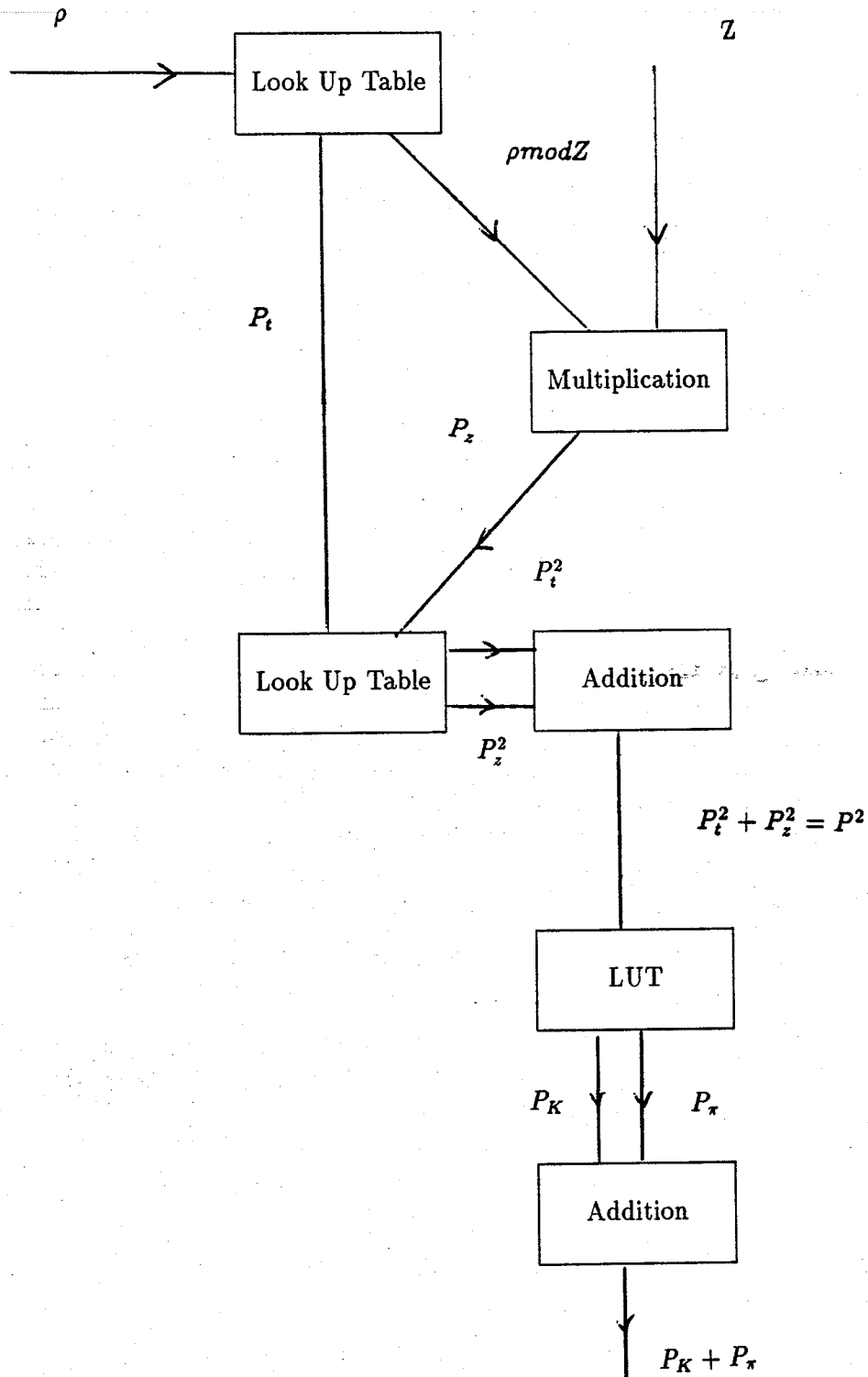
La figure 4.8 donne le schéma logique du calcul des impulsions. Une première LUT se charge de faire correspondre l'impulsion transverse à la courbure ρ . Elle convertit également ρ de manière à permettre le calcul de P_z par une simple multiplication. Une seconde LUT calcule le carré de P_t et de P_z . Puis nous additionnons les deux carrés de façon à obtenir l'impulsion carrée totale trace par trace.

A partir de cette valeur, une dernière LUT évalue l'impulsion totale des candidats Kaon et pion, grandeurs additionnées ensuite de façon à obtenir la quantité $P_K + P_\pi$, impulsion totale des paires $K\pi$. Une coupure sur $P_K + P_\pi$, typiquement à 700 MeV/c, permet une réduction notable du bruit de fond lié aux événements "golden + π^0 ". De plus, cette coupure, équivalente à une coupure sur la masse manquante, est relativement plus simple à mettre en oeuvre quant à la quantité d'électronique à utiliser qu'une coupure sur la masse manquante.

La coupure sur $P_K + P_\pi$ a permis d'obtenir une réduction de 20% du taux d'événements, avec une efficacité mesurée de 97%.

L'ensemble des trois étapes CONFIG (suivi des traces), REGISTRE et KIN (coupure en $P_K + P_\pi$) permet de réduire le flux des événements d'un facteur 2.7 avec une efficacité moyenne de 95%.

figure 4.8: Schéma logique du calcul des grandeurs cinématiques



Afin de distinguer les désintégrations du K^0 en deux et trois corps, nous envisageons d'utiliser une coupure sur la masse invariante au vertex secondaire des deux pions. Nous définissons la masse invariante comme:

$$M_{\text{invariante}}^2 = [E_{\pi 1} + E_{\pi 2}]^2 - [P_{\pi t 1} + P_{\pi t 2}]^2 - [P_{\pi z 1} + P_{\pi z 2}]^2$$

où $P_{\pi ti}$ et $P_{\pi zi}$ représentent les impulsions transverses et longitudinales des pions au vertex secondaire, les énergies étant obtenues à partir de la formule habituelle:

$$E_i^2 = m_\pi^2 + P_{ti}^2 + P_{zi}^2$$

Le "marquage" des événements pour lesquels le kaon se désintègre en 2 ou 3 corps se fera alors en séparant ceux dont la masse invariante sera égale à la masse du K^0 (2 corps) de ceux dont la masse invariante sera différente de la masse du K^0 (3 corps).

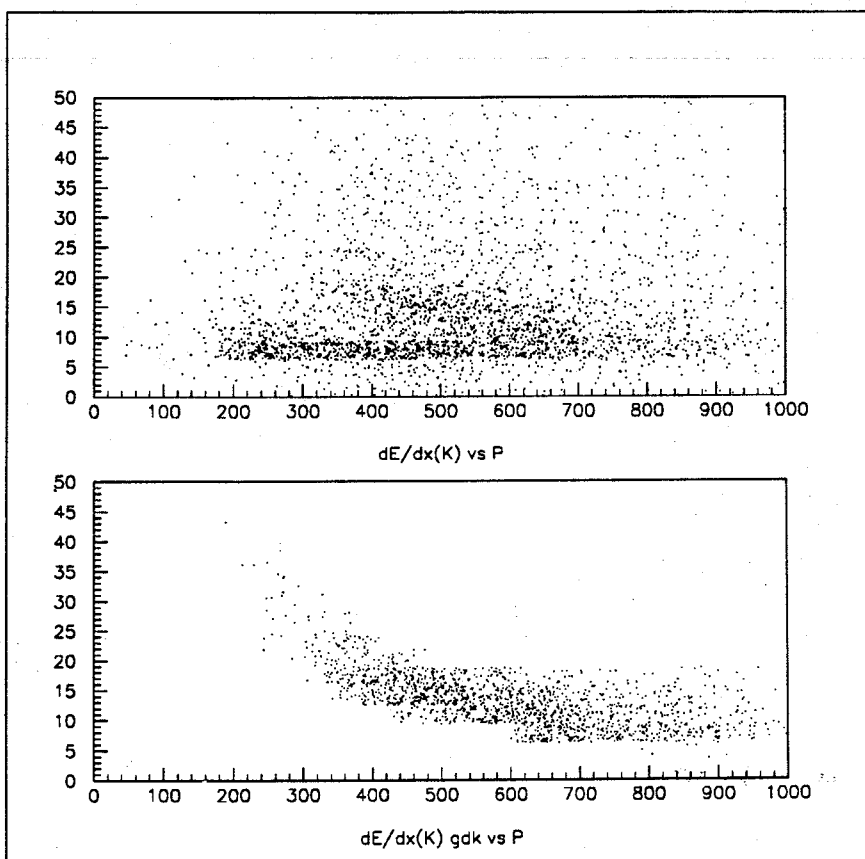
4.3 les autres processeurs

4.3.1 Le processeur HWP2

HWP2 ([39]) est chargé d'améliorer la séparation π/K des traces primaires, déjà amorcée par le niveau EDL. Il utilise les paramètres issus de HWP1 (la courbure ρ) et les données des Front End des PIDs (ADC et TDC du scintillateur S1 et du Cherenkov) pour effectuer :

- Une sélection sur la perte en énergie dans le scintillateur S1, en comparant le $(dE/dx)_{\text{experimental}}$ donné par les ADCs du S1, au $(dE/dx)_{\text{calculé}}$ obtenu à partir des paramètres des traces. Ceci permet essentiellement de rejeter des pions et des protons identifiés comme des kaons au niveau de HWP1. La figure 4.9 représente le spectre dE/dx à la sortie du processeur HWP1 (en haut), et à la sortie du processeur HWP2 (bas). Le spectre dE/dx à la sortie de HWP1 montre, outre la bande des kaons, celle des pions, résultat de la misidentification au niveau EDL. Nous voyons très nettement combien HWP2 aide à la séparation π/K .
- La comparaison entre le nombre de photo-électrons obtenus à partir des ADC des compteurs Cherenkov, et ce même nombre, calculé.
- Une étude du temps de vol (TOF) des particules primaires. La différence en temps, mesurée entre le candidat Kaon et le pion chargé, est comparée à la même grandeur calculée à partir des paramètres cinématiques.

figure 4.9: dE/dx des candidats kaons après HWP1 (haut) et après HWP2 (bas).
Les unités d'énergies sont en MeV.



Les facteurs de réduction obtenus pour les différentes coupures sont de l'ordre de 3.5 pour le dE/dx , 1.2 pour Npe et 1.4 pour le ToF (cela pour un trigger évolué du type 607172223, voir 4.4). Les efficacités des différentes décisions sont toutes voisines de 99%.

4.3.2 Le processeur HWP2.5

Ce processeur, utilisé pour l'étude du canal neutre, nécessite les informations du calorimètre. HWP2.5 ([40]) est conçu pour identifier et rejeter les événements où un K_L^0 se désintègre à l'extérieur du détecteur. Cet enrichissement est obtenu en appliquant une coupure sur le nombre de pieds de gerbe déterminé par le processeur. Celui-ci fonctionne pour tous les événements, mais ne prend de décision que dans le cas d'un événement neutre (2 traces primaires, 2 traces au niveau des registres de HWP1). Le nombre de pieds de gerbes calculé pour les fils et les bandes U et V, permettent d'obtenir par recombinaison des 3 informations le nombre total d'amas détectés dans

le calorimètre. Suivant la valeur de ce nombre et la coupure appliquée, l'événement neutre est rejeté ou conservé. A partir de données MonteCarlo cette coupure a été optimisée, elle est de 4 amas (cluster). Pour ce seuil, le facteur de réduction est de 1.86 pour les événements à 2 traces (les événements à 4 traces ne sont évidemment pas affecté par la décision du HWP2.5). L'efficacité moyenne du processeur - en incluant une efficacité de 100% pour les 4 traces- est de 98%.

4.3.3 Les processeurs HWP3 et HWP4

Afin d'enrichir les événements validés par HWP2.5 en événements golden neutres (le K^0 décroissant en $2\pi^0$), nous envisageons d'utiliser deux processeurs supplémentaires: HWP3 et HWP4. Ils doivent utiliser les données du trigger, via le SPY (cf 4.6), et contrairement aux processeurs précédents, ils seraient programmables et non plus simplement câblés ([41]).

HWP3 serait chargé:

- de calculer les coordonnées des pieds de gerbes dans le calorimètre.
- d'obtenir le nombre de photons issus de la désintégration des pions neutres, en soustrayant au nombre de gerbes total, défini par HWP2.5, le nombre de gerbes dues à des traces chargées laissant un impact dans le calorimètre.

Quant à HWP4, il devrait:

- calculer le vertex de désintégration du K^0 pour les événement à 4 photons.
- étiqueter l'événement, si le vertex se produit à moins de 5τ , de façon à éventuellement empêcher une écriture sur bande au niveau de l'Event Builder.

4.4 Le numéro de trigger

Afin de résumer dans un seul nombre les différents niveaux de décision, nous avons défini un numéro de Trigger. Ce nombre à neuf chiffres s'organise de la façon suivante:

$(code_{HWP2.5})(code_{Minv})(code_{HWP2})(code_{CINE})(code_{REG})(code_{TF})(code_{IDL})(code_{Pt})(code_{EDL})$

A chaque chiffre correspond un niveau de sélection par étage considéré. Ce nombre nous permet, à chaque instant, de connaître le niveau de chacune des décisions demandées. Les 2 tableaux suivants donnent les significations pour quelque-unes des

valeurs (code) couramment utilisées.

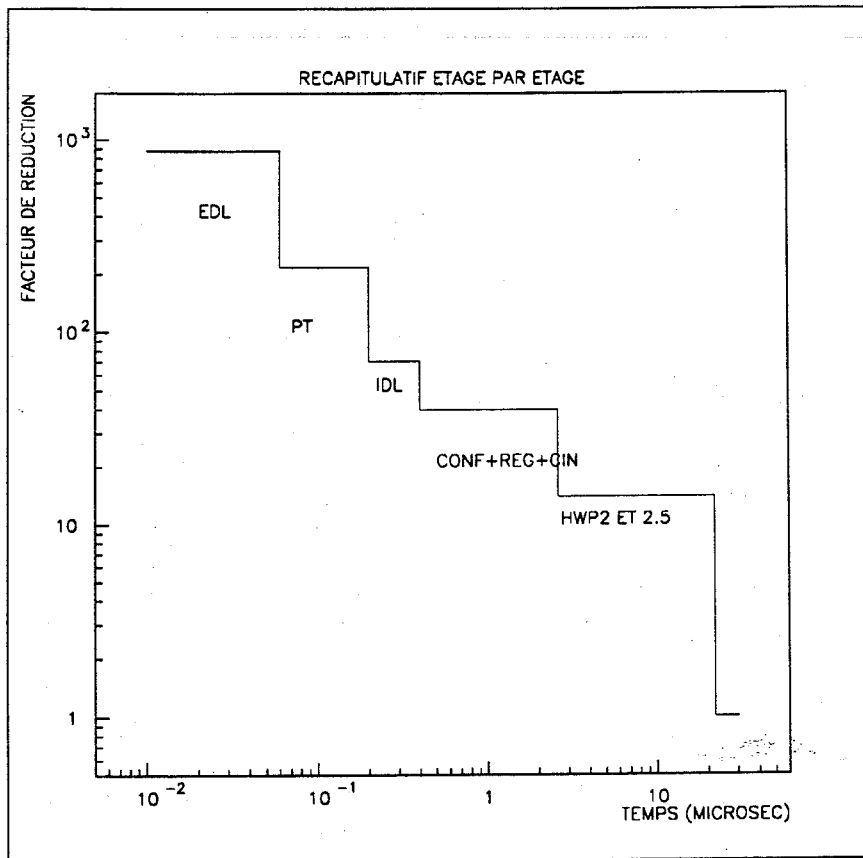
code	Track Follower	IDL	P_t	EDL
4	$\geq 1K$ 2 primaires 4 chargées	au moins 1 candidat K au moins 4 traces 2 primaires	coupure à 800 MeV/c	—
3	Kaon ≥ 1 4 prim, 4 traces 2 Prim et 2,3,4 traces 3 Prim, 4 traces	$K \geq 1$, $2P \geq 2T$ ou $3P$, $\geq 4T$ ou $4P$, $\geq 4T$	400 MeV/c	au moins 2 traces dans S1: $S1 \geq 2$ au moins un K: $K \geq 1$
2	$\geq 1K$ ≥ 2 prim, 2 ou 4 traces 2 ou 4 traces	au moins 1 candidat K 2 ou ≥ 4 traces 2,3 ou 4 primaires	270 MeV/c	$S1 \geq 2$
1			200 MeV/c	$S1 \geq 1$

code	HWP2.5	Mass inv	HWP2	cinématique	registre
7	coupure à 7 clust.	-	3 décisions actives —	— —	OR des conditions 2,4,5
6	6 clust.		ToF+ Npe	—	OR de 2,3,5
5	5 clust.		dE/dx + Npe	—	4P,4T
4	4 clust.	-	événement passe le Npe		2 primaires 4 chargées
3	3 clust.	-	dE/dx + ToF		2P,4T ou 2P,3T ou 3P,4T
2	2 clust.	-	événement passe le ToF		2 primaires 2 chargées
1	1 clust.	-	événement passe le dE/dx	coupure à 0.7 GeV/c sur $P_K + P_\pi$ active	—

Le numéro de trigger standard, optimisant au mieux la balance entre le canal chargé et le canal neutre, est 407172223. Pour des raisons d'inefficacité de sélection hors ligne dans le canal 2π , et d'optimisation d'écriture sur bande, nous avons essentiellement utilisé durant la dernière période de prise de données, le trigger 605172223, qui privilégie les événements 4 traces (chargés).

Pour résumer par une seule figure, les performances de toutes les étapes du trigger, nous avons choisi de représenter sur la figure 4.10 deux caractéristiques par étage: le taux de réjection et le temps de calcul nécessaire. Nous observons que pour un trigger 605172223 la réduction du taux d'événements est proche d'un facteur 900, et que le temps nécessaire à tous les calculs est de l'ordre de 20 μs . Compte-tenu des conditions expérimentales, le temps mort total était d'environ 50 %. L'efficacité globale du trigger, mesurée par comparaison à la simulation, était de 85 %.

figure 4.10: facteurs de réduction et temps de calcul étage par étage (hors temps mort)



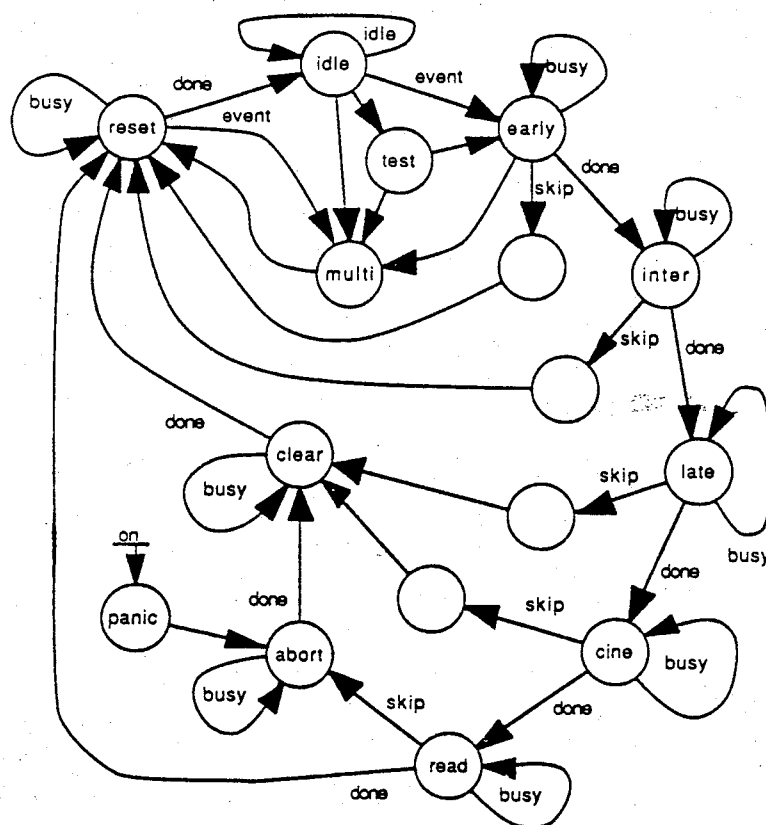
4.5 Le module de contrôle du trigger

Il est chargé d'organiser et de gérer le bon déroulement des différentes opérations des processeurs. Nous pouvons représenter l'ensemble des situations permises à l'aide du diagramme 4.11. Il se caractérise par:

- le signal PANIC, utilisé pour installer le trigger dans l'état IDLE (attente d'un antiproton).
- Les états successifs EDL (early), INTERmediate (P_i et IDL proprement dit), LATE (track follower et paramétrisation), et CINématique (impulsions, $P_K + P_\pi$). Un événement qui passe toutes ces décisions (DONE) est envoyé à l'acquisition (READ), tandis que le trigger se remet en attente (IDLE), après avoir été réinitialisé.

- A chaque instant, dès qu'une condition n'est pas satisfaite, l'événement peut être rejeté par un signal CLEAR suivi d'un RESET.
- Deux autres signaux -qui n'apparaissent pas sur la figure- sont importants. D'une part le STROBE, généré par le TRIGGER CONTROL, qui permet l'activation successive des différents étages du trigger. D'autre part, le GOOD, signal qui va d'un étage donné vers le TRIGGER CONTROL, et qui signale le passage -à son niveau- d'un bon événement. Bien sûr ces deux signaux sont interdépendant, il ne peut y avoir de STROBE à un niveau si le niveau immédiatement supérieur n'a pas envoyé de GOOD. On distingue ainsi les STROBE PID, IDL et TL, ainsi que les GOOD EDL, Pt, IDL, CONF, REG et le GOOD final HWP.

figure 4.11: les différentes séquences du trigger ([43])



4.6 Le module SPY

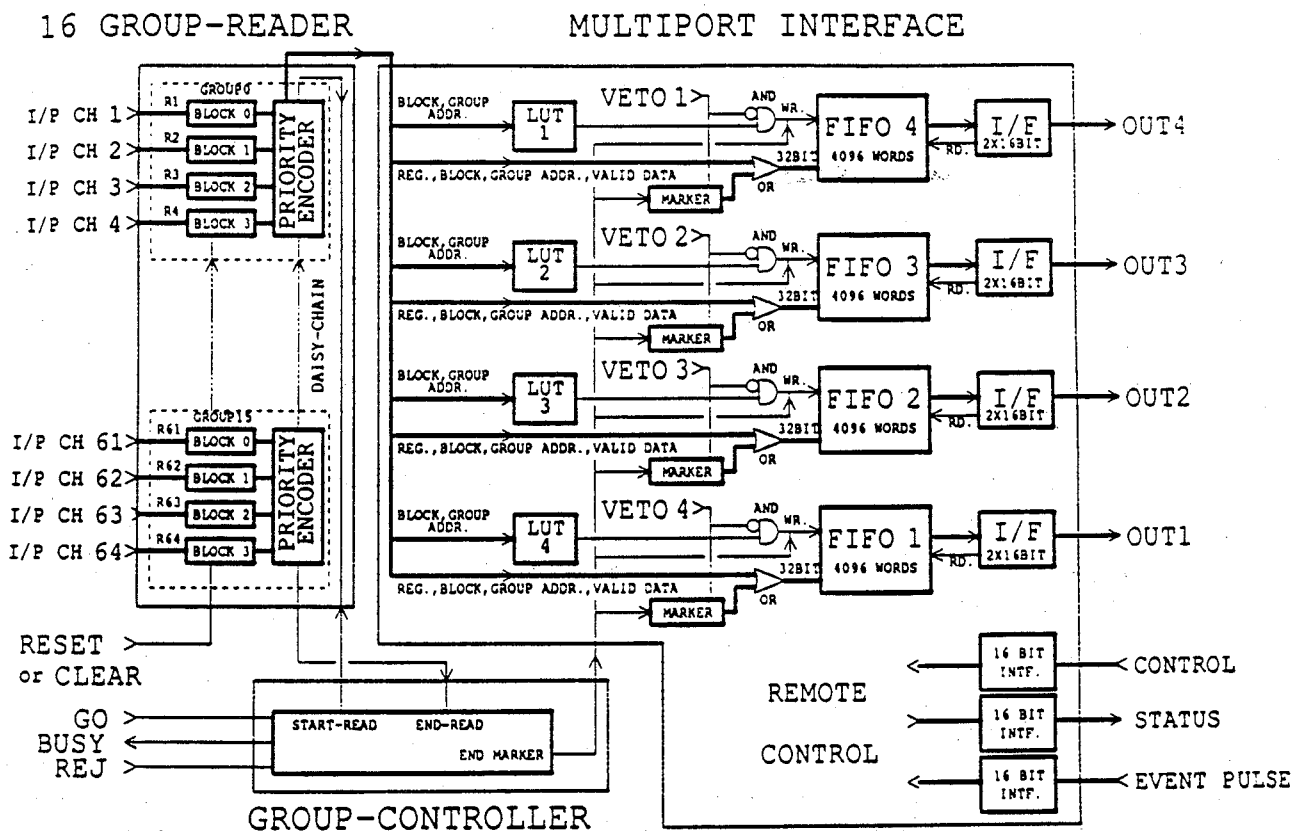
Il est chargé de collecter les informations délivrées par les différents étages du trigger et de fournir la totalité ou des sous-ensembles de l'information collectée à divers clients, dont le Valet+ HWP, pour l'écriture sur bande et la surveillance. Il possède 64 canaux

d'entrée, connectés à des registres FIFO d'une profondeur de 16 mots de 16 bits (+ 1 bit de validation) et 4 canaux de sortie, connectés à des registres FIFO d'une profondeur de 4096 mots de 16 bits ([42]).

Il est constitué de 3 types de modules (figure 4.12):

- Le Contrôleur des Groupes (GROUP CONTROLLER) qui est chargé de traiter l'acheminement des données vers et à partir du SPY.
- Les Groupes Lecteurs (GROUP READERS), au nombre de 16, et qui comportent chacun 4 canaux (blocks) de 16 registres, permettant au maximum l'acquisition de 1024 mots de 16 bits par événement.
- LE MULTI-PORT-INTERFACE, qui assure la mise en forme des données (adressage suivant le canal) et leur envoi vers les 4 voies de sortie, numérotés FIFO 1 à 4 sur la figure.

figure 4.12: représentation symbolique du SPY



Lorsque le GROUP-CONTROLLER en reçoit le signal (GO), le SPY commence à extraire les données qu'il contient. Celles-ci sont concaténées avec 16 bits d'adresse, repérant le canal d'origine (registre, block, group). Durant toute l'extraction un signal d'occupation (SPY BUSY) est actif, empêchant l'acquisition d'un nouvel événement. Les données validées sont écrites dans le registre prévu à cet effet (FIFO).

Les tables de correspondance (LUT 1 à 4 sur la figure) permettent le masquage, sur chacune des 4 sorties possibles, de tout ou partie des données du SPY. Chaque LUT est programmée avec 16 mots de 4 bits, ce qui correspond à la structure physique du SPY: 16 modules de 4 canaux chacun. Suivant la valeur des bits, 0 (ou 1), le canal associé est masqué (ou démasqué). Cela permet de moduler la taille de l'événement en fonction du canal de sortie. Ces tâches sont réalisées par le GROUP-CONTROLLER, à partir des signaux STATUS et CONTROL.

Le premier mot validé de l'événement est pourvu d'un bit supplémentaire qui en marque le début, tandis que la fin est indiquée par un mot terminal de 32 bits, comprenant un mot de 16 bits caractéristique et le nombre de mots total, lui aussi sur 16 bits (word-count).

Chaque FIFO a une capacité de 4096 mots, et de ce fait peut accumuler plusieurs événements avant de les envoyer vers les Valets. Le taux maximum de transfert est de l'ordre de 10 MegaBytes par seconde.

Les informations reçues par le SPY Chacun des 64 canaux du SPY est connecté à l'un des multiples éléments du trigger (la figure 4.13 donne la configuration du SPY utilisée en août 1992). A chacun des quatre canaux d'un module GROUP-READER est connecté un élément du trigger. En partant de la gauche et en descendant (on part du group 0, block 0), on trouve d'abord l'entrée marquée (MPXR). Elle correspond aux différents hitmaps des PIDs (S_1 , S_2 , $\overline{S_3}$), validés par les étages EDL, PT et IDL. Le canal suivant (group 2, block 1) contient les mots dits de "décisions" et de "trigger", qui spécifie le trigger courant, et les différents niveaux de décisions passées par l'événement. Nous trouvons ensuite les informations relatives au suivi des traces (TRACK FOLLOWER), de TF9 (streamer tube) à TF1 (chambre PC1). Les informations Front End et configuration viennent juste après. Le SPY reçoit ensuite des informations issues de l'étape de paramétrisation, avec les 8ϕ des chambres et les paramètres ρ (AAS1), ϕ (AAS2), ϵ (AAS3) et Z. Les SUMPFS, pour des raisons pratiques, sont connectés un peu plus loin (group 13, block 1 à 4). Les informations relatives aux registres sont en group 11, block 0. On trouve ensuite l'étape cinématique, avec les impulsions, P_t , P_z , P^2 , P_t^2 , P_z^2 et $P_K P_\pi$. Le group 14 contient des données relatives à HWP2, et le group 15, block 3 reçoit des mots issus du HWP2.5.

figure 4.13: configuration du SPY pour août 1992

SPY - CONFIGURATION APRIL 1992

STATION → 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16

GROUP → 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15

BLOCK ↓ 0

CHANNEL SET-UP

EN ON WHEN GROUP ENABLE

CK F, E=ON M, I=OFF

B16 ALWAYS OFF

VAL ALWAYS ON

CLK 34 EXT CLK EXT VALID

CLOCKS

M = INT (MUX)

I = INT (TRIG)

F = EXT (SCF)

E = EXT (SPYMAN)

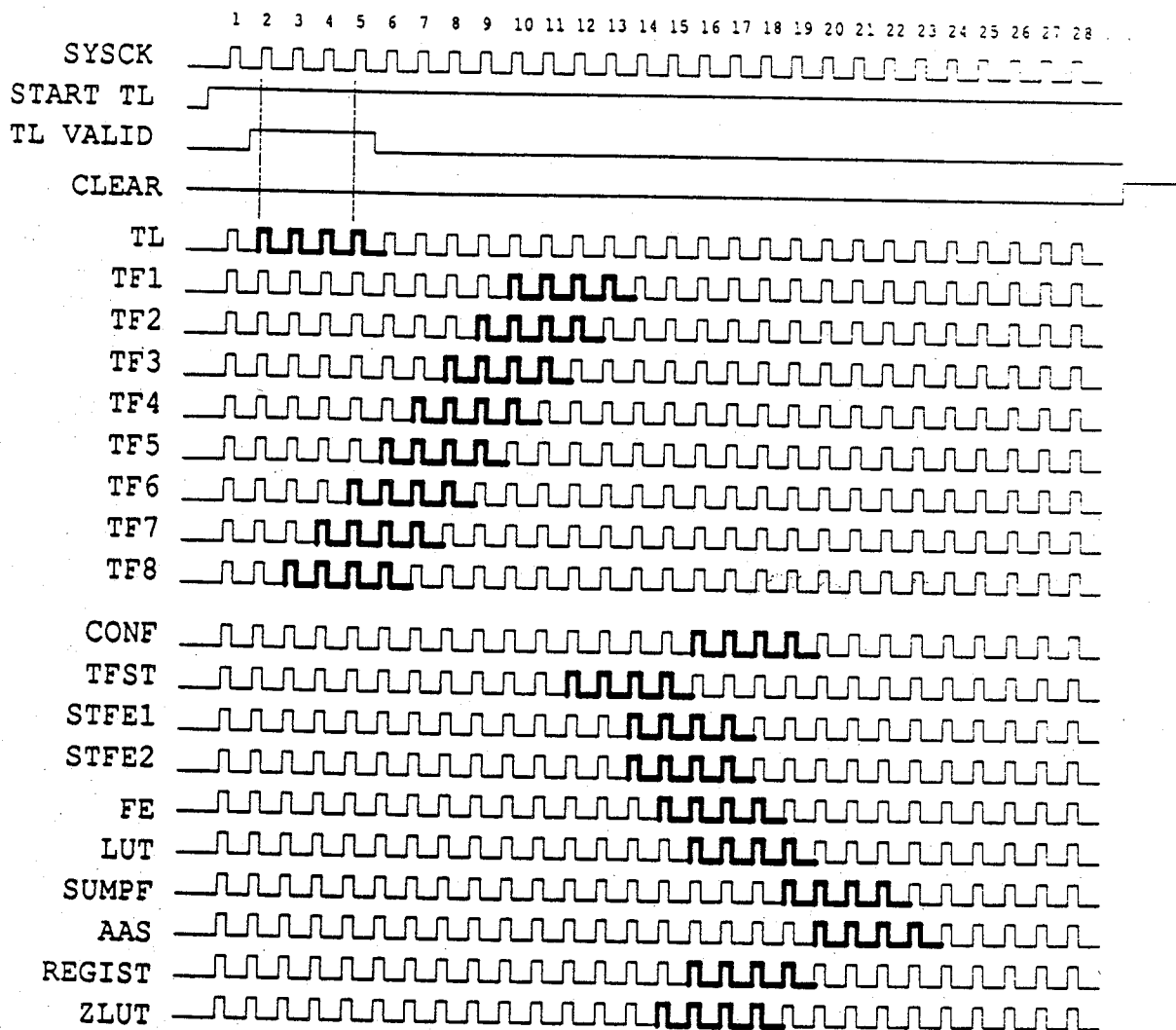
Les Multiplexeurs: Des modules multiplexeurs, au format CP-VME, permettent de rassembler plusieurs entrées sur une seule entrée du SPY (multiplexage). Ils réalisent donc l'accumulation sur un même canal de mots provenant de différents éléments du trigger, ce qui permet de rationaliser l'utilisation du SPY. Le premier canal du SPY reçoit ainsi les "hitmaps" des scintillateurs et cherenkov, certains étant validés par les premiers étages du trigger (EDL, Pt, IDL). Les 8 canaux suivants reçoivent ceux issus des chambres. Sur la figure 4.13, l'entrée MPXR (à gauche) donne le détail des mots multiplexés dans le premier canal: 2 mots de 16 bits pour S1 (puisque'il y a 32 secteurs), de même pour $S\bar{C}S$, etc... soit 16 mots en tout. De façon similaire, dans les huit canaux suivants (du block 1 group 0 jusqu'au block 0 group 2) sont multiplexés 4 mots de 16 bits, couvrant ainsi les 64 secteurs des chambres, chaque canal étant affecté à une chambre particulière.

Le filtre en temps (clock filtre): Les éléments composant le Suivi des Traces et la Paramétrisation ne donnent pas de bit de validation. De plus, les canaux de réception du SPY reçoivent des mots de 16 bits à chaque coup d'horloge, d'où un risque de surécriture, puisque chacun de ces canaux ne possède que 16 registres. Afin d'optimiser le nombre de mots relatifs à un événement au niveau du SPY, nous utilisons une carte chargée de filtrer les coups d'horloge: le CLOCK FILTRE. Il s'agit d'un module au standard CP-VME, chargé de sélectionner les mots valides. Le Track Launcher, en lançant la trace du candidat kaon, donne le signal de départ utilisé par le Filtre en Temps. Ce module du trigger identifie par ailleurs le nombre de traces de l'événement, permettant au SPY de connaître le nombre de coups d'horloge significatifs, pour chaque donnée. Le CLOCK FILTRE permet de décaler la sélection des mots significatifs provenant du TRACK FOLLOWER 8 (chambre à dérive no 6) d'un coup d'horloge, puis de 2 pour le TF7, etc...

Le système est employé de même pour les modules de la paramétrisation proprement dite: LUT, SUMPF, AAS.

La figure 4.14 donne une illustration de l'utilisation de ce filtre, dans l'exemple d'un événement à 4 traces. SYSCK représente l'horloge interne. Lorsque le Track Launcher identifie le candidat kaon (2ème coup d'horloge), le Clock Filtre sélectionne les 3 coups d'horloge suivants (sur front montant), de façon à ne transmettre au SPY que les données physiques correspondant aux 4 traces (en foncé sur le schéma). Pour tenir compte de la structure du trigger, le clock Filtre décale d'un coup d'horloge la fenêtre des données physiques pour le Track Follower8, puis de 2 pour le Trak Follower7 etc... On retrouve ainsi la logique temporelle du trigger, du suivi des traces jusqu'à la paramétrisation. Cette logique est utilisée pour l'écriture des données dans le SPY.

figure 4.14: exemple d'utilisation du *CLOCK FILTRE* pour un événement 4 traces



Chapitre 5

Un outil de test du trigger: le monitoring de HWP1

5.1 Introduction

La complexité du trigger de l'expérience PS195/CPLEAR est telle qu'il est nécessaire de pouvoir vérifier en ligne chacune des différentes décisions. Pour ce faire, nous disposons du Valet+ HWP, destiné -principalement- à la lecture des informations contenues dans le SPY. Dans ce chapitre, nous allons décrire les outils permettant d'utiliser ce Valet+ à des fins de surveillance en ligne (monitorage). Puis nous expliciterons le flux de données venant du SPY. Enfin, nous détaillerons les analyses effectuées événement par événement et globale de l'information disponible. Nous terminerons par la description des outils standards de contrôle.

5.2 Le Valet+ HWP et son environnement

Comme nous l'avons vu dans le chapitre trois, l'unité centrale de processing des Valet+ n'est pratiquement pas utilisée par le processus de lecture du détecteur, et est donc disponible pour des tâches de surveillance en ligne.

Nous disposons d'un programme général de gestion de l'activité du Valet, nommé "KATE", écrit en PILS ([35]) -langage développé au CERN-. Ce programme gère l'acquisition des données vers l'Event Builder, la création et le remplissage d'histogrammes, leur représentation graphique, et possède aussi un certain nombre de points d'entrées permettant de s'adapter à la surveillance en ligne spécifique de chaque détecteur.

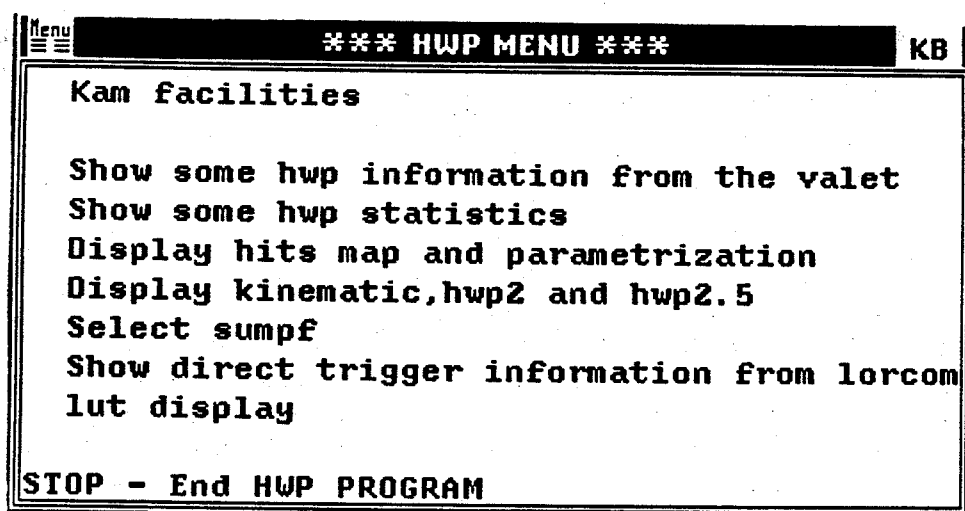
Nous avons développé des programmes écrits en PILS, chargés sur le Valet HWP, afin de contrôler et de surveiller le fonctionnement du SPY. Ces sous-programmes permettent de :

- démarrer ou stopper l'obtention des événements à partir du SPY.
- écrire les événements issus du SPY dans un registre, accessible à tout instant, et afficher le nombre d'événements déjà acquis.
- procéder à l'envoi de ces données vers la VAX.
- décoder les événements de manière à obtenir dans un tableau défilant le numéro du groupe, du canal, du registre et la donnée proprement dite, sous un format hexadécimal.
- mettre sous forme d'histogrammes facilement lisibles les mots précédemment acquis, et de visualiser ces histogrammes sur VAX.
- mettre en état de lecture/non-lecture séparément ou ensemble les 16 cartes "group-readers" du SPY (ce sont des modules contenant chacun 4 canaux receveurs, de 16 registres chacun).

- gérer, pour les 64 canaux du SPY, les masques permettant de bloquer ou de laisser passer l'information vers les différents flux de données. Il faut pour cela programmer les tables de correspondances (Look-Up-Table) de façon appropriée.
- vérifier, au moyen de tests simples, l'état du SPY, tant pour l'envoi et la réception des mots que pour la structure même de ceux-ci (bits toujours présents ou absents, etc...).

Le Valet+ peut fonctionner en mode "local". L'utilisateur est alors directement en liaison avec le processeur 68020 et travaille de façon interactive. Il peut également fonctionner en mode "à distance". Ce dernier est obligatoire en période de prise de données. Dans ce cas, des commandes peuvent être envoyées au Valet en utilisant un protocole spécifique, développé au CERN, appelé Remote Procedure Call (RPC). Un programme interactif général -KAM- est disponible pour avoir les mêmes facilités d'utilisation qu'en mode local. Nous avons écrit un programme en Fortran qui, à partir de menus déroulants ([44]), permet, d'une part d'interagir avec le Valet+, et d'autre part d'élaborer et de visualiser un certain nombre d'informations issues du SPY. La figure 5.1 représente le menu principal de ce programme -nommé VaX-eND task-. Outre un accès au Valet+ HWP par l'intermédiaire de KAM (KAM facilities), nous pouvons avoir des informations générales sur l'état du Valet+, et surtout nous pouvons visualiser (Display....) à l'écran le contenu des événements, tels que nous les transmet le SPY. La dernière option (Lut Display) permet de programmer les masques (LUTs) du SPY. Nous traiterons plus en détails par la suite, de toutes ces possibilités.

figure 5.1 : Menu principal de la VaX-eNDtask du système de déclenchement



5.3 La gestion du flux des données

Au niveau du SPY, un événement comportant 4 traces représente typiquement 270 mots de 16 bits, soit 540 Bytes. La taille totale d'un événement sur bande, en incluant tous les détecteurs, est d'environ 2.5 KBytes. Le SPY représente donc environ 20% du total. La plupart de ces mots ne sont utilisés que pour le debug et le test de l'ensemble des étages de HWP.

En prise de données normale, nous ne gardons donc que les principales informations relatives au trigger, tout en nous réservant la possibilité de revenir à la lecture globale du SPY. Nous passons ainsi de 20% à environ 5% de la taille globale de l'événement, avec cette version minimale de lecture. Pour un événement à 4 traces, Nous transférons dans le canal principal (RRO):

- les hitmaps et les multiplicités relatifs aux niveaux EDL, Pt, IDL (16 mots).
- les paramètres de courbure ρ , d'angle au départ ϕ , de distance à l'origine ϵ , ainsi que la coordonnée z des traces (soit 16 mots).
- Les impulsions transverse et longitudinale, ainsi que le carré de l'impulsion totale pour chaque trace (12 mots).
- la valeur, pour tous les événements, de la somme de l'impulsion du kaon et du pion primaire $P_k + P_\pi$ (2 combinaisons possibles pour un événement à 4 traces, une seule pour un événement à 2 traces.)
- 5 mots relatifs au processeur HWP2.5
- 16 mots provenant du processeur HWP2.
- 4 mots spécifiant l'état de décision et le trigger choisi.

Soit 72 mots de 16 bits pour un événement à 4 traces.

Le programme de surveillance en ligne permet d'entrer en communication avec le valet afin de masquer ou de démasquer à volonté chacun des 64 canaux du SPY. La figure 5.2 montre le masque correspondant à cette version minimale. Chaque chiffre (0 ou 1) est associé à un des 64 canaux de sortie du SPY. Un 1 laisse passer l'information, un 0 la bloque. Cette table de correspondance (relative au canal de sortie Main Stream du SPY) (cf chapitre précédent) permet le masquage simplement par la multiplication des données par le facteur associé.

figure 5.2: Le masquage du SPY, dans la configuration courte (SPY SHO RT)

MASK DISPLAY																KB
RRD MASK																
GROUP	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1
GROUP	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5
BLOCK0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
BLOCK1	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1	0
BLOCK2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0
BLOCK3	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	1	0	1	0	0	1
Do_it	Cancel														Forward	

5.4 Le contrôle des données du SPY

5.4.1 La vérification événement par événement

L'option *Display hits map and parametrization* (figure 5.1) permet de visualiser les données issues de chacun des sous-détecteurs, ainsi que celles qui correspondent aux différentes étapes du trigger, de façon à former un tableau représentatif de l'événement. Nous pouvons ainsi (voir la figure 5.3)

visualiser la réponse des premiers étages du système de déclenchement (S2, S1, candidat kaon ($\overline{SCS}$, kaon validé Pt (Kpt)) et suivre les traces dans chacune des chambres.

Les secteurs sont numérotés de 1 à 64. Les PIDs ne comportant que 32 secteurs, la représentation "TT" correspond à un secteur touché, tandis que la représentation "T" seule est utilisée pour les chambres.

Nous donnons ensuite, sous forme hexadécimale, l'ensemble des mots associés aux traces, et ce pour chacune des étapes successives du trigger. Nous suivons le processus, du suivi des traces jusqu'au calcul des paramètres ρ , ϕ , ϵ et z . En ce qui concerne le suivi des traces:

- Au niveau du Track Launcher (TL), nous obtenons un mot par trace. Chacun d'eux indique, en particulier, l'ordre dans lequel les traces sont suivies. Cette information est contenue dans les 4 bits de poids faible. La première trace est toujours le kaon.
- Aux niveaux des 8 cartes Track Followers (TF) (et leurs Front Ends respectives), chargés de suivre et de valider les traces, chambre après chambre, les mots donnent, entre autre, des informations quant à la charge, au numéro de

secteur touché, et à la validité de la trace. Il faut noter qu'une trace est considérée "douteuse" (doubfull), si après une chambre donnée, où elle aura laissé un signal dans un secteur, la chambre suivante ne contient pas d'information la concernant. Si la prochaine chambre contient un signal, la trace sera à nouveau considérée comme valide. Dans le cas contraire, elle sera perdue (lost). Nous pouvons suivre ce processus à partir des mots hexadécimaux. Toutes ces informations sont dans les 3 premiers bits de chaque mot Track Follower. A ce niveau, toutes les traces dont le mot hexadécimal associé présente le bit de poids fort allumé sont considérées comme valides.

- Au niveau du Track follower (et Front end) des streamer tube, utilisé pour la validation et le calcul des coordonnées longitudinales, les données nous informent sur la couche et le secteur touché.

Il est ainsi possible de vérifier *de visu* les données TL,TF,FE sur certains bits spécifiques, et ainsi de dire:

- si les traces sont valides ou non.
- si les numéros de traces sont cohérents.
- après un rapide décodage des mots TL et TF on peut s'assurer que la première trace du TRACK LAUNCHER est bien un kaon.
- que les secteurs touchés correspondent à ceux donnés par les hitmaps.

Après le suivi des traces, nous donnons -dans la même fenêtre (fig 5.3)- les mots relatifs aux différentes étapes du calcul des paramètres. Nous avons ainsi les données relatives:

- à la carte qui donne la coordonnée z de chaque trace.
- à l'un des modules de CONFIG. Il existe (cf chapitre précédent) 4 modules de ce type, chacun dédié à 2 des 8 chambres. Pour des raisons de connectique, seul l'un d'entre eux (celui lié aux chambres DC6 et DC5) est relié actuellement au SPY. Ces mots renseignent, trace par trace, sur la nature de la trace (Kaon, primaire, valid) et fournissent une information azimuthale.
- Au module de contrôle des registres, qui coordonne le rangement des informations relatives à chaque trace. Les mots indiquent l'état des registres, et donnent une 1ere indication sur les possibilités de physique (masse manquante possible..).
- Aux cartes chargées de donner la valeur des 8 ϕ_i , chambre par chambre. Ces grandeurs intermédiaires sont utilisées pour paramétrer chaque trace.
- Aux 4 modules SUMPFs correspondant à l'un des paramètres ρ , ϕ ou ϵ . Cette fois encore, il n'a pas été possible de connecter plus de 4 de ces cartes (sur les douze existantes) au SPY.

- Aux 3 cartes AAS qui donnent les valeurs des paramètres ρ , ϕ et ϵ . Toujours pour des raisons de connectique, lorsque le SPY reçoit les informations en provenance des AAS, il ne peut être, en même temps connecté aux SUMPFS. Cela fait que sur la figure 5.3 nous avons les 3 paramètres AAS, et des 0 provenant des SUMPFS.

Nous procédons, en parallèle, à la simulation des modules SUMPFS et AAS, en utilisant les données en ligne des modules CONFIG et ϕ_i . Nous imprimons le résultat de la simulation des 3 paramètres AAS et des 4 SUMPFS correspondant au paramètre ρ sur les lignes correspondantes, en regard des mots issus du SPY. Une option dans le menu principal (voir figure 5.2) (SELECT SUMPFS) permet en outre de changer le groupe de SUMPFS simulé, suivant les besoins de l'analyse.

- Aux 4 mots dit *de trigger* et de *décision*, qui permettent de connaître le trigger choisi et les décisions prises pour l'événement courant.

Dans la seconde fenêtre (figure 5.4), outre certaines données déjà existantes dans la première, nous imprimons tout ce qui concerne les calculs de la cinématique de HWP1 et les résultats des processeurs HWP2 et HWP2.5. Nous y écrivons donc les mots relatifs :

- aux processeurs HWP2 et HWP2.5. Les mots relatifs aux processeurs HWP2 fournissent des informations sur les adresses des différentes tables de correspondances, les valeurs expérimentales et théoriques du dE/dx , du temps de vol et du nombre de photo-electrons ainsi que sur les décisions des différents étages.
- à l'impulsion transverse P_t , pour chaque trace
- à l'impulsion longitudinale P_z , pour chaque trace
- à l'impulsion totale carrée P^2 , pour chaque trace
 - Le seul moyen de contrôle de la validité de ces données est de comparer, trace par trace, les valeurs hexadécimales obtenues en ligne du P_t , du P_z et du P^2 aux valeurs obtenues par la simulation. Nous trouvons ces valeurs en regard des mots SPY. Le désaccord observé sur les bits de poids faibles est dû en partie à une faible différence entre la valeur réelle du champ magnétique et la valeur utilisée dans la simulation (différence corrigée depuis).
- à la valeur du $P_K + P_\pi$, somme des impulsions totales du candidat Kaon et d'un pion primaire (calculée pour toutes les permutations possibles sur les différents pions).
 - De même que pour les valeurs précédentes, nous vérifions que la simulation donne des valeurs semblables à celle lues par le SPY.

- à cinq mots du processeur HWP2.5, qui nous indiquent en particulier le nombre de pied de gerbes par tiers et par couche (U, V et W) du calorimètre, la fonction choisie et la décision.

Figure 5.3: première fenêtre de contrôle pour la surveillance événement par événement.

```

NUM 1234567890123456789012345678901234567890123456789012345678901234
COD -----Pr-----Pr-----KaPr--
S2 -----TT--TT-----TT--
S1 -----TT--TT-----TTTT--
SCBS -----TT--
CHER -----TTTT--TT--
K PT -----TT--
STR -----TT--TT-----TTTT--
DC6 -----T--T-----T--T--
DC5 -----T-----
DC4 -----T--T-----T--T--
DC3 -----T--T-----T--T--
DC2 -----T--T-----TT--
DC1 -----T--T-----TT--
PC2 -----T--T-----TT--
PC1 -----TT-----TT--
TL: 9FB0 9971 99F2 9BD3
TF8  87A0 9181 81E2 9BD3  FE8  FAB3 D824 DE93 FD85
TF7  47A0 9181 81E2 5BD3  FE7   0 D834 DE9C  0
TF6  87A0 9181 81E2 9BD3  FE6  FA8A D833 DE75 FD2A
TF5  87A0 9181 81E2 83C3  FE5  FA85 D833 DE48 FC85
TF4  97B0 9181 81E2 83C3  FE4  FB34 D824 DE57 FC76
TF3  97B0 9181 81E2 83C3  FE3  FB3C D828 DE34 FC55
TF2  97B0 9191 81C2 83C3  FE2  FB60 D970 DC50 FC10
TF1  97B0 91A1 81B2 83C3  FE1  FB60 DA60 DB08 FC10
TFST: 9FB0 9971 99F2 9BD3
STR FE1  EAC6 5CC6 7A36 F536
STR FE2  C000 C000 C000 C000
Z data  326 FC2C 91B FOEC
CONF WORD  FCFD CAFF CEFF DEFD
REG WORD   10 1A2 1B0 3C4
PHI8  E18D 5693 70C9 ED03
PHI7  F800 5651 70B3 F800
PHI6  E226 5679 7079 EB21
PHI5  E262 5685 704F EA5E
PHI4  E2BD 56FB 6FC8 E92E
PHI3  E30E 57A5 6EEB E841
PHI2  E457 5C55 67E1 E68F
PHI1  E4D9 6087 6213 E685
sum1   0   0   0   0  SIM  FF94 FC2B FF8C  CF
sum2   0   0   0   0  SIM   50 206  1D FF44
sum3   0   0   0   0  SIM   8B 2C9 FFC6 FEA4
sum4   0   0   0   0  SIM  FFC1 FE65 143  80
AAS1   60 FF5F  B2 FE6E  SIM   60 FF5F  B2 FE6E
AAS2  FC75 9EF  F2C FC58  SIM  FC75 9EF  F2C FC58
AAS3  FFC0 FD9A 349 FFBB  SIM  FFC0 FD9A 349 FFBB
TRIG W  D00  7C E5B7 FFCB

```

figure 5.4: deuxième fenêtre de contrôle

```

NUM 1234567890123456789012345678901234567890123456789012345678901234
COD -----Ka-----Pr-----Pr-----Pr-----
S2 -----TT-----TT-----TT-----TT-----
S1 -----TT-----TT-----TT-----TT-----
SCBS -----TT-----TT-----TT-----TT-----
CHER -----TT-----TT-----TT-----TT-----
K PT -----TT-----TT-----TT-----TT-----
STR -----TT-----TT-----TT-----TT-----
DC6 -----T-----T-----T-----T-----
DC5 -----T-----T-----T-----T-----
DC4 -----T-----T-----T-----T-----
DC3 -----T-----T-----T-----T-----
DC2 -----T-----T-----T-----T-----
DC1 -----T-----T-----T-----T-----
PC2 -----T-----T-----T-----T-----
PC1 -----T-----T-----T-----T-----
CONF WORD E4FE D2FF D6FF DCDD
AAS1 64 FF4D FF83 122 SIM 64 FF4D FF83 122
AAS2 52B F18F F548 FDE9 SIM 52B F18F F548 FDE9
AAS3 21 16 FFE7 FFE1 SIM 21 16 FFE7 FFE1
Z data FFF4 ECE2 F52E 28E4
REG WORD 10 1A2 3B0 3C4
TRW1,2-DCW1,2 D11 7C C5B7 FFCF
TR2 VAL1 :NO TR2 INF
hw20 FFFF 3 B407 DBF7 4007 F037
hw21 8C80 A3A 4A3A 4A09 2657 6640 660C 2C44
hw21 6C3A 1653 F09 F8A FB2
hw22 1653 BFB 4B61 2600 6736 2D26 6D49 6FFB
hw22 6E85 6F8F 6E03 6CF6 6CF7 6FFF 6C82 F8A
hw23 8C80 A19 4A0A 4A00 8A36 8A00 CA17 CA0B
hw23 CA0B CA1B
PT 895 4CB 6DD 2F5 SIM: 895 4CB 6DE 2F5
PZ FFFC FCF3 FD86 402 SIM: FFFD FCF4 FD87 401
P2 49 1F 35 18 SIM: 49 1F 35 18
PT2(k,p) 3C 58 71 50
PZ2(k,p) 0 9 4 D
MiMass2 8D 28 FO 39
PKPPI B5F E1C FD2 C71 SIM: 0 E1C FD2 D71

```

5.4.2 Le traitement statistique en ligne

Le Valet+ HWP permet également d'accumuler les données en provenance du SPY et ainsi de visualiser celles-ci sous forme d'histogrammes. Nous pouvons accumuler de la statistique et vérifier à partir de certains spectres caractéristiques si le trigger fonctionne correctement. A partir des données SPY, en multipliant par le facteur d'échelle approprié nous obtenons les grandeurs physiques ρ , ϕ ou ϵ que nous pouvons comparer aux spectres de références obtenus par une analyse hors ligne. Nous testons aussi certaines étapes du système de déclenchement, comme le suivi des traces, les hitmaps, etc... . Une vérification plus complète réalisée hors ligne, sur l'ensemble des mots SPY, viendra compléter cette première analyse en ligne.

Les histogrammes utilisés pour une surveillance en ligne sont:

- les hitmaps des PIDs
- les hitmaps des chambres DC et PC
- les hitmaps des PIDs après confirmation par les décisions EDL, Pt ou IDL
- Les multiplicités et les efficacités à différents niveaux.
- Le spectre des 4 paramètres fondamentaux: ρ la courbure des traces, ϕ l'angle de départ, ϵ la distance minimale d'approche, et la coordonnée z .
- Les spectres des différentes grandeurs cinématiques, l'impulsion transverse P_t , l'impulsion longitudinale P_z et l'impulsion carrée P^2 , ainsi que la somme des impulsions du candidat Kaon et du pion primaire $P_K + P_\pi$.

Les hitmaps: A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 5.5 la distribution des impacts dans les scintillateurs de la couche extérieure S2. Compte tenu de la statistique accumulée, la distribution obtenue ne présente pas de dépendance en ϕ , preuve que notre détecteur est symétrique.

Le contrôle du Suivi des Traces: L'histogramme 5.6 présenté ici permet de tester le fonctionnement du Track Launcher, et des Tracks Follower ainsi que des Front End correspondants. Il présente deux groupes d'information.

Au niveau du launcher, nous vérifions pour chaque événement que chaque trace a son bit de validité à 1 (trace valide) et que l'ordonnancement des traces est correct. Lorsqu'une trace passe ce test, nous incrémentons le premier canal. Les huit canaux suivants sont la représentation du même test sur les réponses des huit Followers (du TF de la chambre à dérive DC6 jusqu'à la chambre proportionnelle PC1). Le 10eme canal est dévolu, de façon similaire, au Track Follower des Streamer Tubes.

Dans les canaux 15 à 23 nous nous assurons que les deux bits de poids fort des mots Front End, pour chaque trace, sont à 1, afin de vérifier la validité de l'information en Z.

Nous nous attendons à ce que l'histogramme de contrôle ait l'allure de celui présenté sur la figure 5.6. Dans le premier groupe de données nous voyons que passant successivement du TL aux chambres DC6 à PC1, le nombre de traces valides décroît très légèrement, excepté pour les chambres DC5 et DC3 qui présentent une plus faible efficacité. Nous nous attendons à cette décroissance dans la mesure où plus on s'éloigne de DC6 plus la probabilité de perdre la trace augmente. En ce qui concerne le Track Follower des Streamer, nous devons avoir autant de traces validées que pour le TL, dans la mesure où l'information des Streamer est demandée au niveau de la décision. En ce qui concerne la seconde partie de l'histogramme, nous retrouvons les problèmes sur les FE des chambres DC5, DC3, DC2, mais surtout le sur le FE de PC2. Les erreurs sur les mots FE des DC2 et PC2 sont aujourd'hui comprises. Ce simple histogramme permet donc de tester en ligne de manière assez efficace le bon fonctionnement du suivi des traces.

La paramétrisation: Une fois que les mots correspondant aux AAS1, AAS2, AAS3 et Z provenant du SPY, ont été multiplié par les facteurs d'échelle adéquats, nous pouvons porter les grandeurs physiques ρ , ϕ , ϵ et Z dans des histogrammes. Nous avons pris le parti de mettre, dans chacun de ceux-ci, l'ensemble des traces de chaque événement.

Les résultats, *en ligne*, peuvent alors être comparés avec les mêmes spectres obtenus *hors ligne*, à partir d'une analyse des bandes magnétiques.

A titre d'exemple, nous montrons sur la figure 5.7, le spectre obtenu en ligne et le spectre de référence pour le paramètre ρ . Le partage des populations entre charges négatives et charges positives ainsi que l'allure des distributions sont identiques. Le spectre obtenu permet donc de juger du bon fonctionnement de l'étape de paramétrisation.

figure 5.5: Distribution des impacts sur les 32 scintillateurs de la couche S2.

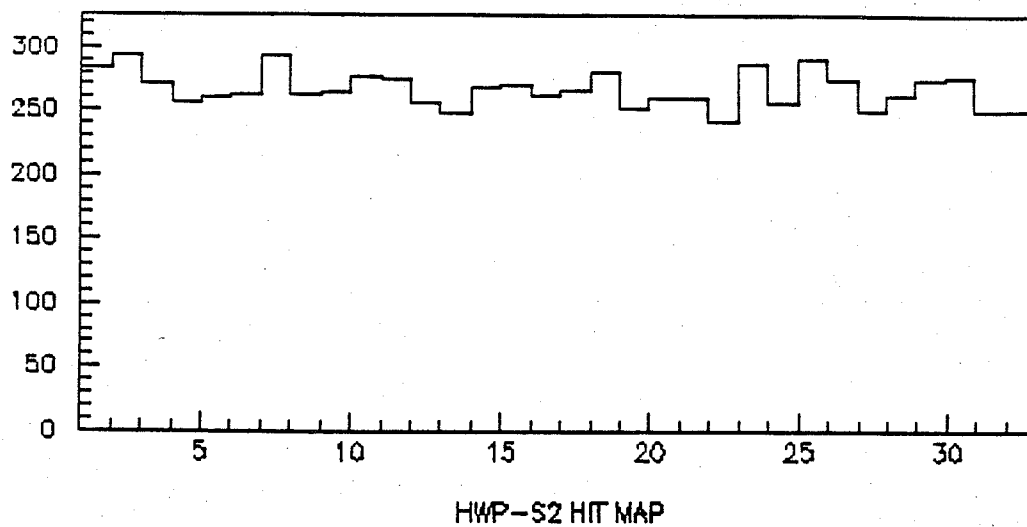


figure 5.6: Surveillance de la qualité de l'étape de suivi des traces.

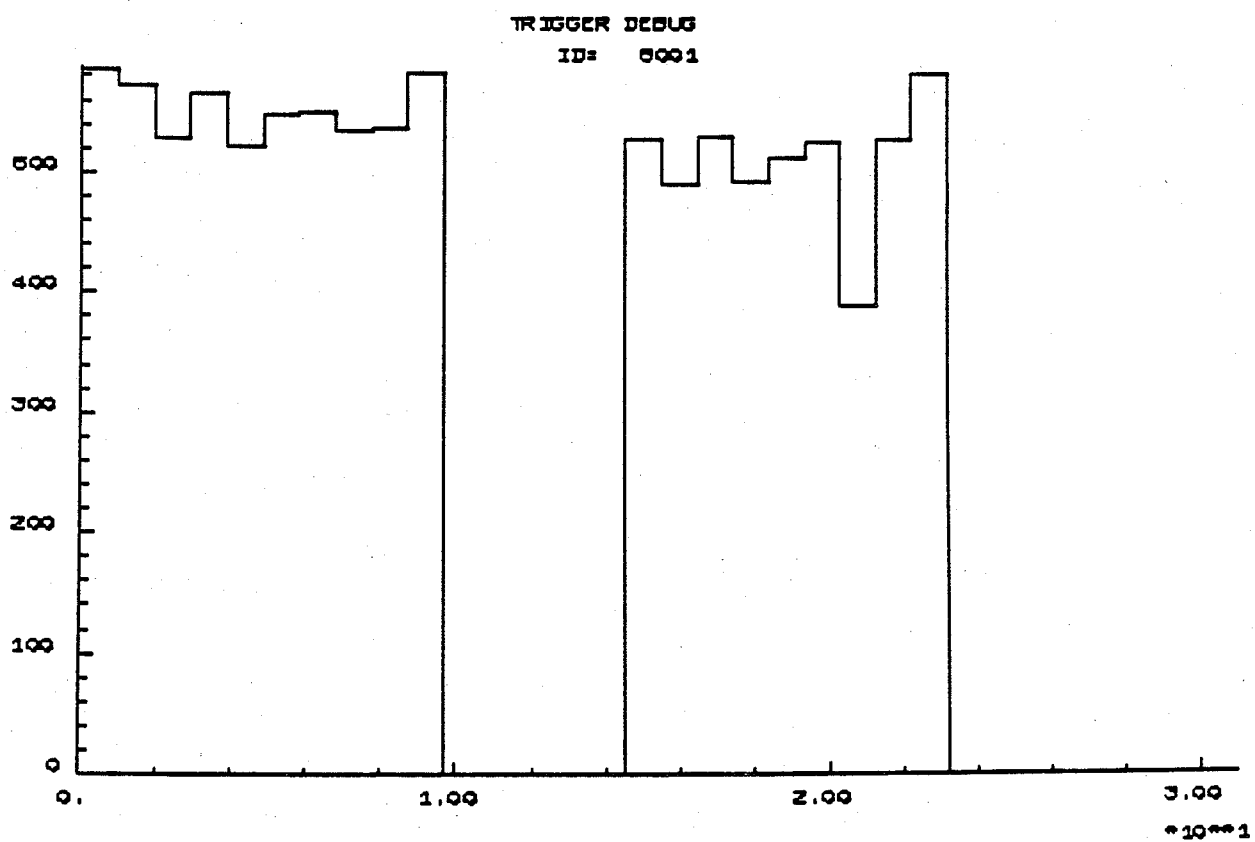
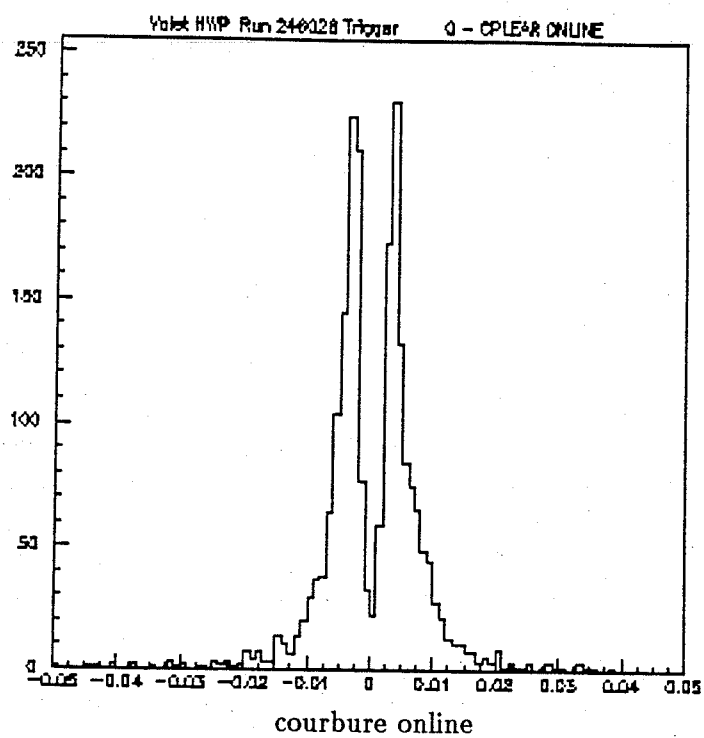
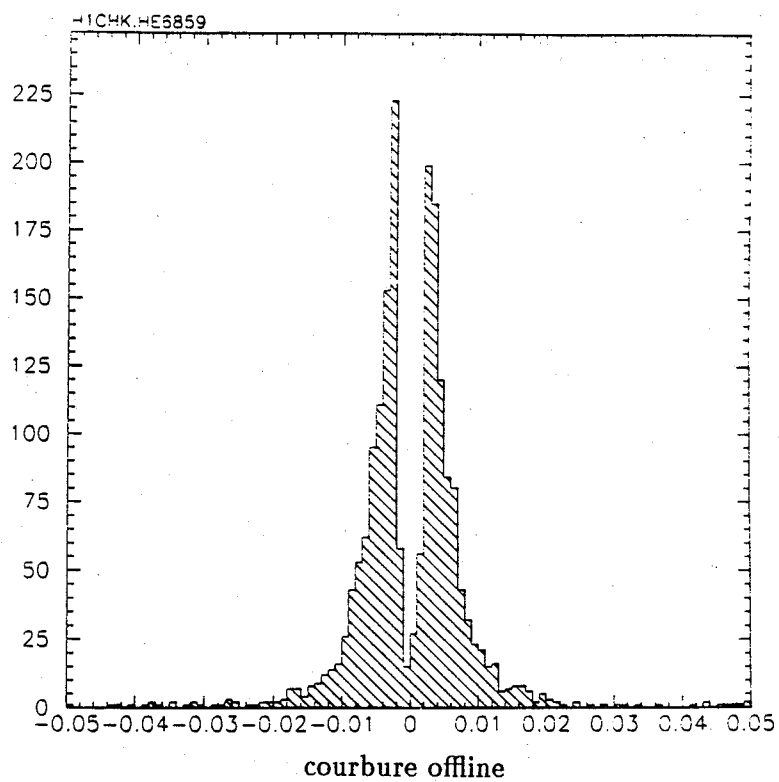


figure 5.7: spectres de la courbure obtenus en ligne et hors ligne - unité en abscisse:
cm-1



23/07/93



La cinématique: Pour un contrôle statistique des quantités cinématiques, nous remplissons des histogrammes correspondant à l'impulsion transverse P_t , longitudinale P_z , et totale carrée P^2 de toutes les traces.

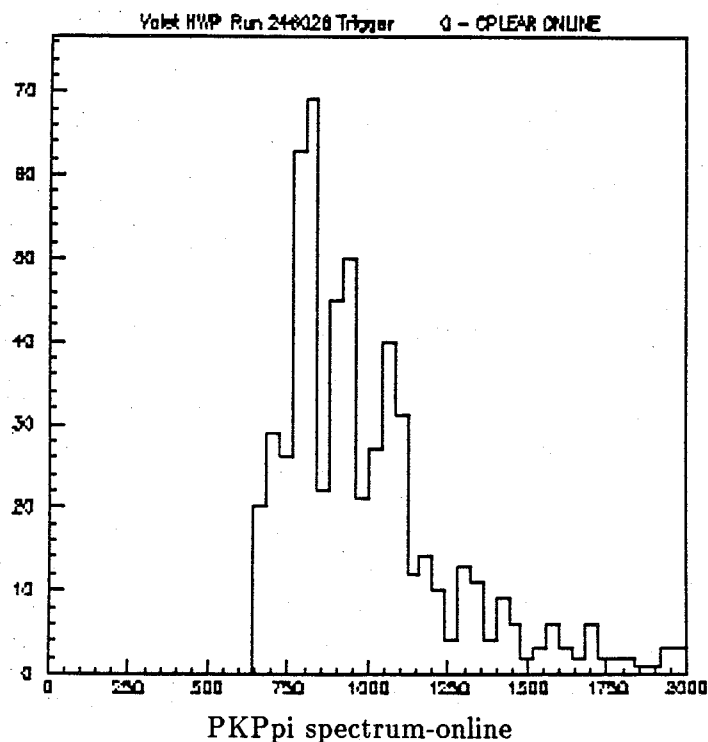
Le calcul de $P_K + P_\pi$ nécessite d'associer au Kaon le ou les pions primaires de charge opposé. Plusieurs cas de figure sont possibles:

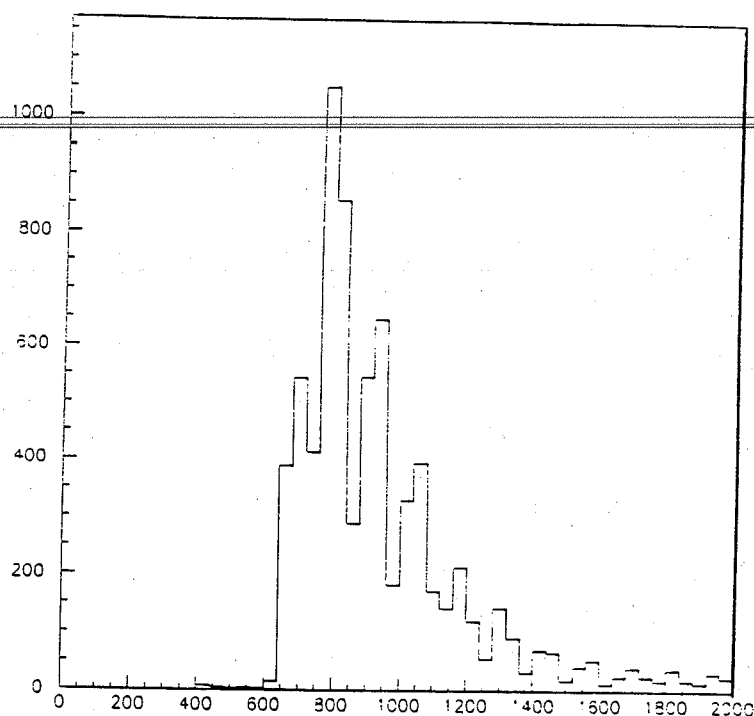
- soit le processeur n'a trouvé qu'un pion chargé de signe opposé au Kaon, la valeur de $P_K P_\pi$ est alors unique.
- soit le processeur a identifié deux pions chargés de signe opposé au kaon, et il y a 2 combinaisons possibles. Nous ne conservons alors que la valeur de $P_K P_\pi$ la plus élevée.

Le système de déclenchement permet de réaliser une coupure sur la valeur du $P_K + P_\pi$. Le seuil couramment utilisé est de 700 MeV/c. La figure 5.8 montre le spectre en ligne avec sa coupure effective à 700 MeV/c, ainsi que le résultat de la simulation.

Comme pour les quatre paramètres, le contrôle du fonctionnement de la cinématique est réalisé en comparant les spectres obtenus en ligne à ceux de la simulation.

figure 5.8 spectres $P_K P_\pi$ directement issus du SPY et simulés. On voit la coupure vers 700 MeV/c. Il apparaît également des "structures" dans les spectres. Leur origine est liée aux arrondis successifs introduits dans le calcul. La différence entre les 2 spectres pourrait alors être liée à la différence systématique sur les bits de poids faible, observée dans l'analyse événement par événement.





PKPpi spectrum offline

Les niveaux de décisions: Le système de déclenchement délivre à chaque étape de décision un signal dit "GOOD". Lorsque il est actif dans son ensemble, nous nous attendons à un signal "GOOD" à chacun de ces niveaux de décision, pour les événements qui sont acceptés et écrits sur bandes magnétiques. Une façon simple de tester le trigger est donc de porter dans un histogramme le nombre d'événement, puis le GOOD IDL, le GOOD provenant des modules CONFIGURATION, celui des REGISTRES et enfin le GOOD de la cinématique ($P_K + P_\pi$). Avec un trigger évolué (1172223, par exemple), nous devons avoir un histogramme totalement plat, qui montre que les événements acquis ont bien tous passé toutes les conditions requises.

1.5 Le test du processeur dans l'environnement standard

L'ensemble de ce qui a été décrit jusqu'à présent doit permettre la vérification en ligne, étage par étage du système de déclenchement. Par ailleurs, il a fallu créer des outils de vérification rapide, utilisables selon une même procédure pour tous les sous-détecteurs. CPLEAR dispose, pour ce faire, d'une version de PAW, CPPAW, permettant l'acquisition en ligne des histogrammes définis à partir des Valet+. Nous avons donc mis en place, pour chaque sous-détecteur, des routines donnant accès aux histogrammes les plus significatifs.

En ce qui concerne le trigger, nous disposons de deux programmes distincts:

- le premier, FAST-CHECK, correspond à la lecture courte du SPY, et permet de tester la plupart des grandeurs disponibles, c'est à dire:
 - les hitmaps au niveau des premières décisions du système de déclenchement: EDL, coupure en impulsion et IDL.
 - les paramètres physiques: la courbure ρ , l'angle au départ ϕ , la distance minimum d'approche ϵ et la coordonnée Z.
 - les différentes impulsions: transverse, longitudinale, carrée, ainsi que la valeur du $P_K P_\pi$.
 - les différentes efficacités des décisions prises pour chaque étage en fonction du numéro de trigger choisi.
 - Les mots des processeurs HWP2 et HWP2.5 sont testés séparément, sur leurs Valet+ respectifs.
- le second, LONG-CHECK, est utilisable lorsque le SPY est lu dans sa totalité. Il comporte quelques histogrammes supplémentaires par rapport au précédent. Il permet en particulier de tester les niveaux intermédiaires, comme les modules du Track Launcher et Track Follower.

Chapitre 6

Etude de la faisabilité de la mesure du rapport ϵ'/ϵ

6.1 Etat actuel des différentes analyses à CPLEAR

Nous donnons ici les premiers résultats obtenus à partir des données de 1991 et 1992 de l'expérience CPLEAR ([48] et [49]), ainsi que les prévisions pour les années à venir. Depuis 1992 l'expérience est en prise de données massives, et les années qui viennent vont nous permettre d'augmenter notre statistique.

- En ce qui concerne les $\pi^+\pi^-$, les mesures ont été effectuées avec une partie des données de 1992:
 $|\eta_{+-}|(10^{-3}) = 2.3 \pm 0.10_{stat} \pm 0.04_{sys}$
 $\phi_{+-} = 44.9^\circ \pm 2.5^\circ_{stat} \pm 0.5^\circ_{sys}$
 Nous donnons dans le tableau 6.1, outre les précisions atteintes actuellement, les précisions statistiques attendues avec les données de 1993.
- Dans le cas du canal neutre $\pi^0\pi^0$, il est prématuré de donner des valeurs à $|\eta_{00}|$ et ϕ_{00} , la production des données de 1992 venant de commencer.
- Nous donnons, pour les semi-leptoniques, les valeurs mesurées relatives à l'analyse des données 1991.
 $\Delta m = 0.523 \pm 0.018_{stat} \pm 0.007_{sys} (10^{10}hs^{-1})$
 $Re(x)(10^{-3}) = -110 \pm 70_{stat} \pm 20_{sys}$
 $Im(x)(10^{-3}) = -22 \pm 32_{stat} \pm 19_{sys}$
 $A_T(10^{-3}) = 8.5 \pm 7.6_{stat} \pm 18_{sys}$
 Les données de 1992 sont en cours d'analyse.
- En ce qui concerne le canal 3π , l'étude des données de 1992 est en cours. Les premières estimations indique que nous devrions pouvoir atteindre, pour $Re\eta_{+-0}$ et $Im\eta_{+-0}$ une limite de l'ordre du pour cent.
- La suite du chapitre décrit de façon plus précise l'analyse réalisée dans le cadre de l'étude de ϵ'/ϵ .

Nous donnons ci-après les précisions attendue, sur ces différentes grandeurs pour l'expérience CPLEAR, en regard de celles données par le PDG. Les étoiles correspondent aux précisions encore en cours d'évaluation.

grandeur	précision actuelle PDG	précision CPLEAR actuelle (91-92)	précision CPLEAR pour la fin 93
$ \epsilon'/\epsilon (10^{-3})$	± 1.1	*	*
$\eta_{+-}(10^{-3})$	± 0.023	± 0.1	± 0.03
$\eta_{00}(10^{-3})$	± 0.024	*	*
ϕ_{+-}	$\pm 1.2^\circ$	$\pm 2.54^\circ$	$\pm 0.6^\circ$
ϕ_{00}	$\pm 2.1^\circ$	*	$\pm 3^\circ$
$ \phi_{+-} - \phi_{00} $	$\pm 2.4^\circ$	*	*
Δm	$\pm 0.002 \cdot 10^{10}hs^{-1}$	± 0.019	± 0.003
$ \eta_{+-0} $	$< 0.33 \text{ } 90\%CL$	*	< 0.01
$Re(x) (10^{-3})$	± 18	± 90	± 10
$Im(x) (10^{-3})$	± 26	± 29	± 5
$A_T(10^{-3})$	-	± 17	± 1.3

(6.1)

6.2 La détermination de ϵ'/ϵ

6.2.1 Introduction

Deux expériences -NA31 et E731- ont mesuré le paramètre $Re(\epsilon'/\epsilon)$, avec une précision de l'ordre de 10^{-3} ([7]).

NA31 (10^{-3})	E731 (10^{-3})
2.3 ± 0.7	0.74 ± 0.59

Ces valeurs ont été obtenues à partir de la mesure de $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$, qui se relie à $Re(\epsilon'/\epsilon)$ par :

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = \frac{1}{6}[1 - |\eta_{00}|^2/|\eta_{+-}|^2]. \quad (6.2)$$

En pratique, $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$ est obtenu à partir du quotient des taux de désintégration des K_L^0 et K_S^0 en $\pi^+\pi^-$ et $2\pi^0$:

$$\frac{|\eta_{00}|^2}{|\eta_{+-}|^2} = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}.$$

Ces deux résultats sont actuellement compatibles entre eux, à 2σ l'un de l'autre.

La collaboration PS195/CPLEAR propose une méthode différente pour mesurer $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$, qui est basée sur la détermination des asymétries intégrées en temps, obtenues à partir des seules informations du trigger. Il faut noter que PS195 d'un côté, NA31 et E731 de l'autre ne mesurent pas la même quantité. Cependant, comme ϵ et ϵ' s'écrivent

$$\epsilon = \frac{1}{3}[\eta_{00} + 2\eta_{+-}]$$

et

$$\epsilon' = \frac{1}{3}[\eta_{+-} - \eta_{00}]$$

et puisque $\Delta\phi = |\phi_{00} - \phi_{+-}|$ est proche de 0, les phases respectives de ϵ et ϵ' doivent être très proches. De ce fait $Re(\epsilon'/\epsilon)$ ne peut pas être très différent de $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$.

6.2.2 La méthode intégrale de PS195/CPLEAR

L'expérience PS195 propose de mesurer $Re(\epsilon')/Re(\epsilon) = \frac{1}{6}(1 - I_{00}/I_{+-})$, à la précision de $1.5 \cdot 10^{-3}$, à partir des asymétries intégrales I_{00} et I_{+-} . Elles sont définies comme la différence (normalisée) des taux de désintégration intégrés en fonction du temps:

$$I_{00} = \frac{\int_0^{t_0} R(K^0 \rightarrow 2\pi^0)dt - \int_0^{t_0} R(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi^0)dt}{\int_0^{t_0} R(K^0 \rightarrow 2\pi^0)dt + \int_0^{t_0} R(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi^0)dt}$$

$$I_{+-} = \frac{\int_0^{t_0} R(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)dt - \int_0^{t_0} R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)dt}{\int_0^{t_0} R(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)dt + \int_0^{t_0} R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)dt}$$

La borne supérieure t_0 est en pratique déterminée par la taille du détecteur, qui est de l'ordre de $20 \tau_s$. Nous savons par ailleurs que ces asymétries sont peu sensibles à t_0 au delà de $10 \tau_s$ (cf figure 2.2).

Cette méthode intégrale ne nécessite pas la reconstruction des vertex de désintégration, elle consiste simplement à compter dans tout le volume du détecteur le nombre d'événements K^0 et de $\bar{K}^0$ -notés N_{K^0} et $N_{\bar{K}^0}$ - ainsi que les nombres d'événements K^0 et $\bar{K}^0$ décroissant dans le canal neutre ($\pi^0\pi^0$) et dans le canal chargé ($\pi^+\pi^-$), respectivement noté N_0 et $N_{\bar{0}}$, N_- et N_+ .

Avec ces notations, I_{00} et I_{+-} s'écrivent:

$$I_{+-} = \frac{N_+}{N_{\bar{K}^0}} - \frac{N_-}{N_{K^0}} / \frac{N_+}{N_{\bar{K}^0}} + \frac{N_-}{N_{K^0}} \quad (6.3)$$

et

$$I_{00} = \frac{N_{\bar{0}}}{N_{\bar{K}^0}} - \frac{N_0}{N_{K^0}} / \frac{N_{\bar{0}}}{N_{\bar{K}^0}} + \frac{N_0}{N_{K^0}}. \quad (6.4)$$

Pour obtenir ces différentes populations à partir des données du trigger, il nous faut définir des filtres, déterminer le mieux possible leurs acceptances et estimer les contaminations dues aux différents fonds.

6.2.3 La statistique nécessaire pour une mesure de $Re\epsilon'/Re\epsilon$ à $1.5 \cdot 10^{-3}$

Les mesures les plus récentes des paramètres de la violation de CP ([7]) donnent:

$$|\eta_{+-}| = 2.268 \pm 0.023(10^{-3})$$

$$\phi_{+-} = 46.6^\circ \pm 1.2$$

$$|\eta_{00}| = 2.253 \pm 0.024(10^{-3})$$

$$\phi_{00} = 46.6^\circ \pm 2.0$$

$$\epsilon'/\epsilon = 2.2 \pm 1.1(10^{-3})$$

En utilisant l'expression approchée des asymétries intégrales (voir aussi le chapitre 2)

$$I_c \approx -2Re(\epsilon) + 4Re(\eta_c) \quad (6.5)$$

(η_c symbolise aussi bien η_{00} que η_{+-}), nous pouvons donner des valeurs numériques à I_{00} et I_{+-} . Ainsi:

$$I_{+-} \approx 3.11 \pm 0.16(10^{-3})$$

$$I_{00} \approx 3.09 \pm 0.24(10^{-3}).$$

La quantité $Re\epsilon'/Re\epsilon$ que nous voulons mesurer est une fonction qui dépend de 3 rapports:

- $n = N_{\bar{K}^0}/N_{K^0}$ (normalisation)
- $s = N_{\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}/N_{K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} = N_+/N_-$ (golden chargé)
- $s^0 = N_{\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi^0}/N_{K^0 \rightarrow 2\pi^0} = N_0/N_0$ (golden neutre)

L'erreur statistique sur $Re\epsilon'/Re\epsilon$ s'exprime en fonction de l'erreur sur ces trois quantités. Si on fait l'approximation que l'on a à peu près le même nombre d'événements golden chargés et neutres, alors $\sigma_s \approx \sigma_{s^0}$. On montre alors ([45]) que la variance de $Re\epsilon'/Re\epsilon$ s'écrit:

$$V(\epsilon'/\epsilon) = \frac{1}{9(s-n)^2(s^0+n)^2} \left[\left(\frac{s(s^0-n)}{s-n} - \frac{s^0(s+n)}{s^0+n} \right)^2 V(n) + n^2 \left(\frac{(s^0-n)^2}{(s-n)^2} + \frac{(s+n)^2}{(s^0+n)^2} \right) V(s) \right] \quad (6.6)$$

En utilisant les valeurs numériques définies au début de ce paragraphe, et en prenant un rapport de normalisation de $n=1.20$, la variance devient:

$$V(\epsilon'/\epsilon) = 8 * 10^{-2} V(n) + 915 V(s) \quad (6.7)$$

Dans la mesure où le nombre d'événements de la normalisation est du même ordre de grandeur que le signal, l'erreur sur la normalisation est négligeable, et on a:

$$\sigma(\epsilon'/\epsilon) \approx 30\sigma_s = 30 * s * \sqrt{\frac{2}{N_+}} \quad (6.8)$$

Pour obtenir une précision finale de l'ordre de $1.5 * 10^{-3}$, il faut reconstruire 10^9 événements $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, 10^9 événements $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, ainsi que la même quantité d'événements golden neutres.

6.2.4 Les erreurs systématiques

Nous nous intéresserons dans ce paragraphe à l'erreur sur $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$, introduite par les contaminations dues aux différents fonds, dans les différentes populations. Les asymétries I_{+-} et I_{00} s'écrivent alors sous la forme:

$$I_{00} = \frac{1 - Y(1 + \alpha)/(1 + \gamma)}{1 + Y(1 + \alpha)/(1 + \gamma)} \quad (6.9)$$

$$I_{+-} = \frac{1 - X(1 + \beta)/(1 + \gamma)}{1 + X(1 + \beta)/(1 + \gamma)} \quad (6.10)$$

avec

$$X = \frac{N^-}{N^+} \frac{N_{\bar{K}^0}}{N_{K^0}}$$

$$Y = \frac{N^0}{N^{\bar{0}}} \frac{N_{\bar{K}^0}}{N_{K^0}}$$

Les coefficients α , β et γ représentent les contaminations relatives pour les trois populations. α représente le facteur de dilution pour la partie neutre $N_0/N_{\bar{0}}$, β pour la partie chargée N^-/N^+ et γ pour la partie de normalisation $N_{K^0}/N_{\bar{K}^0}$. Ces facteurs sont considérés comme petit devant 1. Ainsi, un développement au premier ordre en α , β et γ peut être envisagé. On a:

$$I_{00} = \frac{1-Y}{1+Y} + [(\gamma - \alpha)\frac{Y}{1+Y} + (\gamma - \alpha)\frac{(1-Y)Y}{(1+Y)^2}] \quad (6.11)$$

et

$$I_{+-} = \frac{1-X}{1+X} + [(\gamma - \beta)\frac{X}{1+X} + (\gamma - \beta)\frac{(1-X)X}{(1+X)^2}]. \quad (6.12)$$

Nous pouvons donc écrire, en assimilant X et Y à 1 (dans les termes où n'intervient pas une différence du type (1-X) et (1-Y)), que:

$$\Delta I_{00} \approx (\gamma - \alpha)/2$$

$$\Delta I_{+-} \approx (\gamma - \beta)/2.$$

Vouloir obtenir $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$ à $1.5 \cdot 10^{-3}$ à partir de la mesure séparée de I_{00} et I_{+-} implique un ΔI de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$. Nous devons de ce fait maîtriser α , β et γ à quelques 10^{-5} , ce qui est hors de portée.

L'avantage de la méthode proposée, à savoir une mesure directe de ϵ'/ϵ à partir de la détermination simultanée des six populations (normalisation, chargée et neutre) et non à partir des mesures indépendantes de I_{00} et I_{+-} , requiert, pour une précision donnée sur ϵ'/ϵ , une précision moindre sur les facteurs de dilution. En effet, nous pouvons réécrire 6.2 en fonction de α , β et γ ([47]):

$$Re(\epsilon')/Re(\epsilon) \approx \frac{1}{3}[Y(1+\alpha) - X(1+\beta)]/[1+\gamma - XY(1+\alpha+\beta-\gamma) + Y(1+\alpha) - X(1+\beta)]$$

Moyennant quelques approximations comparables à celle du paragraphe précédent, l'erreur sur $Re\epsilon'/Re\epsilon$ s'écrit:

$$\Delta\left(\frac{Re\epsilon'}{Re\epsilon}\right) = \frac{1}{3}(\alpha - \beta)/(1 - XY + Y - X) - \frac{2}{3}(\gamma - \beta) * \frac{Re\epsilon'}{Re\epsilon}/(1 - XY + Y - X) \quad (6.13)$$

Comme on peut le voir, le terme γ n'intervient pratiquement pas dans l'erreur liée aux contaminations, puisqu'il est atténué par un facteur de 10^{-3} , par rapport au premier terme. Quant aux contaminations dans les lots de désintégrations (α et β), deux cas sont possibles:

- ces deux paramètres sont corrélés et ont même valeur, alors il n'y a pas d'effet systématique sur la mesure.
- ces deux paramètres sont indépendant, il faut alors les contrôler à quelques 10^{-5} pour espérer faire une mesure à $1.5 \cdot 10^{-3}$.

6.3 La méthode employée pour mesurer $Re(\epsilon')/(Re\epsilon)$

6.3.1 Introduction

Pour cette analyse nous utilisons les données du trigger, transmises par le SPY. Pour les événements ayant passé les différents niveaux des processeurs HWP1, HWP2 et HWP2.5 (pour les neutres), nous reconstruisons différentes variables cinématiques telles que la masse manquante, la masse invariante, etc... à partir des paramètres des traces tels qu'ils sont définis par le processeur HWP1.

La façon la plus simple de compter les kaons neutres serait d'utiliser le spectre en masse manquante pour la paire primaire $K\pi$. Cependant, en raison de la présence d'un fond important et disymétrique, mais surtout de la faible résolution sur la masse manquante carrée, il est difficile d'extraire un signal. Il a été montré ([45]), en comparant cette variable cinématique issue des données de HWP1 avec la masse manquante carrée calculée par le programme de reconstruction des traces, que la résolution était d'environ 0.1 GeV^2 , pour une masse manquante carrée de 0.25 GeV^2 .

Nous avons donc développé une autre technique, qui fait appel au MonteCarlo. Nous avons généré les différentes contributions attendues dans les données, aussi bien pour le canal neutre que pour celui chargé: golden ($K^\pm \pi^\mp K^0(\bar{K}^0)$), golden+ π^0 , fond kaonique ($K^+ K^- \pi^+ \pi^- n\pi^0$ pour les chargés et $K^+ K^- n\pi^0$ pour les neutres) et fond pionique ($2\pi^+ 2\pi^- n\pi^0$ pour les chargés et $\pi^+ \pi^- n\pi^0$ pour les neutres). Nous utilisons une procédure de fit contraint pour évaluer la proportion de chaque canal MonteCarlo dans les données expérimentales. La contrainte consiste à demander que la somme des contributions MC corresponde au nombre d'événements dans le spectre expérimental. Les distributions à partir desquelles nous réalisons le fit ont été choisies en fonction du pouvoir de séparation du signal et du fond. Pour le canal neutre, caractérisé par un événement à deux traces au niveau du registre, nous avons choisi les deux variables cinématiques masse manquante carrée et masse invariante carrée de la paire $K\pi$. La première variable est définie comme :

$$M_{\text{manquante}}^2 = [2m_{\text{proton}} - E_K - E_p]^2 - [P_{t(K)} + P_{t(p)}]^2 - [P_{z(K)} + P_{z(p)}]^2$$

la seconde:

$$M_{\text{invariante}}^2 = M_{\text{manquante}}^2 - 4m_{\text{proton}}^2 + 2m_{\text{proton}}E_K + 2m_{\text{proton}}E_p$$

où E , P_t et P_z désignent respectivement l'énergie, l'impulsion transverse et l'impulsion longitudinale des particules.

Dans le canal chargé nous utilisons trois estimateurs. Le premier est formée par la distribution à 2 dimensions, énergie manquante totale versus impulsion manquante totale définies comme:

$$E_{\text{miss}} = 2m_{\text{proton}} - E_K - E_{p(\text{primaire})} - E_{p(\text{secondaire})} - E_{p(\text{secondaire})}$$

$$P_{miss}^2 = \left(\sum_{i=1}^4 P_x(i)\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^4 P_y(i)\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^4 P_z(i)\right)^2$$

Dans la mesure où l'annihilation $p\bar{p}$ s'effectue au repos, ces quantités doivent être nulles pour les goldens. Nous avons ainsi un estimateur capable de séparer les différentes contributions contenues dans les données réelles.

Deux autres estimateurs sont possibles. D'abord, la masse manquante carrée versus la masse invariante carrée au vertex primaire $K\pi$. Ensuite, la masse manquante carrée au vertex primaire versus la masse invariante au vertex secondaire. Ces trois estimateurs nous permettront d'estimer la contribution à l'erreur systématique de cette méthode, compte tenu de la statistique disponible.

6.3.2 Distributions des événements MonteCarlo

Pour générer les distributions MC correspondant aux différentes contributions attendues dans les données réelles, nous avons simulé la physique de l'annihilation, la réponse du détecteur ainsi que de tous les étages du trigger avec nos outils standard de simulation: CPGEANT ET NHPLIB ([46]).

Nous avons produit, à la fois pour le canal neutre et pour le canal chargé, des événements Monte-Carlo, correspondant aux différentes populations:

- Des événements golden
- Des événements golden+ π^0
- Des événements kaoniques de type $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ (canal chargé) et de type $K^+K^-\pi^0$ (canal neutre)
- Des événements pioniques de type $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ (canal chargé) et de type $\pi^+\pi^-\pi^0$ (canal neutre).

Nous donnons dans le tableau qui suit le nombre d'événements générés ainsi que celui des événements ayant franchi l'ensemble des étages du trigger (de type 407172223).

voie neutre	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique	
$(K^0 \rightarrow 2\pi^0)$					
événements générés	67240	91430	271100	11678000	
événements ayant passé le trigger	9211	4007	1126	330	
voie chargée	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique	
$(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$					
événements générés	368440	491050	1946430	6335000	
événements ayant passé le trigger	11865	4551	10158	1611	

Nous donnons sur les figures 6.1 l'allure des spectres Masse manquante carrée versus masse invariante carrée pour l'ensemble des 4 populations MC générés dans le canal neutre. Sur la figure 6.2 nous avons représenté Emiss versus Pmiss pour les 4 populations du canal chargé. Ces deux figures montrent une séparation nette des différentes populations dans les deux représentations. Un ajustement des données expérimentales par les données MC peut donc être tenté.

Dans cette production MC nous avons négligé la contamination due aux K_L (de l'ordre de 2 à 3 pour cent). D'autre part les efficacités utilisées par le programme de simulation n'étaient pas encore optimisées pour notre lot de données. Il faut aussi remarquer le peu d'événements dont nous disposons dans le canal fond pionique, ce qui limite fortement la qualité de cette analyse.

Ayant vérifié que, dans la limite de notre statistique, les distributions étaient similaires pour les 2 états de charge du kaon, nous avons additionné, population par population, les distributions MC des événements marqués K^+ à celles des événements K^- . Cela doit nous permettre de contrer en partie les problèmes de statistique. Ce sont ces distributions sommées qui sont utilisées dans la procédure de fit.

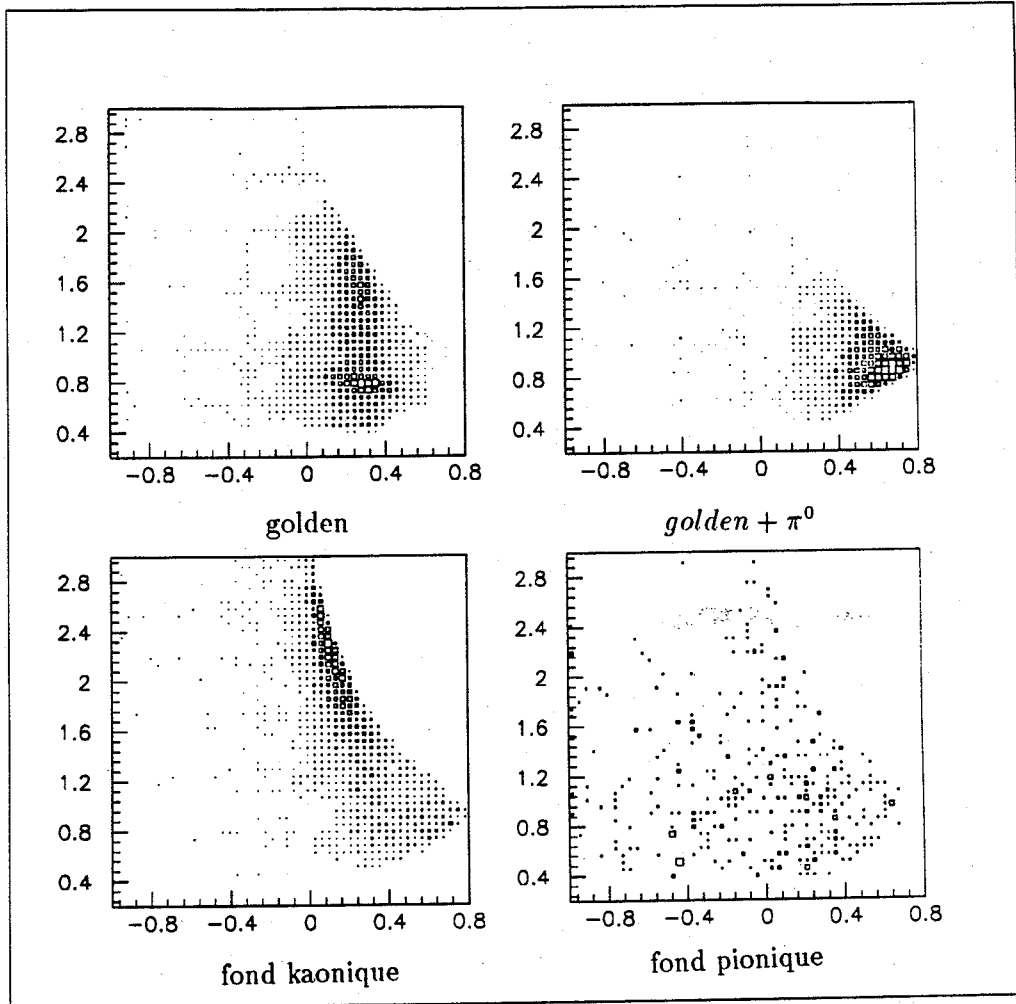


Figure 6.1: Spectre bidimensionnel Masse Manquante carrée (GeV^2) en fonction de la masse invariante carrée (GeV^2), pour les 4 populations MC utilisées dans l'étude du canal neutre. Tous les événements ont été validés par un trigger 407172223.

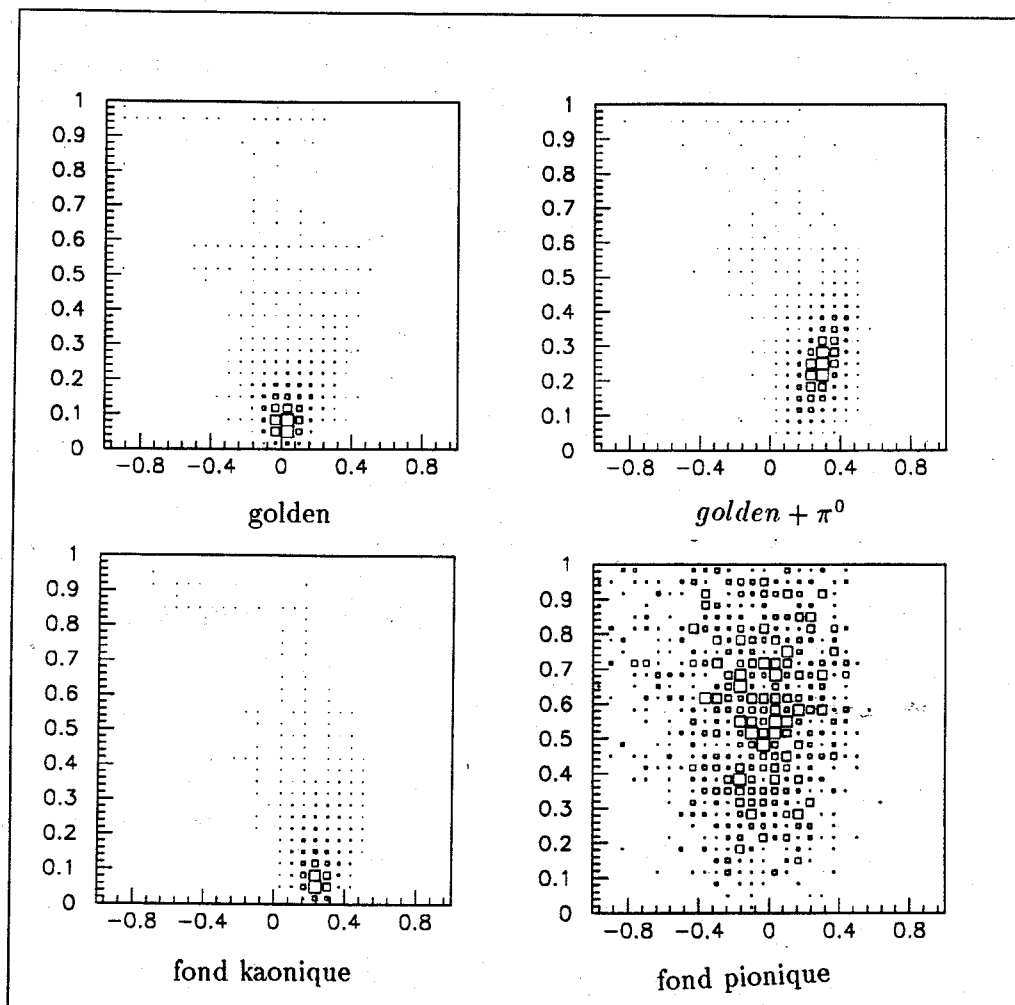


Figure 6.2: Spectre bidimensionnel P_{miss} (GeV/c) en fonction de E_{miss} (GeV) pour les 4 populations MC utilisées dans l'étude du canal chargé. Tous les événements ont été validés par un trigger 407172223. On remarquera que les différentes populations sont bien séparées dans cette représentation.

6.3.3 Les données réelles

Nous avons utilisé les données de 1992, enregistrée avec le trigger évolué de numéro M2T407172223. Avec ce trigger, l'ensemble des processeurs étaient actifs. Plus précisément, la coupure sur l'impulsion transverse du kaon était de 270 MeV/c, la coupure $P_K P_\pi$ sur la paire primaire était à 700 MeV/c et la coupure sur le nombre de clusters, active uniquement pour les événements 2 traces, était à 4. La balance entre les événements chargés et neutres est d'environ 50% – 50%. Dans le tableau qui suit, nous présentons les statistiques en données réelles dont nous avons disposé:

	total	2 traces	4 traces
M2T407172223	177499	91896	85603

Nous présentons sur la figure 6.3 les spectres obtenus à partir des données réelles, en haut pour les événements chargés, en bas pour les événements neutres. Le premier est un spectre en Emiss, Pmiss et le second en masse manquante carrée versus masse invariante carrée. Ces deux distributions ont été utilisées dans notre procédure de fit.

6.4 Estimation des populations, résultats et erreurs

6.4.1 La normalisation

Les populations de normalisation N_{K^0} et $N_{\bar{K}^0}$ (nombre de kaons neutres identifiés indépendamment de leur décroissance), sont obtenus par sommation des contributions du canal chargé (événements 4 traces) et du canal neutre (événements 2 traces).

La contribution du canal chargé a été étudiée à l'aide des 3 estimateurs définis précédemment. Nous avons séparé les données réelles en deux lots, en fonction de la charge du kaon, et nous avons utilisé la procédure de fit décrite à la section 6.2.1 pour estimer la contribution de chacun des 4 canaux MonteCarlo aux données réelles.

Les 3 tableaux suivants donnent les différentes populations avec les erreurs. Tout d'abord pour l'estimateur Energie manquante-Impulsion manquante:

K^0	golden	golden+ π^0	fond pionique	fond kaonique	
	11924(190)	4571(164)	11547(233)	2831(128)	
	38% $\pm$ 0.6	14% $\pm$ 0.5	37% $\pm$ 0.75	9% $\pm$ 0.4	
$\bar{K}^0$	golden	golden+ π^0	fond pionique	fond kaonique	
	13294(221)	5072(193)	17970(292)	3204(149)	
	33.5% $\pm$ 0.5	12.8% $\pm$ 0.5	45.4% $\pm$ 0.7	8.3% $\pm$ 0.3	

(6.14)

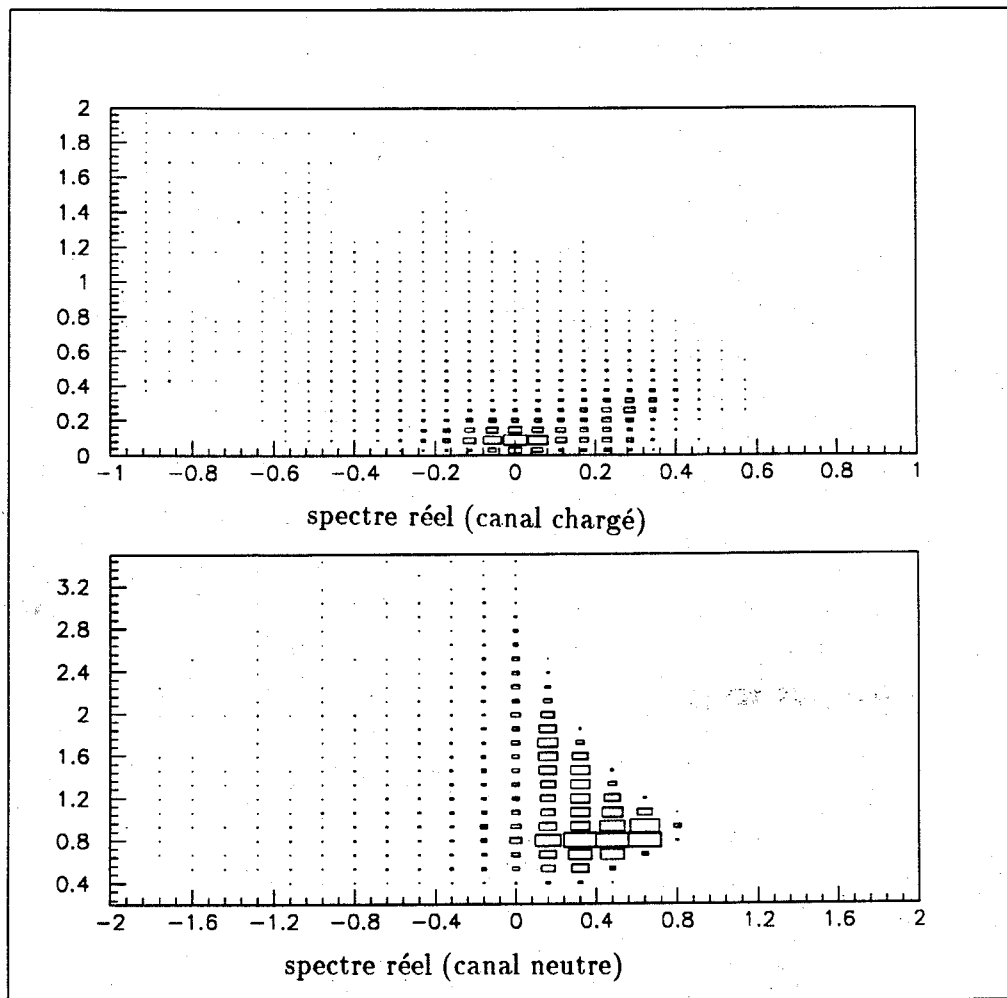


Figure 6.3: Données réelles. En haut nous avons représenté le spectre $P_{miss}(GeV/c)$ en fonction de $E_{miss}(GeV)$ des événements 4 traces (canal chargé), en bas celui de la masse invariante carrée (GeV^2) en fonction de la masse manquante carrée (GeV^2) au vertex primaire pour les événements à 2 traces (canal neutre).

Ensuite, pour la masse manquante-masse invariante au vertex primaire:

K^0	golden	golden+ π^0	fond pionique	fond kaonique	
	13778(311)	4484(547)	10133(297)	2867(473)	
	44% $\pm$ 1	14% $\pm$ 1.7	32% $\pm$ 1	9% $\pm$ 1.5	
$\bar{K}^0$	golden	golden+ π^0	fond pionique	fond kaonique	
	17517(396)	4930(669)	14873(388)	2643(567)	
	44% $\pm$ 1	12.3% $\pm$ 1.6	37% $\pm$ 1	6.6% $\pm$ 1.4	

Enfin, pour la masse manquante ($K\pi$)-masse invariante ($\pi\pi$).

K^0	golden	golden+ π^0	fond pionique	fond kaonique	
	12703(252)	4246(260)	10461(275)	3236(264)	
	41.4% $\pm$ 0.8	13.8% $\pm$ 0.8	34.1% $\pm$ 1	10.5% $\pm$ 0.8	
$\bar{K}^0$	golden	golden+ π^0	fond pionique	fond kaonique	
	15497(317)	4540(306)	15755(355)	3555(320)	
	39% $\pm$ 0.8	11.4% $\pm$ 0.7	39.6% $\pm$ 1	8.9% $\pm$ 0.8	

Les pourcentages obtenus à partir des 3 estimateurs ci-dessus sont peu différents pour les 2 canaux golden+ π^0 et fond kaonique. En revanche les écarts sont plus marqués pour les canaux golden et fond pionique, ils atteignent en effet, en valeur relative, jusqu'à 20 %.

Le tableau suivant nous donne les résultats concernant le rapport Signal/bruit suivant les états de charge, ainsi que le χ^2 réduit résultant du fit, pour chacun des 3 estimateurs. Nous avons défini le signal comme étant la somme des contributions golden et golden + π^0 . Le bruit, quant à lui, est formé par la somme du fond kaonique et du fond pionique.

		S/B	χ^2	$\bar{K}^0/K^0$
estimateur 1	$\bar{K}^0$	0.87 $\pm$ 0.02	2.4	1.11(0.02)
	K^0	1.15 $\pm$ 0.03	2.4	
estimateur 2	$\bar{K}^0$	1.28 $\pm$ 0.07	1.3	1.27(0.04)
	K^0	1.4 $\pm$ 0.03	1.0	
estimateur 3	$\bar{K}^0$	1.04 $\pm$ 0.03	1.3	1.22(0.04)
	K^0	1.23 $\pm$ 0.04	1.1	

(6.15)

Les écarts entre les 3 valeurs du rapport $\bar{K}^0/K^0$ reflètent les difficultés à estimer à mieux qu'à 15-20 % la contribution du fond dans le signal. Les figures 6.4 et 6.5 montrent les résultats de cette procédure de fit pour les 3 estimateurs choisis. Les spectres reconstruits par la procédure de fit ne sont pas en parfait accord avec les distributions réelles, quel que soit l'estimateur. Ceci est confirmé par le fait que les χ^2 réduits atteignent des valeurs élevées. Ce désaccord, observé pour l'ensemble des estimateurs, même pour le spectre en Emiss,Pmiss qui est *a priori* celui qui sépare cinématiquement le mieux les diverses contributions, nous l'expliquons par plusieurs facteurs qui seront détaillés à la fin du chapitre.

Les événements de normalisation relatifs au canal chargé que nous avons retenu pour le calcul final ont été définis avec le premier estimateur (Emiss,Pmiss). La détermination

des différentes contaminations à l'aide des 3 estimateurs nous a permis de situer l'ordre de grandeur de l'erreur systématique. Compte-tenu de la faible statistique dont nous disposons, cette erreur est de 15 à 20 %.

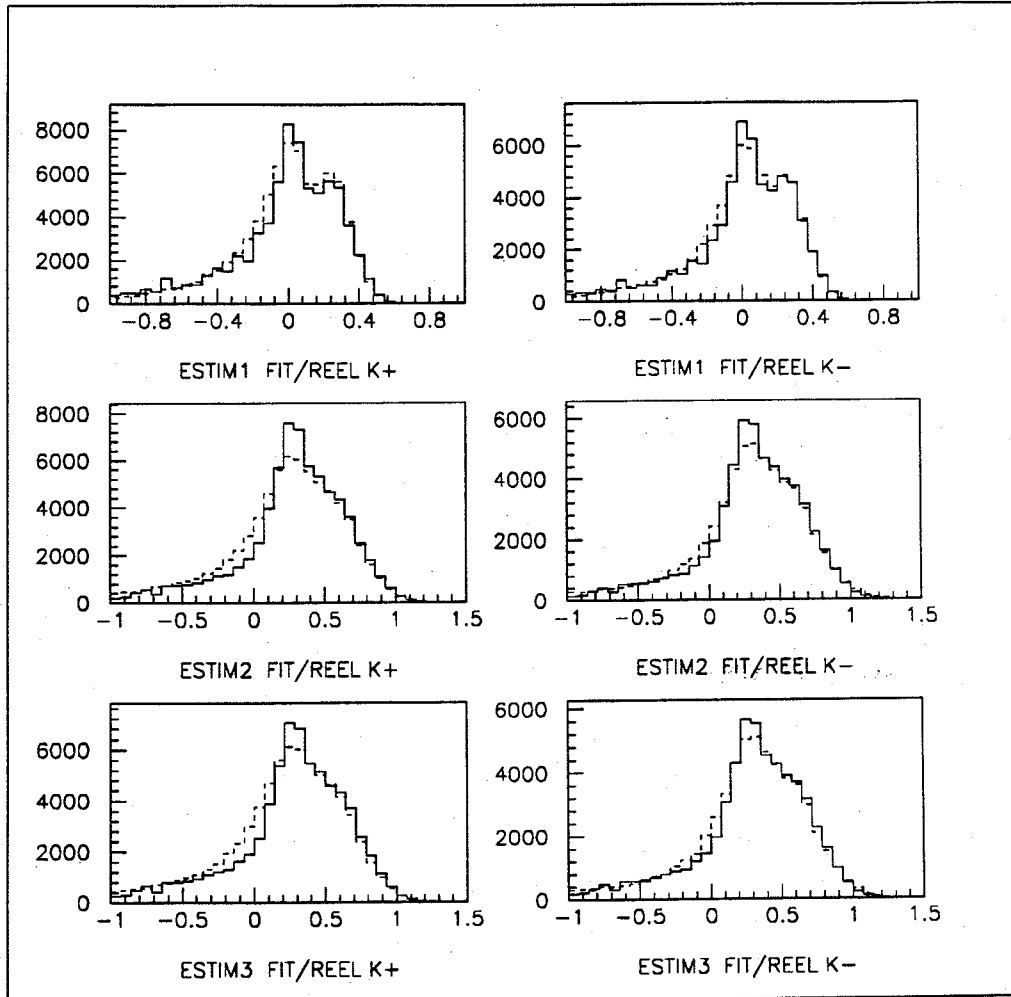


Figure 6.4: Résultats de la procédure de fit pour les 3 estimateurs. Le résultat du fit est en trait plein, celui des données réelles en pointillé. A gauche nous représentons les spectres relatifs au K^+ , à droite ceux au K^- . De haut en bas pour les 3 estimateurs, nous avons représenté les projections sur l'axe des abscisses: énergie manquante (GeV), masse manquante carrée au vertex primaire (GeV^2), et une nouvelle fois masse manquante carrée, respectivement.

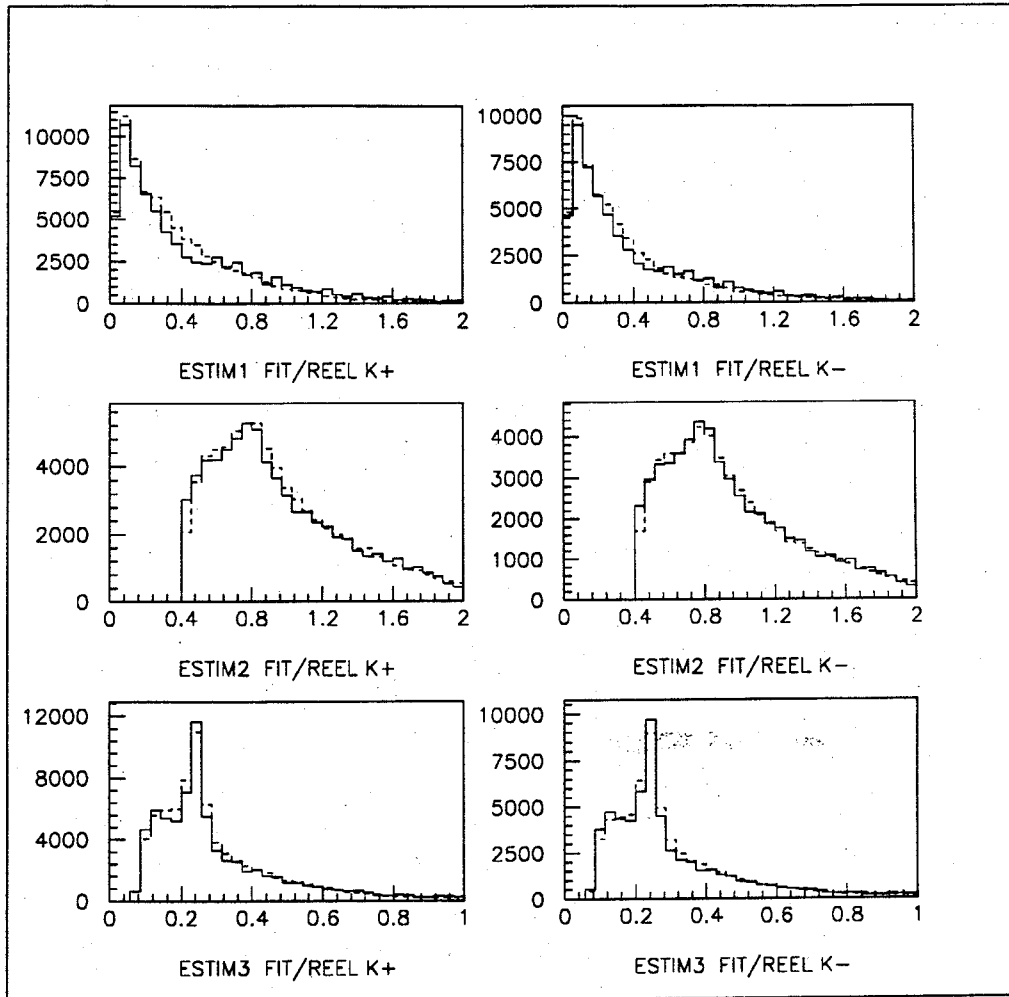


Figure 6.5: Résultats de la procédure de fit pour les 3 estimateurs. Le résultat du fit est en trait plein, celle des données réelles en pointillé. à gauche se trouve les spectres en K^+ , à droite en K^- . De haut en bas, pour les 3 estimateurs, nous avons représenté les projections sur l'axe des ordonnées: impulsion manquante (GeV/c), masse invariante carrée au vertex primaire (GeV^2) et masse invariante carrée au vertex secondaire (GeV^2), respectivement.

La contribution à la normalisation du canal neutre a été étudiée pour un seul estimateur, formé par la masse invariante carrée versus la masse manquante carrée de la paire primaire $K\pi$. Nous avons séparé les données réelles suivant les 2 états de charge des kaons.

Nous avons pu, à partir du fit, estimer les contributions respectives de chaque populations, selon les 2 états de charges.

K^0	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique
	13586(435)	6052(280)	8813(506)	4938(359)
	40.6% $\pm$ 1.3	18.1% $\pm$ 0.8	26.4% $\pm$ 1.5	14.8% $\pm$ 1
$\bar{K}^0$	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique
	17070(577)	7310(360)	10006(654)	9046(535)
	39.3% $\pm$ 1.3	16.8% $\pm$ 0.8	23% $\pm$ 1.5	20.3% $\pm$ 1.2

A partir de ces informations, nous pouvons calculer le rapport $\bar{K}^0/K^0$ pour les événements goldens, ainsi que le rapport signal sur bruit. Là encore, le signal est défini comme la somme des événements golden et golden+ π^0 . Les résultats sont les suivants:

rapport $\bar{K}^0/K^0$	rapport S/B ($\bar{K}^0$)	rapport S/B (K^0)	χ^2 ($\bar{K}^0$)	χ^2 (K^0)
1.25 $\pm$ 0.06	1.28 $\pm$ 0.06	1.4 $\pm$ 0.07	1.9	1.9

Nous pouvons aussi déterminer le rapport $\bar{K}^0/K^0$ population par population, et le comparer à celui obtenu directement par la séparation des charges dans les données MonteCarlo, avec les mêmes conditions de coupures.

- pour les golden+ π^0 issus de la procédure de fit, nous trouvons un rapport $\bar{K}^0/K^0$ de 1.2 $\pm$ 0.08, tandis qu'à partir des données MonteCarlo, nous trouvons 1.1 $\pm$ 0.03, résultat compatible, compte-tenu des erreurs.
- pour le fond kaonique, nous avons à comparer 1.13 $\pm$ 0.1 et 1.22 $\pm$ 0.08 (MC). La différence constatée reste dans la limite des erreurs statistiques.
- En ce qui concerne le fond pionique, nous observons une grande différence : 1.83 $\pm$ 0.2 pour les données réelles contre 1.19 $\pm$ 0.14 pour le MonteCarlo. La procédure de fit montre une grande dissymétrie entre les π^+ et les π^- . Par ailleurs, si l'on sélectionne dans le spectre des données réelles une zone de l'espace de phase qui ne doit contenir que du fond pionique (à basse masse manquante et basse masse invariante), et si nous séparons les états de charge, nous trouvons là encore un rapport proche de 2. Ce résultat renforce la validité de la valeur trouvée par la procédure d'ajustement et, par conséquent, montre très nettement que la simulation du fond pionique par le MC est très différente des résultats obtenus.

La figure 6.6 montre le résultat obtenu par notre procédure pour les K^+ . Un résultat analogue a été réalisé pour les K^- . De même que pour les événements du canal chargé, l'accord n'est que qualitatif. On peut l'expliquer de façon globale pour les deux canaux:

- La statistique. Nous avons très peu d'événements MC, particulièrement pour le fond pionique.
- Le Monte-Carlo. La version utilisée ne reproduit pas suffisamment bien la réalité. Plusieurs points sont à noter:
 - La simulation des Cherenkov ne tient pas compte des problèmes d'inefficacité, problèmes en relation avec les bulles de gaz qui sont formées dans le liquide, du fait d'une élévation importante la température.
 - Les sections efficaces d'interaction forte des pions et des kaons avec la matière, aux impulsions qui caractérisent notre expérience (typiquement 500 MeV/c) sont mal prises en compte dans la simulation. Par ailleurs, nous ne simulons pas le suivi dans le détecteur des particules secondaires issues de l'interaction hadronique.
 - enfin, les rapports de branchement relatifs n'étaient pas optimisés pour une cible d'hydrogène à 15 atmosphères.

Les événements de normalisation s'obtiennent en sommant des contributions des voies neutres et chargés. Parmi les 3 estimateurs utilisés pour l'étude du canal chargé, nous avons retenu les populations déterminées par le premier estimateur essentiellement parce qu'il séparait, mieux que les deux autres, les différentes contributions. Nous obtenons finalement les résultats que nous portons dans les deux tableaux suivant:

K^0	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique	
	25510(474)	10623(622)	11644(851)	16485(1243)	
$\bar{K}^0$	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique	
	30364(618)	12382(770)	13210(1059)	27016(2032)	(6.16)

rapport $\bar{K}^0/K^0$	rapport S/B ($\bar{K}^0$)	S/B (K^0)	
1.18 ± 0.04	1.06	1.28	

Pour l'ensemble des événements 2 traces et 4 traces, le rapport $\bar{K}^0/K^0$ est identique à celui obtenu par une analyse hors ligne. Cependant, et compte tenu des fluctuations observées pour les différents estimateurs, l'erreur systématique sur cette valeur est grande, typiquement de l'ordre de 15 – 20%.

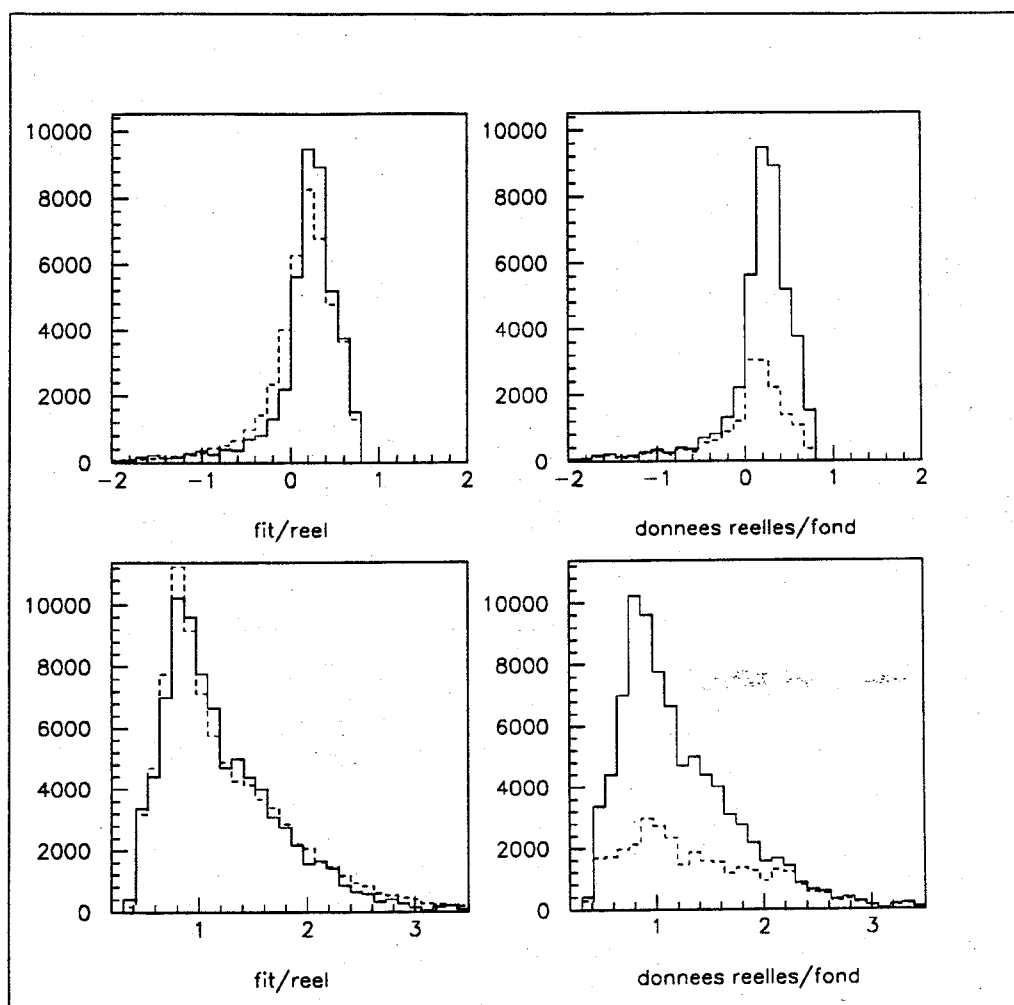


Figure 6.6: Résultat du fit pour les K^+ dans le canal neutre, pour les projections en masse manquante (haut) et masse invariante (bas). A gauche, nous représentons le spectre résultat de la procédure de fit en trait plein et le spectre correspondant aux données réelles en pointillé. A droite nous comparons le spectre réel (trait plein) avec le fond formé des contributions kaonique et pionique (pointillé).

6.4.2 Les canaux de désintégration: $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ et $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Nous avons cherché à déterminer les populations de décroissance (N_+ , N_- , N_0 , $N_{\bar{0}}$ voir 6.1.2). Pour une définition plus précise de ces grandeurs et dans l'espoir de réduire les erreurs systématiques nous avons cherché à enrichir nos données en événements golden dans les 2 canaux: $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ et $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

$K^0 \rightarrow 2\pi^0$

Sur l'ensemble des données du canal neutre, nous avons appliqué une série de coupures afin d'enrichir nos populations en événements golden, par une réduction importante du fond, sans pour autant réduire le signal. Nous demandons à cet effet:

- que la masse invariante carrée soit inférieure à 2 GeV^2 , ce qui réduit fortement le fond kaonique.
- que le nombre de clusters laissés dans le calorimètre électromagnétique soit de 4, 5 ou 6.
- que la grandeur R_{cl} , formée par la somme des carrés des distances entre les clusters pris 2 à 2, soit comprise entre 0 et 170000.
- que le nombre de γ laissés dans le calorimètre soit de 2, 3 ou 4.

Les résultats obtenus à l'issue du fit sont les suivants:

K^0	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique	
	8870(360) 48.7% $\pm$ 2	3754(204) 20.6% $\pm$ 1.1	3092(415) 17% $\pm$ 2.2	2482(236) 13.6% $\pm$ 1.2	
$\bar{K}^0$	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique	
	10916(476) 46.2% $\pm$ 2	4426(266) 18.7% $\pm$ 1	4031(547) 17% $\pm$ 2.3	4255(338) 18% $\pm$ 1.4	(6.17)

Ce qui nous permet d'obtenir, en sommant les contributions golden et golden+ π^0 :

rapport $\bar{K}^0/K^0$	rapport S/B ($\bar{K}^0$)	S/B (K^0)	
1.21 $\pm$ 0.06	1.85 $\pm$ 0.16	2.26 $\pm$ 0.2	

Le gain en terme de rapport signal sur bruit est non négligeable, atteint 50%, pour une perte en acceptance par rapport à la normalisation de 35%.

$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Concernant ce canal, nous définissons des coupures en E_{miss} P_{miss} , de façon à accroître le rapport signal sur bruit, tout en ne perdant pas trop d'événements golden. La figure 6.7 montre l'évolution du rapport S/B en fonction de ces coupures.

Pour préserver au mieux les événements goldens tout en réduisant fortement le bruit nous avons optimisé ces 2 coupures. Nous avons choisi:

$$P_{miss} < 0.25 \text{ GeV}/c$$

$$|E_{miss}| < 0.18 \text{ GeV}$$

Dans la mesure où nous utilisons des coupures sur les variables E_{miss} , P_{miss} utilisé dans le premier estimateur, nous ne pouvons plus à ce niveau nous servir de celui-ci. Cependant, il est possible, à partir des facteurs de réductions obtenus en comparant les populations Montecarlo avant et après les coupures, de calculer les diverses contributions. Nous avons établis les facteurs suivants:

K^0	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique	
	1.51 ± 0.03	12 ± 0.96	8.1 ± 0.36	29.9 ± 5.5	
$\bar{K}^0$	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique	
	1.48 ± 0.03	13.3 ± 0.94	6.6 ± 0.23	44.9 ± 11	

Ceux-ci nous permettent, à partir du tableau 6.14 de calculer les populations:

K^0	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique		(6.18)
	7896(201)	381(33)	349(22)	386(71)		
	$87.6\% \pm 2.2$	$4.2\% \pm 0.3$	$3.9\% \pm 0.2$	$4.3\% \pm 0.8$		
$\bar{K}^0$	golden	golden+ π^0	fond kaonique	fond pionique		
	8982(235)	381(30)	485(28)	400(98)		
	$87.6\% \pm 2.2$	$4.2\% \pm 0.3$	$4.7\% \pm 0.2$	$3.9\% \pm 1$		

On en déduit le rapport signal sur bruit, ainsi que le rapport $\bar{K}^0/K^0$:

rapport $\bar{K}^0/K^0$	rapport S/B ($\bar{K}^0$)	rapport S/B (K^0)	
1.13 ± 0.04	10.5 ± 1.2	11.2 ± 1.1	

La perte en événements golden est de l'ordre de 50%, par rapport aux populations des lots de normalisation. Cependant, le gain en terme de rapport signal sur bruit est de 10.

6.4.3 Résultats et erreurs

Dans les paragraphes 6.4.1 et 6.4.2 nous avons déterminé les six populations N_K^0 , $N_{\bar{K}^0}$, N_+ , N_- , N_0 et $N_{\bar{0}}$, nécessaires à la détermination des grandeurs I_{00} , I_{+-} et $Re\epsilon'/Re\epsilon$. Compte tenu des statistiques dont nous disposons, il est bien sûr impossible de déterminer soit les asymétries intégrales I_{00} et I_{+-} , soit $Re\epsilon'/Re\epsilon$ à un niveau avoisinant 10^{-3} . Néanmoins, à partir des populations déterminées précédemment, nous pouvons calculer les variables X et Y (voir 6.1.4), utilisées dans le calcul des asymétries et de ϵ'/ϵ . Nous avons obtenu:

$$X = 1.05 \pm 0.05$$

$$Y = 0.97 \pm 0.06$$

Malgré les trop faibles statistiques dont nous disposons, nous avons tenté une 1^{ère} estimation de $Re\epsilon'/Re\epsilon$. Nous avons calculé l'erreur statistique à partir de la formule 6.8. A partir des $2 \cdot 10^5$ événements étudiés et des valeurs des paramètres n , s et s^0 [1.18(3), 1.13(4) et 1.21(7) respectivement] que nous avons obtenus, l'erreur statistique est de:

$$\sigma(\epsilon'/\epsilon) \approx 0.47$$

Cela nous conduit à une valeur de $Re\epsilon'/Re\epsilon$ de :

$$Re\epsilon'/Re\epsilon = 0.26 \pm 0.47$$

L'erreur systématique peut être déduite de l'étude comparative menée sur les 3 estimateurs dans la voie chargées. Elle a été estimée de l'ordre de 15%.

6.5 Conclusion sur la faisabilité de la mesure de $Re\epsilon'/Re\epsilon$

Pour déterminer l'erreur statistique que nous pourrions obtenir dans l'avenir avec cette méthode, nous devons estimer le nombre d'événements golden que nous serons capable de compter.

Du nombre de golden évalués par la procédure de fit à partir des données sélectionnées par le trigger 407172223, nous déterminons les acceptances pour les trois canaux:

	normalisation	$K^0 \rightarrow 2\pi^0$	$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
signal($K^0 + \bar{K}^0$)/trigger	44%	11%	10%

Au cours de l'année 1993, nous pensons pouvoir enregistrer de l'ordre de $1.6 \cdot 10^9$ événements, ce qui nous permettra de mesurer $Re\epsilon'/Re\epsilon$ avec une précision statistique de l'ordre de $6 \cdot 10^{-3}$ en utilisant le trigger 407172223.

Pour les 2 années à venir, nous pensons améliorer notre système d'acquisition de façon à acquérir de l'ordre de $6.4 \cdot 10^9$ événements. Nous pourrions atteindre alors une précision de $3 \cdot 10^{-3}$ sur ϵ'/ϵ .

Il nous manquera donc encore un facteur 4 en statistique pour atteindre la précision initialement annoncée de $1.5 \cdot 10^{-3}$.

D'autre part, comme dans la procédure de fit les fluctuations statistiques des distributions MC sont incluses dans le calcul des erreurs, l'erreur statistique sur ϵ'/ϵ va dépendre aussi du nombre d'événements MC dont nous pouvons disposer. Il a été montré ([45]) qu'il fallait de l'ordre de 10^9 événements dans chaque distribution MC, pour atteindre une erreur sur ϵ'/ϵ de $3 \cdot 10^{-3}$. Si on tient compte de la réjection du trigger, qui est de l'ordre de 1000, il faudra être capable de générer quelques 10^{13} événements pour rendre cette méthode opérationnelle. Générer un aussi grand nombre d'événements semble impossible avec l'actuelle version du MonteCarlo. Néanmoins, deux alternatives seraient possibles:

- paramétrer les distributions MC
- utiliser un MC simplifié

Cependant ces nouvelles approximations vont introduire de nouvelles erreurs systématiques que nous devons contrôler.

Si aujourd'hui la mesure de $Re\epsilon'/Re\epsilon$ au niveau de $2 \text{ à } 3 \cdot 10^{-3}$ peut être envisagée du point de vue statistique, il est évident qu'un travail important doit être fourni au niveau de la compréhension des erreurs systématiques. Cela passe par une étude fine du MonteCarlo qui devra être maîtrisé à mieux que 1%.

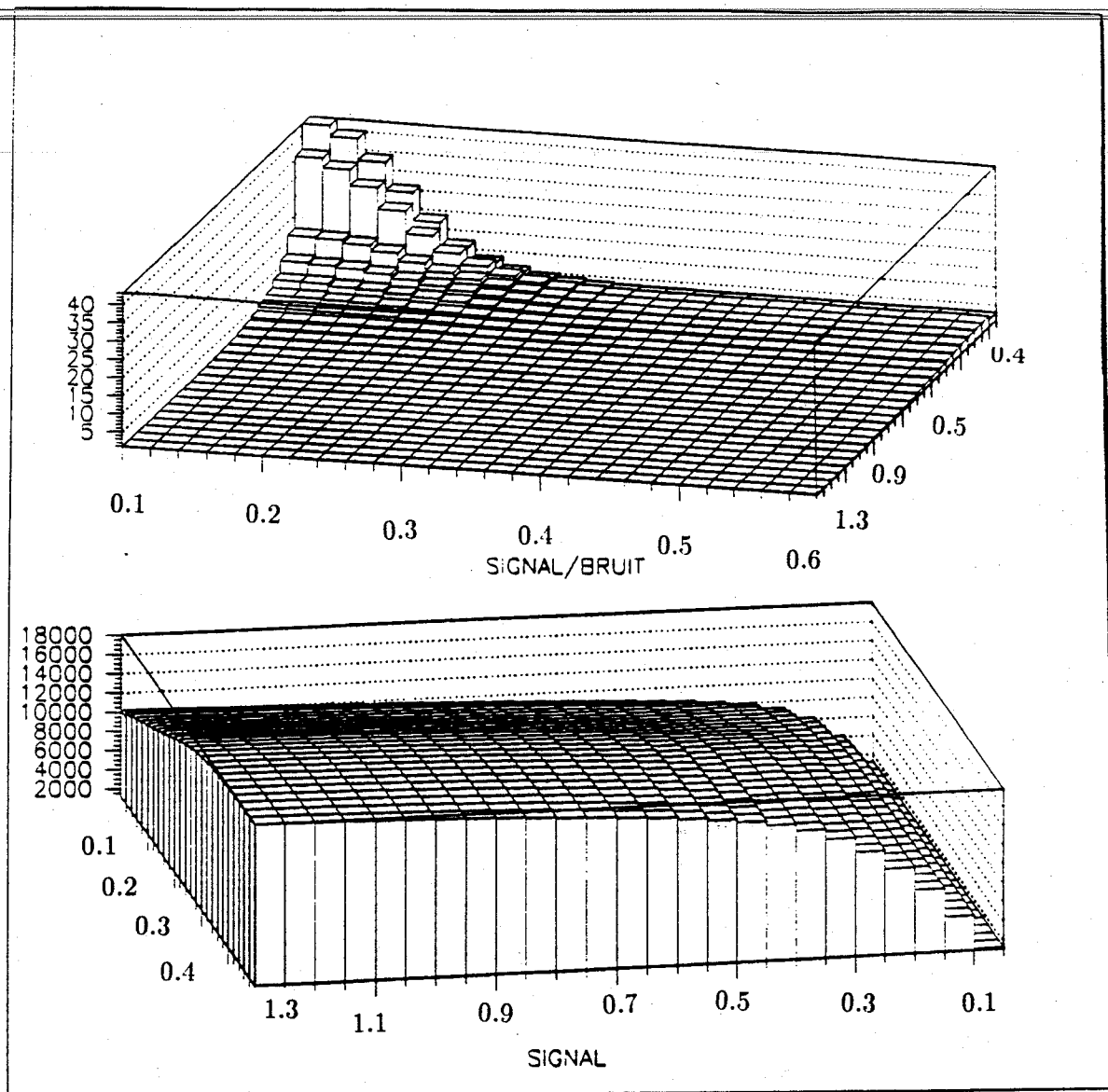


Figure 6.7: En haut: Le rapport signal sur bruit pour différentes coupure en E_{miss} , P_{miss} . En bas: la variation du signal suivant ces mêmes coupures. Le rapport signal sur bruit est calculé pour $|E_{miss}| < E_0$ et $P_{miss} < P_0$. nous avons retenu les valeurs de $E_0 = 0.18$ GeV et $P_0 = 0.25$ GeV/c, comme compromis entre un rapport signal sur bruit élevé et un signal statistiquement significatif.

Conclusion

Le travail présenté ici nous a permis, tout d'abord, de contrôler la qualité des données issues du trigger, cela à partir des outils de surveillance en ligne spécifiques qui ont été développés. Nous avons pu comparer la simulation de certains étages du trigger aux données réelles, et constater qu'il y avait un très bon accord événement par événement. De façon plus globale, les spectres en ligne des grandeurs physiques (courbure des traces, par exemple) sont aussi en accord avec les spectres obtenus hors ligne. Ces outils font partie d'un ensemble qui est utilisé quotidiennement et par tous, en période d'acquisition de données. Ils nous ont permis, dans l'année écoulée, de nous assurer de la stabilité des processeurs en ligne. L'essentiel de l'outil d'analyse est maintenant opérationnel. Il est prévu d'implémenter dans le SPY, dans le courant de l'année, de nouvelles informations, qui permettront de parfaire la surveillance en ligne du trigger. Dans le futur, l'analyse en ligne nous permettra de surveiller à chaque instant le trigger, qui est l'une des pièces essentielles à la conduite de l'expérience CPLEAR, et de réagir en conséquence en cas de mauvais fonctionnement.

En août 1992, le trigger ayant été complété et les efficacités des différents niveaux ayant été mesurées, on arrive à une efficacité totale de l'ordre de 95%. Par ailleurs, avec le trigger standard, le taux de réduction total est de l'ordre de 1/1000.

Nous avons ensuite utilisé ces données trigger dans le cadre d'une étude de la mesure de $Re\epsilon'/Re\epsilon$ à partir des asymétries intégrales. Pour ce faire, nous avons employé un outil d'analyse adapté aux données des processeurs prises en 1992. Cette méthode fait appel à la simulation MonteCarlo. Grâce à des estimateurs soigneusement choisis, nous pouvons mesurer le rapport des asymétries intégrales, et déduire $Re\epsilon'/Re\epsilon$. Cependant, actuellement les principales limitations à cette méthode ont deux origines:

- la faiblesse des statistiques MonteCarlo obtenues à ce jour, en particulier en ce qui concerne le fond pionique. Cela provient de la difficulté à générer suffisamment d'événements qui passent le trigger.
- la non conformité du MonteCarlo avec la réalité.

L'erreur systématique introduite par notre méthode, compte tenu des statistiques MC, est actuellement de l'ordre de 15 à 20%. A partir des acceptances mesurées avec cette méthode, et en tenant compte de l'amélioration du système d'acquisition, nous pouvons en deux ans de prise de données accumuler suffisamment d'événements pour atteindre une précision de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$ sur ϵ'/ϵ . Il nous manquera alors un facteur 4 en statistique pour arriver au chiffre de $1.5 \cdot 10^{-3}$ annoncé. Enfin, pour obtenir une erreur systématique du même ordre de grandeur que la statistique, il est nécessaire de mieux comprendre le MonteCarlo, de façon à ce que le désaccord entre les données et le MC soit de l'ordre de 1%.

On peut cependant imaginer d'autres solutions. En particulier, on pourrait utiliser non plus les données trigger, mais les données reconstruites hors ligne (pattern), de façon à avoir de meilleures résolutions en impulsion et en énergie.

Bibliographie

- [1] Lee T.D Yang C.N Phys.Rev 104,254 1956
- [2] Wu et al Phys.Rev 105,1413 1957
- [3] Christenson,Cronin,Fichte,Turlay Phys.Rev lett 13,138 1964
- [4] S Bennet et al Phys.Rev 162,1362 1967
- [5] PS195/CPLEAR proposal CERN/PSCC/ p82 1985
- [6] C. Jarlskog *Phenomenology of CP violation* in CP non conservation and B physics- 1988 World Scientific
- [7] *Review of Particle Properties* Phys.Rev D Vol45 N11 1992
- [8] H. Rollnik P. Stichel E.Paul *Elementary Particle Physics* Springer Verlag 1976
- [9] T.D Lee. *Particle Physics and introduction to field theory* Harwood Academic Publishers 1981
- [10] N. Cabbibo Phys.Rev.Lett 10(1963)531
- [11] S.Glashow,J.Iliopoulos,L.Maiani Phys.Rev D2(1970)1285
- [12] JJ Aubert et al, Phys.Rev.Lett 33(1974)1404
- [13] J.E.Augustin et al Phys Rev Lett 33(1974)1406
- [14] M. Kobayashi,T. Maskawa Prog.Theor.Phys 49(1973)652
- [15] S.W Herb et al Phys. Rev. Lett. 39(1977)252
- [16] S.L Glashow Nucl.Phys 22(1961)579
A.Salam Phys.Lett 13(1964)168
S.Weinberg Phys.Rev.Lett 19(1967)1264
- [17] B Adeva et al (L3) Phys.Lett. B231(1989)509
D Decamp et al (ALEPH) Phys.Lett B231(1989)519
M.Z Akrawy et al (OPAL) Phys.Lett B231(1989)530
P Aarino et al (DELPHI) Phys.Lett B231(1989)539

- [18] L. Wolfenstein Phys.Rev.Lett 51(1983)1945
- [19] L. Wolfenstein Phys Rev Lett. 13(1964) 562
- [20] J.M. Frere *Introduction à la violation CP* in Ecole de GIF 1991 tome 1
- [21] Ling Lie Chau *Quark Mixing in Weak Interactions* Phys. Rep. 95 no1(1983)1-94
- [22] Seghal et Wolfenstein Phys. Rev 162(1967) 1362
- [23] Roy Aleksan *La violation de CP* in GIF 91 tome.1
- [24] G. Buchalla, A. Buras Nucl. Phys B337(1990) 313
- [25] B. Winstein *A measurement of ϵ'/ϵ by E731* in CP violation in particle physics and Astrophysics
édition Frontière 1989
- [26] K. Peach *The NA31 ϵ'/ϵ measurements* in CP violation in particle physics and Astrophysics
édition Frontière 1989
- [27] *The Neutral Kaon System* R. Rickenbach 1988
- [28] R. Decker et al Zeitschrift fur Physik C-Particles and fields 28,117-122(1985)
- [29] OFFLINE NOTE *Results of semilept.* CPLEARnote/CP/SW/41 1992
- [30] Van de Meer Rev Mod. Phys. 57(1985)689
- [31] Marc Dejardin Thèse de l'Université Paris 7 (1992)
- [32] Peter Sanders Thèse de l'Université de Liverpool (1991)
- [33] Dejardin et al NUcl.Inst.and.Methods A283(1989)484-486
- [34] Adler et al Nucl. Inst.and.Methods A321(1992)458-466
- [35] *Portable Interactive Language Syst.* PILS/manuals/1.2 OC/DD CERN 1988
- [36] *$p\bar{p}$ annihilation into...* these Cristoph Witzig 1991
- [37] *Trigger using track...* Troster et al Nucl.Inst.and.Methods A279(1989)285-289
- [38] *CPLEAR memorandum* J. Derre EP/PS195/JD/88-015 ELEC 005
- [39] *CPLEAR memorandum HWP2* R. Daniel, D. Lecouturier, R. Legac, D. Linget, F. Touchard CPLEARnote/1990
- [40] HWP2.5 B. Dinkespieller communication privée
- [41] *HWP3/4 status* T. Geralis 1990 communication privée.

- [42] *SPY* C. Jacobs CERN/ECP-EDE 91-1
- [43] Troster D.A *custom processors* CPLEAR MEMORANDUM/HWP/004 Janvier 1990
- [44] *Model Human Interface 3.1* OC/DD Group CERN 1988
- [45] *Is ϵ'/ϵ measurable with the HWP data?* T. Alhalel, P. Fassnacht, R. Legac, F. Touchard CERN/CPLEAR/EPS-009/1993
- [46] *User Guide for New Hardware Proc. Simulation* A. Ealet, P. Fassnacht, T. Geralis, R. Legac, E. Machado, L. Sacks CERN/CPLEAR/HWP-025/1993
- [47] CPLEAR MEMORANDUM *Sytematics errors on ϵ'/ϵ* F Montanet, P Pavlopoulos CERN/CPLEAR/1987
- [48] *First Results from CPLEAR experiment* Proceedings UNK B-factory Workshop Janvier 1993
- [49] *Proceedings of the CPLEAR Collaboration Meeting* Mars 1993
- [50] *Measurement of the CP violation parameter $Re(\epsilon'/\epsilon)$* preprint of E731 submitted to Phys Rev Lett 1992

Table des matières

1 Aspects théoriques de la violation CP	5
1.1 Symétries discrètes et faits expérimentaux	6
1.1.1 Introduction	6
1.1.2 Les symétries C, P et T et le théorème CPT	7
1.1.3 La découverte de la violation de la parité	8
1.1.4 La découverte de la violation de CP	9
1.2 Phénoménologie du système $K^0\bar{K}^0$	10
1.2.1 Généralités	10
1.2.2 Matrices de masse et de désintégration	10
1.2.3 C,P et T dans le système $K^0\bar{K}^0$	11
1.2.4 Les différents paramètres physiquement mesurables	13
1.3 Les mesures effectuées par les autres expériences	17
1.4 La violation CP et les différents modèles	18
1.4.1 Le modèle Standard	18
1.4.2 La théorie superfaible	23
1.4.3 Les autres modèles	23
2 La mesure expérimentale de la violation CP dans l'expérience PS195/CPLEAR	25
2.1 Introduction aux différentes méthodes expérimentales	26
2.2 Asymétries et interférométrie $K^0-\bar{K}^0$	27
2.2.1 Le canal 2π	27
2.2.2 Le canal 3π	29
2.2.3 le canal semi-leptonique	30
3 le détecteur de l'expérience PS195	33
3.1 Description générale	34

3.2	Le faisceau, le système de monitoring et la cible	36
3.3	Les chambres proportionnelles, à dérives et les tubes à streamer	37
3.4	Identification des particules: les PIDs	39
3.5	le Calorimètre	41
3.6	Le Système de déclenchement	42
3.7	Le système d'acquisition	42
3.7.1	Le canal classique	42
3.7.2	Le canal ϵ'/ϵ	43
4	Le système de déclenchement de l'expérience PS195/CLEAR	45
4.1	Les objectifs du système de déclenchement	46
4.2	Le processeur HWP1	48
4.2.1	Décision rapide (EDL)	48
4.2.2	La coupure en impulsion transverse	49
4.2.3	La décision intermédiaire (IDL)	51
4.2.4	Le suivi des traces (TRACK FOLLOWER)	52
4.2.5	La paramétrisation	54
4.2.6	Les grandeurs cinématiques	58
4.3	les autres processeurs	60
4.3.1	Le processeur HWP2	60
4.3.2	Le processeur HWP2.5	61
4.3.3	Les processeurs HWP3 et HWP4	62
4.4	Le numéro de trigger	62
4.5	Le module de contrôle du trigger	64
4.6	Le module SPY	65
5	Un outil de test du trigger: le monitoring de HWP1	71
5.1	Introduction	72
5.2	Le Valet+ HWP et son environnement	72
5.3	La gestion du flux des données	74
5.4	Le contrôle des données du SPY	75
5.4.1	La vérification événement par événement	75
5.4.2	Le traitement statistique en ligne	80
5.5	Le test du processeur dans l'environnement standard	85

6	Etude de la faisabilité de la mesure du rapport ϵ'/ϵ	87
6.1	Etat actuel des différentes analyses à CPLEAR	88
6.2	La détermination de ϵ'/ϵ	89
6.2.1	Introduction	89
6.2.2	La méthode intégrale de PS195/CPLEAR	89
6.2.3	La statistique nécessaire pour une mesure de $Re\epsilon'/Re\epsilon$ à $1.5 \cdot 10^{-3}$	90
6.2.4	Les erreurs systématiques	91
6.3	La méthode employée pour mesurer $Re(\epsilon')/(Re\epsilon)$	93
6.3.1	Introduction	93
6.3.2	Distributions des événements MonteCarlo	94
6.3.3	Les données réelles	99
6.4	Estimation des populations, résultats et erreurs	99
6.4.1	La normalisation	99
6.4.2	Les canaux de désintégration: $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ et $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. .	106
6.4.3	Résultats et erreurs	107
6.5	Conclusion sur la faisabilité de la mesure de $Re\epsilon'/Re\epsilon$	108

Remerciements: Je tiens à remercier M. Valentin de m'avoir accepté dans le cycle de formation doctorale qu'il dirige, ainsi que M. Aubert qui m'a permis de faire ma thèse au Centre de Physique des Particules de Marseille.

Je remercie M. Aslanides d'avoir accepté la responsabilité de diriger ma thèse.

Je remercie aussi les membres du jury, M. Aubert, Aslanides, Baubillier, Fassnacht, Nagy et Tauscher d'avoir lu le manuscrit et de m'avoir fait part de leurs remarques.

Je veux remercier ici ceux qui m'ont aidé dans mon travail, et ont permis qu'il se déroule dans les meilleures conditions: M^e. Anne Ealet, M. Patrick Fassnacht, Claude Jacobs et Renaud Legac.

Que soient aussi remerciés les membres de la collaboration CPLEAR ainsi que le personnel du CPPM.

Enfin, je tiens à remercier particulièrement mes parents qui m'ont permis de faire les études dont j'avais envie.

Résumé:

L'expérience CPLEAR est construite pour la mesure des observables de la violation de CP à partir des asymétries de désintégration des kaons neutres.

Etant donné la statistique nécessaire et la faiblesse des rapport de branchement des réactions entrant en jeu, un système de déclenchement particulièrement sélectif et rapide a été élaboré.

Sa complexité même a nécessité la mise en place d'outils spécifiques de surveillance en ligne. Par ailleurs, les données trigger prises en 1992 ont été utilisées pour une première étude de la détermination de ϵ'/ϵ par la méthode des asymétries intégrales. Ces deux derniers points font l'objet de la thèse présentée ici.

Mot-clefs:

Violation de CP, annihilation proton-antiproton au repos
kaon neutre, asymétries différentielles et intégrales
système de déclenchement, surveillance en ligne
 ϵ'/ϵ

Abstract:

The CPLEAR experiment is devoted to study the CP violation in the neutral kaon system via its decay asymmetries.

A sophisticated fast trigger has been built to achieve the required statistics from the low branching ratios which we are interested.

Due to its complexity the trigger requires specific online surveillance. Trigger data taken in 1992 has been used for a first determination of ϵ'/ϵ by the integral asymmetries method. These two last points have been studied in this thesis.

Keywords:

CP violation, proton antiproton annihilation at rest
neutral kaon, integrals and differentials asymmetries
trigger, online surveillance, ϵ'/ϵ