CPLEAR et BABAR

La violation de CP dans tous ses états

présenté et soutenu publiquement le 6 Juin 2003

pour l'obtention de l'

Habilitation à Diriger des Recherches
de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)
(Spécialité Physique des Particules)

par

Christophe Yèche

Composition du jury

Président :	J. Chauveau (*Rapporteur*)
Rapporteurs :	J. Bernabéu T. Nakada
Examinateurs :	R. Aleksan B. Mansoulié

Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)

Remerciements

Je remercie Jacques Haïssinski de m'avoir fait confiance en m'embauchant au sein du Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée ainsi que ses successeurs Joël Feltesse, Michel Spiro et Jean Zinn-Justin. Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude aux différents chefs du Service de Physique des Particules qui m'ont accompagné pendant mes dix années de recherche au sein de ce service de physique ; il s'agit de Pascal Debu et de Bruno Mansoulié qui a de plus accepté d'être membre de mon jury d'Habilitation à Diriger des Recherches.

Mes remerciements vont également aux trois rapporteurs pour le temps qu'ils ont consacré à lire le mémoire : Jose Bernabéu, Jacques Chauveau, président du jury et Tatsuya Nakada. Je les remercie tout particulièrement d'avoir participé à la soutenance alors que les conditions extérieures étaient difficiles. Enfin, ma gratitude va au dernier membre du jury, Roy Aleksan, qui a aussi guidé mon travail dans la physique des mésons B.

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à André Gaidot qui par son soutien constant m'a permis de mener à bien cette Habilitation à Diriger des Recherches. Je le remercie très chaleureusement notamment pour sa relecture du mémoire en association avec Marc Déjardin.

Un grand merci à tous les membres du groupe Saclay de CPLEAR et du groupe de Saclay de *BABAR* pour leur soutien et les discussions intéressantes que nous avons eues ensemble. De façon plus générale, je tiens à exprimer ma reconnaissance aux membres des deux collaborations CPLEAR et *BABAR* avec qui j'ai directement travaillé au cours de ces dix années, la liste est bien trop longue pour que je les cite tous.

Je remercie mes amis et collègues Jean-François, Laurent et Philippe pour leurs continuels encouragements dans la rédaction de ce mémoire et je leur souhaite bonne chance pour leur Habilitation à Diriger des Recherches.

Enfin mais surtout, je veux remercier Hélène, mon épouse, de son soutien permanent et de son infinie patience.

Table des matières

Avant-propos **1**

1 Violation de CP, CPT, T **3**

1.1 Les symétries discrètes 3

1.2 Le système $(B^0 - \overline{B}^0)$ 5

1.3 Les trois types de violation de CP 9

1.4 Le système $(K^0 - \overline{K}^0)$ 12

1.5 La violation de CP dans le Modèle Standard 14

2 Violation de CP, CPT, T dans CPLEAR **19**

2.1 L'expérience CPLEAR 19

2.2 Mesure de η_{+-} 22

2.3 Test de CPT 28

2.4 Violation de T et de CP 30

2.5 Conclusion 32

3 Le DIRC, le détecteur d'identification de particules de *BABAR* **33**

3.1 L'expérience *BABAR* 33

3.2 Le DIRC 37

3.3 Conclusion 45

4 Étiquetage de la saveur des mésons B dans *BABAR* **47**

4.1 Principe et stratégie de l'étiquetage des B 47

4.2 Variables discriminantes 49

4.3 Approche multidimentionnelle 50

4.4 Performances de l'étiquetage des B dans *BABAR* 51

4.5 Conclusion 53

Avant-propos

Ce mémoire d'habilitation à diriger les recherches retrace mon activité scientifique de 1993, année au cours de laquelle j'ai soutenu ma thèse de docteur en sciences physiques, à l'année 2003. Durant ces dix années, mon travail de recherche a été intimement lié à deux expériences de physique des particules : CPLEAR et *BABAR*. La première expérience, CPLEAR, réalisée au CERN, auprès de l'anneau d'anti-protons de basse énergie LEAR, a pris des données de 1988 à 1995. La vocation de l'expérience CPLEAR était l'étude dans le système des mésons $(K^0 - \overline{K}^0)$ des symétries discrètes T, CPT et CP où C représente la conjugaison de charge, P la parité et T l'inversion du temps. La seconde expérience, *BABAR*, en fonctionnement depuis 1999 à SLAC auprès de l'accélérateur PEP-II, recherche aussi la violation de CP, mais cette fois dans le système des mésons $(B^0 - \overline{B}^0)$ qui sont produits à la résonance $\Upsilon(4S)$. Au-delà de l'étude de la violation de CP dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$, *BABAR* a aussi pour vocation de tester le Modèle Standard, notamment à travers la mesure des angles et des côtés du Triangle d'Unitarité.

Depuis sa découverte en 1964[1], la violation de CP reste l'une des questions les plus fondamentales de la physique des particules. Au cours des dix dernières années, des avancées notables dans sa compréhension ont été réalisées. En 1998, CPLEAR a démontré, plus de trente ans après sa découverte, que la violation de CP provenait essentiellement de la violation de T [2]. En 2001, les expériences NA48 [3] et K-TeV [4] ont mis fin à une longue controverse, en prouvant l'existence de la violation directe de CP dans le système $(K^0 - \overline{K}^0)$. Enfin, toujours la même année, les expériences Belle[5] et *BABAR* [6] ont observé pour la première fois, l'existence de la violation de CP dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$. Dans ce mémoire, je vais montrer comment mon cheminement scientifique au cours de ces dix ans a croisé ces différentes découvertes. En fait, on peut considérer que mon activité de recherche s'est organisée autour de cinq axes majeurs.

Après ma thèse [7] soutenue en octobre 1993 qui portait sur l'étude de la violation de CP et de CPT dans l'expérience CPLEAR, j'ai continué pendant deux ans mon travail au sein de cette expérience. Cela m'a permis de participer activement à la mesure du paramètre $\eta_{+-} = A(K_L \to \pi^+\pi^-)/A(K_S \to \pi^+\pi^-)$ par une méthode très proche de celle

exposée dans ma thèse. Cette nouvelle mesure qui utilisait une plus grande statistique a été publiée en 1995 [8]. Un premier test de conservation de la symétrie *CPT* à travers la mesure de la phase ϕ_{+-} de η_{+-} a été alors proposé [9].

Je suis entré dans la collaboration *BABAR* au cours de l'été 1995. Mon premier travail a consisté à analyser les données enregistrées sur un prototype du DIRC («Detection of Internally Reflected Cherenkov light»), détecteur participant à l'identification des particules dans l'expérience *BABAR* [10]. Ensuite, fin 1998, j'ai participé à nouveau à l'analyse des premières données du DIRC dans sa configuration finale. Enfin, pendant les deux années de mon séjour à SLAC, de l'été 1999 à l'été 2001, j'ai eu en charge la mise au point du programme de reconstruction du DIRC et l'alignement du DIRC.

En parallèle, pendant la période qui va de l'été 1995 à la fin de l'année 1998, j'ai contribué à l'élaboration de méthodes permettant de déterminer la saveur en quark b des mésons B (l'étiquetage). Au cours de cette période, un groupe de physique au sein de *BABAR*, auquel j'ai participé activement, a préparé les méthodes d'étiquetage présentées dans le livre de physique de l'expérience *BABAR* [11].

Lorsque les premières données de *BABAR* ont été disponibles vers la fin de l'année 1999, j'ai pris part à l'analyse des événements de type dilepton. Avec ces événements reconstruits inclusivement, on a pu mesurer la différence de masse, Δm_d, entre les deux états propres de masse du système $(B^0 - \overline{B}^0)$ [12] et rechercher la violation de T et CP dans le mélange [13].

Enfin, depuis l'été 2001, je contribue activement à l'étude de la violation de CP dans les désintégrations $B^0 \to \rho^{\pm} h^{\mp}$ où h peut être un pion ou un kaon. Des résultats préliminaires ont été présentés en conférence au cours de l'été 2002 [14]. Cette étude avec plus de statistique va se poursuivre dans les prochaines années.

Ces cinq sujets, à savoir, *la violation de CP, CPT, T dans CPLEAR, le DIRC, l'étiquetage des mésons B , l'analyse des événements de type dilepton, la violation de CP dans* $B^0 \to \rho^{\pm} h^{\mp}$ vont être traités dans ce mémoire, au sein de cinq chapitres indépendants. Ils seront précédés par un chapitre d'introduction à la violation de CP, CPT et T dans les systèmes $(K^0 - \overline{K}^0)$ et $(B^0 - \overline{B}^0)$. Enfin, on trouvera en annexe toutes les publications relatives aux cinq sujets considérés dans la partie principale du mémoire.

1

Violation de CP, CPT, T

1.1 Les symétries discrètes

De tout temps l'étude des symétries a passionné les physiciens et s'est avérée être un outil indispensable à l'explication du monde qui nous entoure. En effet, l'invariance de propriétés physiques ou de la structure de certains systèmes physiques sous l'action d'une symétrie est souvent associée à une loi de conservation ou à des règles de sélection. Ainsi, de la symétrie de permutation des particules, on tire les principes régissant les statistiques de Bose-Einstein et de Fermi-Dirac. De même, Emmy Noether [15] a établi à partir de l'invariance des symétries continues (translation dans le temps et dans l'espace et rotations) la conservation de l'énergie, de l'impulsion et du moment angulaire. Il est donc légitime de se poser la question de l'invariance des systèmes physiques par les symétries discrètes : C, conjugaison de charge, P, parité et T, inversion du temps. Mais auparavant, une définition précise de ces symétries discrètes élémentaires s'impose.

1.1.1 Définition des symétries discrètes P, C, et T

Parité

Il s'agit de l'inversion dans l'espace : chaque point de l'espace est associé à son symétrique par rapport à l'origine du repère. En fait, l'inversion se décompose en une symétrie miroir par rapport à un plan et en une rotation de π autour de l'axe perpendiculaire à ce plan. Comme les systèmes physiques sont invariants par rotation un test de parité revient à vérifier l'invariance par la symétrie miroir. Les vrais vecteurs ($\mathbf{r}$: position dans l'espace, $\mathbf{v}$: vitesse, $\mathbf{p}$: impulsion) se transforment en leur opposé (-$\mathbf{r}$, -$\mathbf{v}$,$-\mathbf{p}$) sous l'action de la parité. En revanche, les pseudo-vecteurs ($\mathbf{r} \wedge \mathbf{p}$ = moment angulaire, spin) restent invariants.

Conjugaison de charge

L'équation de Klein-Gordon (en fait, la version relativiste de l'équation de Schrödinger) décrit le comportement d'une particule libre. Cette équation donne des solutions correspondant à des énergies positives et négatives. Ces solutions d'énergie négative sont associées à une densité de probabilité négative. Cependant, on ne peut pas simplement ignorer ce problème. En 1934, Pauli et Weisskopf [16] proposent une solution à ce problème de densité de probabilité négative en suggérant que l'équation de Klein-Gordon ne décrit pas l'évolution de la fonction d'onde d'une particule unique, mais plutôt l'évolution d'un opérateur de champ. Dans ce cadre, la densité de probabilité représente alors la densité de charge qui peut être positive ou négative. Stückelberg (1941) et Feynman (1948) ont apporté une solution définitive à ce problème en introduisant la notion d'antiparticule : une solution d'énergie négative décrit une particule qui se déplace dans le sens inverse du temps ou, de façon équivalente, une antiparticule qui se déplace dans le sens normal du temps. Ainsi, en théorie quantique des champs chaque particule est associée à une antiparticule. L'opérateur qui transforme une particule en son antiparticule est appelé conjugaison de charge. Par cet opérateur on associe un électron à un positron, un neutrino à un antineutrino, un pion positif à un pion négatif. Enfin, certaines particules comme le pion neutre ou le photon sont leur propre antiparticule.

Inversion du temps

Cette transformation consiste à remplacer t par $-t$. Dans le cadre de la mécanique classique, cela revient à partir de l'état final d'un système physique en associant aux particules l'opposé de leur vitesse finale. Si le système parvient à son état initial sans enfreindre les lois fondamentales de la mécanique, le système est dit invariant par T. Dans la description des antiparticules établie par Feynman, le propagateur d'une antiparticule est équivalent au propagateur de sa particule associée dans lequel on inverse le sens du temps. En théorie quantique des champs, il y a donc une relation très étroite entre la conjugaison de charge et l'inversion du sens du temps.

1.1.2 Invariance des interactions fondamentales sous l'action des symétries discrètes

Les interactions forte et électromagnétique sont invariantes sous l'action de la symétrie P. En 1957, Wu [17] a montré expérimentalement que P était violée par l'interaction faible, en étudiant la désintégration β d'un échantillon de ^{60}Co polarisé.

Considérons maintenant l'action successive des symétries C et P pour un processus

mettant en jeu uniquement l'interaction faible : la désintégration d'un pion en un muon et un neutrino. Le méson π est un boson de spin 0 tandis que le neutrino et le muon sont des fermions de spin $\frac{1}{2}$. Pour la polarisation du neutrino deux possibilités se présentent : polarisation droite ou gauche (droite si le spin est dans la même direction que l'impulsion, gauche si ces deux vecteurs ont une direction opposée). En fait, seule la désintégration avec un neutrino gauche est observée dans la nature. Si on applique P ou C on obtient respectivement un neutrino droit ou un antineutrino gauche qui ne sont pas observés dans la nature. En revanche, si on applique successivement C puis P on obtient un antineutrino droit observé dans la nature. Il semblait donc légitime de penser que CP laissait invariant les systèmes physiques soumis aux interactions faibles.

En 1964, Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [1] ont montré qu'il n'en était rien. En effet, ils ont observé que le kaon neutre à longue durée de vie K_L que l'on croyait être un état propre de CP associé à la valeur propre -1, pouvait aussi se désintégrer en $\pi^+\pi^-$ état propre de CP associé à la valeur propre +1. Il s'agissait là d'une preuve de violation CP par l'interaction faible.

Enfin, le théorème CPT établi par Pauli [18] montre que tout lagrangien est invariant par CPT s'il est invariant par les transformations de Lorentz et si sa densité de lagrangien est hermitique. Ces conditions sont bien sûr vérifiées par les théories de champ développées actuellement. Un test de l'invariance par CPT des interactions fondamentales constitue donc un test de validité de la Théorie Quantique des Champs. Expérimentalement, ce théorème peut être testé en comparant les masses ou bien les durées de vie des particules et des antiparticules. En effet, si le théorème CPT est vrai, ces quantités doivent être rigoureusement égales pour les particules et les antiparticules.

1.2 Le système $(B^0 - \overline{B}^0)$

Dans ce mémoire qui résume l'ensemble de mes travaux de recherche, on va étudier la violation de CP à la fois dans le système $(K^0 - \overline{K}^0)$ et le système $(B^0 - \overline{B}^0)$. Cette partie décrit la mécanique quantique d'un système à deux mésons neutres qui sont conjugués de charge (par exemple, le $\overline{B}^0 = \bar{d}b$ est l'antiparticule associée à la particule $B^0 = \bar{b}d$). Le formalisme défini dans cette partie est indépendant de tout modèle théorique et en particulier du Modèle Standard. Il se trouve que les formalismes développés pour ces deux systèmes particule-antiparticule sont très proches mais ne sont pas totalement identiques. Cette partie va établir tout le formalisme concernant le système $(B^0 - \overline{B}^0)$ qui reprend celui utilisé dans le livre de physique de l'expérience *BABAR* [11, 19] ; la partie 1.4 traitera de ce qui est propre au système $(K^0 - \overline{K}^0)$ [20, 7].

1.2.1 La matrice d'évolution

On peut décomposer l'hamiltonien total H, qui décrit le système défini par $|B^0\rangle, |\overline{B}^0\rangle$ et $|f\rangle$ états finals de désintégrations des B neutres, en 2 parties :

- H_0 la somme de l'hamiltonien lié à l'interaction électromagnétique et de celui lié à l'interaction forte ;
- H_f l'hamiltonien lié à l'interaction faible.

Les états $|B^0\rangle$ et $\overline{B}^0\rangle$ sont états propres de H_0 et ils vérifient les égalités :

$$H_0|B^0\rangle = m_0|B^0\rangle \text{ et } H_0|\overline{B}^0\rangle = \overline{m}_0|\overline{B}^0\rangle.$$

Si les interactions électromagnétique et forte sont invariantes par CPT, on a $m_0 = \overline{m}_0$. On supposera que cette égalité est vérifiée dans la suite de ce document. En revanche, les états $|B^0\rangle$ et $|\overline{B}^0\rangle$ ne sont pas états propres de H_f.

L'évolution du système total est décrite par l'évolution de l'état $|\psi(t)\rangle$, solution de l'équation de Schrödinger :

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = \mathrm{H}|\psi(t)\rangle. \tag{1.1}$$

En utilisant le formalisme de Weisskopf-Wigner [21], l'état $|\psi(t)\rangle$ s'exprime sous la forme (1.2) dans l'espace de Hilbert (défini par $|B^0\rangle$, $|\overline{B}^0\rangle$ et $|f\rangle$ où $|f\rangle$ désigne N_f états propres de H_0 de valeur propre E_f) :

$$\text{soit } |\psi(t)\rangle = \alpha(t)|B^0\rangle + \beta(t)|\overline{B}^0\rangle + \sum_f F_f(t)|f\rangle. \tag{1.2}$$

Comme l'interaction faible est beaucoup plus faible que les interactions électromagnétique et forte, pour résoudre l'équation 1.1, on peut faire appel à la théorie des perturbations de la mécanique quantique. De cette équation (1.1), on tire $2 + N_f$ équations différentielles liant $\alpha(t), \beta(t), F_f(t), \dot{\alpha}(t)$, $\dot{\beta}(t)$ et $\dot{F}_f(t)$. En supposant que l'on peut négliger l'action de l'interaction faible entre les états propres $|f\rangle$ (c'est-à-dire $\langle f'|H_f|f\rangle = 0$) et les termes d'ordre $\mathcal{O}(H_f^2)$, en intégrant les équations portant sur $F_f(t)$, puis en substituant la valeur obtenue dans les équations portant sur $\alpha(t)$ et $\beta(t)$ on obtient l'expression matricielle :

$$i\frac{\partial}{\partial t}(\alpha, \beta) = \begin{pmatrix} \mathcal{H}_{11} & \mathcal{H}_{12} \\ \mathcal{H}_{21} & \mathcal{H}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}, \tag{1.3}$$

où

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{ij} = m_0\delta_{ij} &+ \langle i|H_f|j\rangle - i\pi \sum_f \langle i|H_f|f\rangle\langle f|H_f|j\rangle\delta(m_0 - E) \\ &+ \sum_f \mathcal{P}\left(\frac{\langle i|H_f|f\rangle\langle f|H_f|j\rangle}{m_0 - E_f}\right). \end{aligned}$$

$\mathcal{P}$ désignant la partie principale et i = 1,2 respectivement les états $|B^0\rangle$ et $|\overline{B}^0\rangle$. La matrice d'évolution $\mathcal{H}$ peut être décomposé en 2 matrices M et Γ représentant respectivement la matrice de masse et la matrice de désintégration :

$$\mathcal{H} = M - i\frac{\Gamma}{2}$$

où

$$M_{ij} = m_0\delta_{ij} + \langle i|H_f|j\rangle + \sum_f \mathcal{P}\left(\frac{\langle i|H_f|f\rangle\langle f|H_f|i\rangle}{m_0 - E_f}\right), \tag{1.4}$$

$$\Gamma_{ij} = 2\pi\sum_f \langle i|H_f|f\rangle\langle f|H_f|j\rangle\delta\left(m_0 - E_f\right). \tag{1.5}$$

De l'expression de M_{ij} et Γ_{ij} des équations 1.4 et 1.5, on déduit que comme H_f est hermitien, M et Γ sont hermitiques et correspondent donc à des observables.

À partir des équations 1.4 et 1.5, on peut étudier les contraintes imposées à M et Γ si on suppose l'invariance par T, CPT, et CP de l'interaction faible, c'est-à-dire de l'hamiltonien H_f [22]. On trouve les trois contraintes suivantes :

- l'invariance par T impose que $|\mathcal{H}_{12}| = |\mathcal{H}_{21}|$ c'est-à-dire que la phase relative entre Γ_{12} et M_{12} soit égale à 0 ou π ;
- l'invariance par CPT demande $\mathcal{H}_{11} = \mathcal{H}_{22}$;
- l'invariance par CP impose que la phase relative entre Γ_{12} et M_{12} soit égale à 0 ou π et que $\mathcal{H}_{11} = \mathcal{H}_{22}$.

D'après la dernière condition, on voit que la violation de CP est établie si l'une des deux symétries T ou CPT est violée. Cela met en relief tout l'intérêt de l'expérience CPLEAR (voir chapitre 2) qui a demontré que la violation de CP était due principalement à la violation de T.

1.2.2 Les solutions à l'équation d'évolution

L'équation 1.3 se résout en déterminant les valeurs propres de la matrice $\mathcal{H}$. Si on suppose que le système est invariant sous l'action de CPT, c'est-à-dire ($\mathcal{H}_{11} = \mathcal{H}_{22}$), les deux valeurs propres de la matrice $\mathcal{H}$ sont :

$$\begin{aligned} \lambda_L = \mathcal{H}_{11} + \sqrt{\mathcal{H}_{12}\mathcal{H}_{21}} &= M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L \\ \lambda_H = \mathcal{H}_{11} - \sqrt{\mathcal{H}_{12}\mathcal{H}_{21}} &= M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H \end{aligned} \tag{1.6}$$

Les deux états propres $|B_L\rangle$ et $|B_H\rangle$ correspondant aux valeurs propres λ_L et λ_H s'écrivent :

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p|B^0\rangle + q|\overline{B}^0\rangle, \\ |B_H\rangle &= p|B^0\rangle - q|\overline{B}^0\rangle. \end{aligned}$$

Les coefficients complexes p et q suivent la relation de normalisation $|q|^2+|p|^2=1$. L'état $|B_L\rangle$ correspond à la solution de masse M_L la plus légère tandis que $|B_H\rangle$ est associé à la solution de masse la plus lourde. La différence de masse Δm_B par définition positive et la différence des largeurs $\Delta\Gamma_B$ entre les deux états propres de masse $|B_L\rangle$ et $|B_H\rangle$ s'écrivent comme suit :

$$\Delta m_B = M_H - M_L, \quad \Delta\Gamma_B = \Gamma_H - \Gamma_L.$$

À partir des valeurs propres de la matrice $\mathcal{H}$ définies en 1.6, on en déduit les deux relation :

$$(\Delta m_B)^2 - \frac{1}{4}(\Delta\Gamma_B)^2 = 4(|M_{12}|^2 - \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2), \tag{1.7}$$

$$\Delta m_B \Delta\Gamma_B = 4\,\mathcal{R}e(M_{12}\Gamma_{12}^*). \tag{1.8}$$

Le rapport q/p pour lequel la phase n'a pas de signification physique est alors donné par

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{\mathcal{H}_{21}}{\mathcal{H}_{12}}} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}. \tag{1.9}$$

1.2.3 Évolution temporelle des B^0

À la différence du système $(K^0 - \overline{K}^0)$ les deux états propres de masse $|B_L\rangle$ et $|B_H\rangle$ pour le méson B_d^0 ont une différence de largeur très petite et même si cette différence n'a pas été mesurée, elle est estimée par l'approximation $\Delta\Gamma_B/\Gamma_B \simeq (10^{-2})$. Par conséquent, on fera l'hypothèse dans la suite de ce mémoire que la largeur Γ dans le système $(B^0$–$\overline{B}^0)$, est la même pour les deux états propres de masse. La valeur moyenne mondiale pour la différence des masses est $\Delta m_B = 0.489 \pm 0.008\,\mathrm{ps}^{-1}$ [23].

Tout état $|B^0\rangle$ peut donc s'écrire comme un mélange des états de masse $|B_H\rangle$ et $|B_L\rangle$ et les amplitudes du mélange $a_H(t)$ et $a_L(t)$ évoluent en fonction du temps t comme

$$a_H(t) = a_H(0)e^{-iM_H t}e^{-\frac{1}{2}\Gamma_H t}, \quad a_L(t) = a_L(0)e^{-iM_L t}e^{-\frac{1}{2}\Gamma_L t}. \tag{1.10}$$

L'état $|B^0_{\text{phys}}\rangle$ créé à l'instant $t=0$ comme un état pur en B^0, est défini par $a_L(0) = a_H(0) = 1/(2p)$. De façon identique, l'état $|\overline{B}^0_{\text{phys}}\rangle$ vérifie $a_L(0) = -a_H(0) = 1/(2q)$. L'évolution de ces états en fonction du temps est donnée par

$$\begin{aligned} |B^0_{\text{phys}}(t)\rangle &= g_+(t)|B^0\rangle + (q/p)g_-(t)|\overline{B}^0\rangle \\ |\overline{B}^0_{\text{phys}}(t)\rangle &= (p/q)g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\overline{B}^0\rangle, \end{aligned} \tag{1.11}$$

avec

$$g_+(t) = e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2}\cos(\Delta m_B\, t/2), \quad g_-(t) = e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2} i\sin(\Delta m_B\, t/2), \tag{1.12}$$

$M = \frac{1}{2}(M_H + M_L)$ et l'approximation $\Gamma_L \simeq \Gamma_S \simeq \Gamma$.

À partir des équations 1.11 et 1.12, on détermine la probabilité de désintégration dans l'état final $|f\rangle$, pour un état pur, respectivement, en B^0 ou en $\overline{B}^0$ à l'instant $t = 0$.

$$\begin{aligned}
|\langle f|\mathcal{H}|B^0_{\text{phys}}(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_f|^2|\cos(\Delta m_B t/2) + i\lambda\sin(\Delta m_B t/2)|^2 \\
&= e^{-\Gamma t}|A_f|^2\left[\frac{1}{2}(1+|\lambda|^2) + \frac{1}{2}(1-|\lambda|^2)\cos(\Delta m_B t) - \mathcal{I}m\,\lambda\sin(\Delta m_B t)\right] \\
|\langle f|\mathcal{H}|\overline{B}^0_{\text{phys}}(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|\bar{A}_f|^2|\cos(\Delta m_B t/2) + i\frac{1}{\lambda}\sin(\Delta m_B t/2)|^2 \\
&= e^{-\Gamma t}|A_f|^2\left[\frac{1}{2}(1+|\lambda|^2) - \frac{1}{2}(1-|\lambda|^2)\cos(\Delta m_B t) + \mathcal{I}m\,\lambda\sin(\Delta m_B t)\right]
\end{aligned} \tag{1.13}$$

où

$$\lambda = \frac{q}{p}\frac{\bar{A}_f}{A_f} \quad \text{avec} \quad A_f = \langle f|\mathcal{H}|B^0\rangle \quad \text{et} \quad \bar{A}_f = \langle f|\mathcal{H}|\overline{B}^0\rangle.$$

A_f et $\bar{A}_f$ représentent les amplitudes de désintégration dans l'état $|f\rangle$ respectivement, pour les états $|B^0\rangle$ et $|\overline{B}^0\rangle$.

1.3 Les trois types de violation de *CP*

On distingue trois types de violation de *CP*. Cette classification est indépendante du modèle choisi et du système de mésons neutres utilisé.

1. **La violation directe de *CP*** se produit quand la probabilité de désintégration est différente pour un processus et pour le processus conjugué de *CP*. Ce type de violation *CP* est aussi appelé violation de *CP* dans la désintégration.
2. **La violation de *CP* dans le mélange** est présente lorsque les états propres de masse, solutions de l'équation d'évolution, ne sont pas états propres de l'opérateur *CP*.
3. **La violation de *CP* dans l'interférence entre la désintégration et le mélange** peut intervenir lorsque le même état final peut être atteint à partir des deux mésons neutres conjugués de *CP*.

Dans la suite de cette partie, on va étudier en détail chaque type de violation de *CP* dans le cas du système $(B^0-\overline{B}^0)$. Le cas du système $(K^0-\overline{K}^0)$ sera envisagé dans la partie 1.4.

1.3.1 La violation directe de *CP*

La violation directe de *CP* peut être observée à la fois pour les mésons B neutres ou chargés. Considérons les deux amplitudes A_f et $\bar{A}_{\bar{f}}$ qui correspondent à deux processus

conjugués de CP et qui sont ainsi définies :

$$A_f = \langle f|\mathcal{H}|B\rangle \quad \text{et} \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}\rangle. \tag{1.14}$$

Il y a violation directe de CP si la probabilité de désintégration $P(B \to f)$ est différente de la probabilité $P(\bar{B} \to \bar{f})$ définie pour la réaction conjuguée. En utilisant l'équation 1.14, on peut résumer ceci par la relation :

$$\boxed{|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f| \neq 1 \quad \Longrightarrow \quad \text{Violation directe de } CP.} \tag{1.15}$$

Essayons de trouver un système minimal qui satisfasse la relation précédente. Supposons que deux amplitudes A_1 et A_2 contribuent à $B \to f$, les amplitudes totales s'écrivent

$$A_f = A_1 + A_2 = |A_1|e^{i\Phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{i\Phi_2}e^{i\delta_2} \tag{1.16}$$

$$\bar{A}_{\bar{f}} = \bar{A}_1 + \bar{A}_2 = |A_1|e^{-i\Phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{-i\Phi_2}e^{i\delta_2} \tag{1.17}$$

où les phases faibles Φ_1 et Φ_2 sont liées à l'interaction faible qui n'est pas invariante par CP et où les phases δ_1 et δ_2 provenant des interaction fortes dans l'état final, sont conservées par CP. On déduit de 1.16, l'asymétrie entre les deux probabilités de désintégration :

$$\begin{aligned} a_f &= \frac{P(B \to f) - P(\bar{B} \to \bar{f})}{P(B \to f) + P(\bar{B} \to \bar{f})} \\ &= \frac{2|A_1||A_2|\sin(\Phi_1 - \Phi_2)\sin(\delta_1 - \delta_2)}{|A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2|\cos(\Phi_1 - \Phi_2)\cos(\delta_1 - \delta_2)}. \end{aligned}$$

Cette asymétrie a_f est significativement différente de 0 de façon à pouvoir observer la violation directe de CP, si les conditions minimales suivantes sont remplies :

- plusieurs amplitudes contribuent à $B \to f$ avec des normes du même ordre, $|A_1| \sim |A_2|$;
- les phases faibles correspondant à chaque amplitude sont différentes, $\Phi_1 - \Phi_2 \neq 0$;
- les phases fortes correspondant à chaque amplitude sont différentes, $\delta_1 - \delta_2 \neq 0$.

1.3.2 La violation de *CP* dans le mélange

Il y a violation de CP dans le mélange lorsque les états $|B_L\rangle$ et $|B_H\rangle$, solutions de l'équation d'évolution ne sont pas états propres de l'opérateur CP. Or, dans la partie 1.2.1, on a vu que la matrice d'évolution $\mathcal{H}$ est invariante sous l'action de CP si la phase relative entre Γ_{12} et M_{12} était égale à 0 ou π ; de plus, d'après l'équation 1.9, la norme du rapport q/p vérifie l'égalité suivante :

$$\left|\frac{q}{p}\right|^2 = \left|\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right|.$$

On en tire la condition suivante :

$$\boxed{|q/p| \neq 1 \implies \text{Violation de } CP \text{ dans le mélange.}} \tag{1.18}$$

La violation de CP dans le mélange peut être mesurée en comparant les probabilités d'oscillation $P(\overline{B}^0 \to B^0)$ et $P(B^0 \to \overline{B}^0)$ à travers l'asymétrie

$$a_{T/CP} = \frac{P(\overline{B}^0 \to B^0) - P(B^0 \to \overline{B}^0)}{P(\overline{B}^0 \to B^0) + P(B^0 \to \overline{B}^0)} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}, \tag{1.19}$$

où on a utilisé la formule 1.11 qui donne

$$\langle \overline{B}^0 | \mathcal{H} | B^0_{\text{phys}}(t) \rangle = (q/p) g_-(t) A^*, \quad \langle B^0 | \mathcal{H} | \overline{B}^0_{\text{phys}}(t) \rangle = (p/q) g_-(t) A.$$

On remarquera que cette asymétrie $a_{T/CP}$ permet de tester à la fois la symétrie T et CP. En revanche, elle reste inchangée lorsque l'on applique la symétrie CPT et par conséquent, ne permet pas de tester CPT.

1.3.3 La violation de *CP* dans l'interférence entre la désintégration et le mélange

Un troisième type de violation de CP peut se produire : la violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange. Ce processus intervient lorsqu'un état final est accessible à la fois par la désintégration des B^0 et des $\overline{B}^0$. Dans le cas plus simple où l'état final f_{CP} est un état propre de CP, l'asymétrie temporelle $a_{f_{CP}}(t)$ entre les probabilités de désintégration des deux processus s'écrit en utilisant les équations 1.13 :

$$\begin{aligned} a_{f_{CP}}(t) &= \frac{P(B^0_{\text{phys}}(t) \to f_{CP}) - P(\overline{B}^0_{\text{phys}}(t) \to f_{CP})}{P(B^0_{\text{phys}}(t) \to f_{CP}) + P(\overline{B}^0_{\text{phys}}(t) \to f_{CP})} \\ &= \frac{(1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2)\cos(\Delta m_B t) - 2\,\mathcal{I}m\,\lambda_{f_{CP}} \sin(\Delta m_B t)}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2} \end{aligned} \tag{1.20}$$

avec

$$\lambda_{f_{CP}} \equiv \frac{q}{p}\frac{\bar{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}} = \eta_{f_{CP}} \frac{q}{p}\frac{\bar{A}_{\bar{f}_{CP}}}{A_{f_{CP}}},$$

où $\eta_{f_{CP}}$ est la valeur propre de CP de l'état f_{CP}.

On en déduit que l'asymétrie $a_{f_{CP}}(t)$ est différente de zéro si $\lambda_{f_{CP}} \neq \pm 1$, on a donc la relation :

$$\boxed{\lambda_{f_{CP}} \neq \pm 1 \implies \text{Violation de } CP \text{ dans l'interference.}} \tag{1.21}$$

En pratique, lorsque l'on étudie la violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange pour un mode de désintégration tel que $B^0 \to J/\psi \mathrm{K_S}$, on peut

négliger la violation directe de CP et la violation de CP dans le mélange, ce qui revient à supposer que $|\lambda_{fCP}| = 1$. Dans ce cas, l'équation 1.20 se simplifie et on obtient :

$$a_{fCP} = -\mathcal{I}m\,\lambda_{fCP}\sin(\Delta m_B\ t)\ .$$

Dans le cadre du Modèle Standard on verra dans la partie 1.5 que la quantité $\mathcal{I}m\,\lambda_{fCP}$ permet de mesurer les angles du Triangle d'Unitarité.

1.4 Le système $(K^0-\overline{K}^0)$

La violation de CP a été observée pour la première fois dans le système des mésons K^0 dans le cas des désintégrations en $\pi^+\pi^-$ en 1964 [1]. Cette découverte a amené à développer un formalisme pour décrire la violation de CP à travers le paramètre de violation de CP ε_K. De façon identique au système $(B^0-\overline{B}^0)$, la résolution de l'équation d'évolution 1.3, donne deux solutions $|\mathrm{K_S}\rangle$ et $|\mathrm{K_L}\rangle$ qui s'expriment en fonction du paramètre historique , ε_K, et qui s'écrivent ainsi :

$$\begin{aligned}
|\mathrm{K_S}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}}\Big((1\ +\varepsilon_K)|K^0\rangle + (1-\varepsilon_K)|\overline{K}^0\rangle\Big),\\
|\mathrm{K_L}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}}\Big((1+\varepsilon_K)|K^0\rangle - (1-\varepsilon_K)|\overline{K}^0\rangle\Big),
\end{aligned} \tag{1.22}$$

où les indices S et L correspondent respectivement à l'état de courte durée de vie [23] ($\tau_S = (0.8935 \pm 0.0008) \times 10^{-10}$ s) et de longue durée de vie ($\tau_L = (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8}$ s). Comme on peut le remarquer la principale différence avec le système $(B^0-\overline{B}^0)$ vient du fait que les deux durées de vie ne sont pas égales. Néanmoins, on peut utiliser un formalisme similaire à celui des B^0 et dans ce cas on a :

$$\begin{aligned}
|\mathrm{K_S}\rangle &= p|K^0\rangle + q|\overline{K}^0\rangle,\\
|\mathrm{K_L}\rangle &= p|K^0\rangle - q|\overline{K}^0\rangle,
\end{aligned}$$

avec $\Delta\Gamma_K \simeq -\Gamma_S < 0$ et $\Delta m_K = M_L - M_S$. La valeur moyenne mondiale pour la différence de masse est $\Delta m_K = (0.5303 \pm 0.0009) \times 10^{10}\mathrm{s}^{-1}$

Comme dans le système $(B^0-\overline{B}^0)$, on peut calculer le rapport $(q/p)_K$, en utilisant en particulier les équations 1.7 et 1.8 qui donnent

$$\Delta m_K \simeq 2|M_{12}|, \quad \Delta\Gamma_K \simeq -2|\Gamma_{12}|. \tag{1.23}$$

La différence de phase $\delta\phi$ entre M_{12} et Γ_{12} qui représente la violation de CP (voir la justification dans la fin de la partie 1.2.1) peut être considérée comme très petite devant

1 car la violation de CP est faible dans le système $(K^0-\overline{K}^0)$. À partir des équations 1.9 et 1.23, on déduit :

$$\left(\frac{q}{p}\right)_K \simeq \frac{|\Gamma_{12}|}{\Gamma_{12}}\left[1-i\delta\phi\frac{1+i\frac{\Delta\Gamma_K}{2\Delta m_K}}{1+\left(\frac{\Delta\Gamma_K}{2\Delta m_K}\right)^2}\right]. \tag{1.24}$$

La différence de largeur Γ_{12} est complètement dominée par les états intermédiaires $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$; de plus, ces transitions $K^0 \to \pi^+\pi^-$ et $K^0 \to \pi^0\pi^0$ sont elles-mêmes soumises à une phase forte unique à cause de la règle $\Delta I = 1/2$, par conséquent

$$\arg(\Gamma_{12}) \simeq \arg(A^*_{2\pi}\bar{A}_{2\pi}) = \arg(\bar{A}_{2\pi}/A_{2\pi}). \tag{1.25}$$

Des deux équations précédentes 1.24 et 1.25, il découle

$$\lambda = \left(\frac{q}{p}\right)_K \cdot \frac{\bar{A}_{\pi\pi}}{A_{\pi\pi}} \simeq 1-i\delta\phi\frac{1+i\frac{\Delta\Gamma_K}{2\Delta m_K}}{1+\left(\frac{\Delta\Gamma_K}{2\Delta m_K}\right)^2}. \tag{1.26}$$

On retrouve le paramètre λ défini dans la partie précédente, qui permet de distinguer les trois types de violation de CP. Comme numériquement on a l'approximation $\Delta\Gamma_K \approx -2\Delta m_K$, on peut conclure que dans la violation de CP observée pour les désintégrations en deux pions, il y a à peu près autant de violation de CP liée au mélange ($|(q/p)_K| \neq 1$) que de violation de CP liée à l'interférence entre la désintégration et le mélange ($\mathcal{I}m[(q/p)_K(\bar{A}_{\pi\pi}/A_{\pi\pi})]$)

L'observation expérimentale de la violation de CP se fait par l'intermédiaire des deux asymétries ainsi définies :

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L \to \pi^0\pi^0)}{A(K_S \to \pi^0\pi^0)}, \quad \eta_{+-} = \frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)}. \tag{1.27}$$

En mesurant, en 1964, que $|\eta_{+-}| \neq 0$, on a prouvé l'existence de la violation de CP dans le mélange et dans l'interférence. Cependant, les états $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ sont décrits par deux composantes d'isospin $I = 0$ et $I = 2$:

$$\begin{aligned}\langle\pi^0\pi^0| &= \sqrt{\frac{1}{3}}\langle(\pi\pi)_{I=0}| - \sqrt{\frac{2}{3}}\langle(\pi\pi)_{I=2}|,\\ \langle\pi^+\pi^-| &= \sqrt{\frac{2}{3}}\langle(\pi\pi)_{I=0}| + \sqrt{\frac{1}{3}}\langle(\pi\pi)_{I=2}|.\end{aligned}$$

Les phases fortes des états d'isospin $I = 0$ et $I = 2$ étant notablement différentes, on peut espérer observer de la violation directe de CP dans le système $(K^0-\overline{K}^0)$. Au lieu de η_{00}

et η_{+-} on définit alors deux combinaisons, ε_K et ε'_K, de façon à isoler la violation directe de CP dans le terme ε'_K :

$$\begin{aligned} \varepsilon_K &\equiv \frac{1}{3}(\eta_{00} + 2\eta_{+-}), \\ \varepsilon'_K &\equiv \frac{1}{3}(\eta_{+-} - \eta_{00}). \end{aligned}$$

Ce paramètre ε_K correspond à celui défini dans les équations 1.22. En 2001, les expériences NA48 [3] et K-TeV [4] ont mis fin à une longue controverse, en mesurant que ce paramètre ε'_K est significativement différent de zéro et en prouvant ainsi l'existence de la violation directe de CP dans le système $(K^0 - \overline{K}^0)$.

1.5 La violation de *CP* dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard donne une interprétation théorique de la violation de CP dans les systèmes $(K^0 - \overline{K}^0)$ et $(B^0 - \overline{B}^0)$. Ce modèle (basé sur le groupe de jauge $SU(3) \times SU_L(2) \times U_y(1)$ pour 3 familles de quarks et de leptons) a l'avantage de fournir une phase libre dans sa partie électrofaible [24] qui peut représenter la violation de CP. Ce paramètre provient de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [25] qui introduit un mélange entre les différentes saveurs de quarks.
Dans un premier temps, nous replacerons la matrice CKM dans le cadre du Modèle Standard, ensuite nous donnerons les prédictions du Modèle Standard pour deux cas simples : la violation de CP dans le mélange et la violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange pour la désintégration $B^0 \to J/\psi \mathrm{K_S}$. Des cas de violation de CP plus complexes comme ceux intervenant dans la désintégration $B^0 \to \rho\pi$ seront décrits au chapitre 6.

1.5.1 La matrice de Cabbibbo-Kobayashi-Maskawa

Dans le cadre du Modèle Standard, la brisure spontanée de la symétrie $SU_L(2) \times U_y(1)$ décrivant l'interaction électrofaible produit un boson dit de Higgs [26], nom du physicien qui a établi ce mécanisme . Cette particule de Higgs, par l'intermédiaire d'un couplage de type Yukawa, permet de donner une masse aux fermions (quarks et leptons). Comme les états propres de masse des quarks sont différents des états propres de saveur, on introduit la matrice CKM [25] pour décrire le mélange des trois familles de quark. Cette matrice trois par trois est unitaire et complexe ; elle depend de trois angles et d'une phase. Dans le Lagrangien total représentant l'interaction électrofaible, le terme de couplage entre les bosons $W^{\pm}$ et les quarks serait invariant par l'opérateur CP si la matrice CKM était

réelle. C'est donc la présence de la phase dans la matrice CKM qui est à l'origine de la violation de CP dans le Modèle Standard.

La matrice CKM possède la propriété de supprimer les transitions entre quarks qui n'appartiennent pas à la même famille. Cette hiérarchie de la matrice CKM se retrouve dans la paramétrisation suivante proposée par Wolfenstein [27] :

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (1.28)$$

où $\lambda = 0.2205 \pm 0.0018$ est le sinus de l'angle Cabbibo et où les trois autres paramètres A, η et ρ sont du même ordre que λ. Dans cette paramétrisation, la matrice CKM n'est pas purement réelle, ce qui rend la violation de CP possible, si et seulement si le paramètre η est non-nul.

La matrice CKM étant unitaire (*i.e.*, $V^\dagger V = 1$), on tire six équations indépendantes d'unitarité, représentées chacune par un triangle dans le plan complexe. Quatre des équations donnent un triangle plat et sont donc sans intérêt. Les deux équations restantes sont sensiblement identiques et elles sont représentées par un triangle avec des côtés de longueurs comparables. Finalement, on ne considère que l'équation d'unitarité, obtenue à partir de la première et de la troisième colonne de la matrice CKM, soit :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, \quad (1.29)$$

$$V_{td} + \lambda \cdot V_{ts} + V_{ub}^* \simeq 0. \quad (1.30)$$

La seconde équation 1.30 s'obtient en simplifiant l'équation 1.29 à l'ordre $\mathcal{O}(\lambda^4)$. Les trois angles du triangle représenté dans la figure 1.1, correspondant à l'équation 1.29, se définissent ainsi :

$$\alpha \equiv \arg\left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right], \quad \beta \equiv \arg\left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right] \quad \text{et} \quad \gamma \equiv \arg\left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right]. \quad (1.31)$$

Les mesures à la fois des côtés et des angles du Triangle d'Unitarité (figure 1.1) sont accessibles par plusieurs modes de désintégration. Ainsi, on obtient des informations sur l'angle β à partir des asymétries de CP (voir la définition dans 1.20) de $B^0 \to J/\psi\, \mathrm{K_S}$ ou $B^0 \to D^{\star\pm}D^{\mp}$, sur l'angle α à partir des asymétries de $B^0 \to \pi^+\pi^-$ ou $B^0 \to \rho\pi$, et enfin sur l'angle $(2\beta + \gamma)$ à partir des asymétries de $B^0 \to D^{\star\pm}\pi^{\mp}$. On peut noter que l'angle γ seul est mesurable grâce aux asymétries liées à $B_s^0 \to \mathrm{K_S}\,\rho^0$. La détermination de $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$ se fait à travers les transitions $b \to c$ et $b \to u$ étudiées, par exemple, dans les désintégrations semi-leptoniques du B^0. Enfin, $|V_{td}|$ qui intervient dans les processus $b \to t \to d$ dans lesquels le quark top est virtuel, est contraint par les mesures du mélange $(B^0 - \overline{B}^0)$ et $(B_s^0 - \overline{B}_s^0)$.

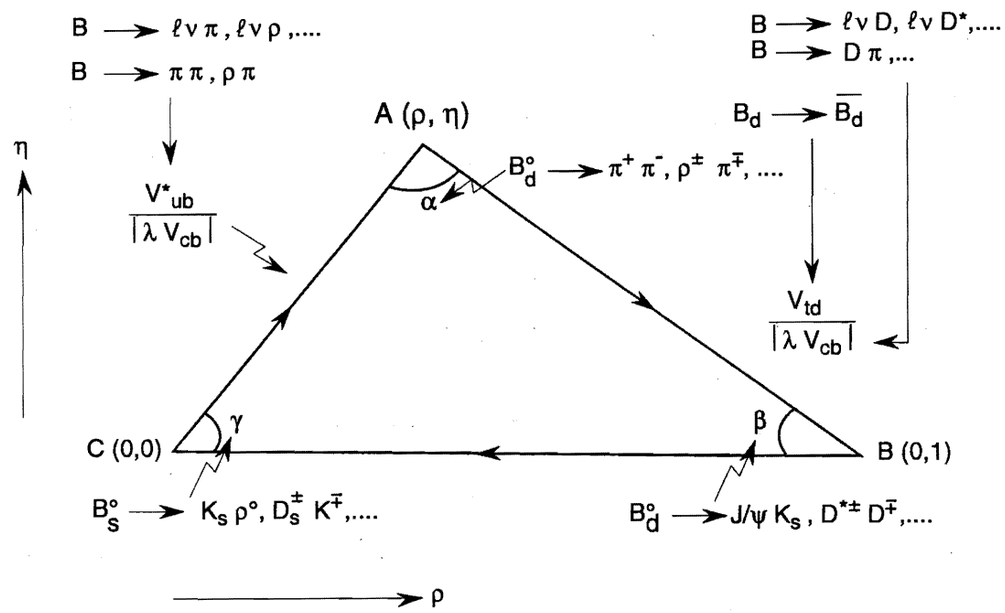


FIG. 1.1 – *Triangle d'Unitarité défini pour la première et troisième colonne de la matrice CKM. Le modes principaux de désintégration permettant de mesurer les angles et les côtés du Triangle sont décrits.*

1.5.2 Modèle Standard et violation de *CP* dans $(B^0 - \overline{B}^0)$

Violation de *CP* dans le mélange

Dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$, on sait que $\Delta\Gamma_B/\Gamma_B \simeq \mathcal{O}(10^{-2})$ et d'autre part on a mesuré que Δm_B et Γ_B était du même ordre de grandeur ($x_d = \Delta m_B/\Gamma_B = 0.755 \pm 0.015$) [23] ; il en résulte que $\Gamma_{12} \ll M_{12}$ et que le rapport q/p défini par 1.9 s'écrit au premier ordre :

$$\frac{q}{p} = \frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}\left[1 - \frac{1}{2}\mathcal{I}m\left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}\right)\right]. \tag{1.32}$$

On retrouve $|q/p| \neq 1$ c'est-à-dire qu'il y a violation de *CP* dans le mélange si la phase relative de M_{12} et Γ_{12} est différente de 0. La violation de *CP* sera petite car $\Gamma_{12} \ll M_{12}$ et donc finalement parce que $\Delta\Gamma_B/\Gamma_B$ est petit.

L'estimation de q/p dans le cadre du Modèle Standard est totalement dominée par les diagrammes de Feynman de type «boîte», notamment par ceux où interviennent l'élément de matrice V_{td} grâce au quark virtuel t (voir figure 1.2). Il est intéressant de remarquer qu'à l'ordre zéro, q/p est une pure phase qui vaut $\sim (V_{td}V_{tb}^*)/(V_{td}^*V_{tb})$, c'est-à-dire dans le cas de la paramétrisation de Wolfenstein -2β. À l'ordre supérieur, on tire [19] de

l'équation 1.32 :

$$1 - \left|\frac{q}{p}\right| = 2\pi \frac{m_c^2}{m_t^2} \frac{1}{G\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right)} \frac{\mathcal{I}m\left(V_{cb}^* V_{cd} V_{td}^* V_{tb}\right)}{|V_{td} V_{tb}^*|^2}$$
$$\simeq 10^{-3} \sin\beta,$$

avec

$$G(x) = 1 - \frac{3}{4} \times \frac{x + x^2}{(1-x)^2} - \frac{3}{2} \times \frac{x^2}{(1-x)^3} \ln x.$$

Même si cette estimation de $|q/p|$ est soumise à une relativement grande incertitude théorique ($\sim 30\%$), il est difficile dans le cadre du Modèle Standard d'obtenir pour l'asymétrie $A_{T/CP}$ (définie par l'équation 1.19) une valeur plus grande que $2 \cdot 10^{-3}$. Une mesure pour $A_{T/CP}$ grande (par exemple de l'ordre de 1%) serait une indication claire d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.

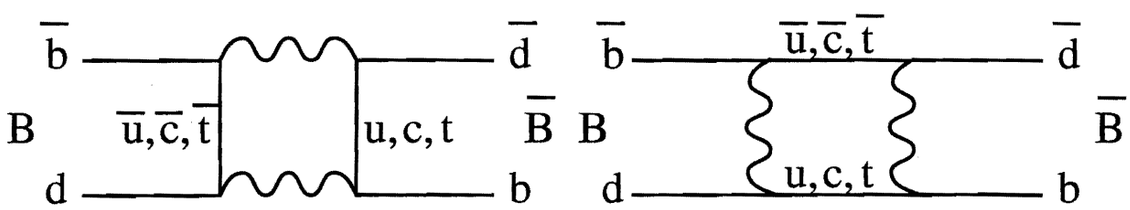


FIG. 1.2 – *Diagrammes de Feynman dominant le mélange* ($B^0 - \overline{B}^0$). *Ces diagrammes sont de type «boîte».*

Mesure de sin(2β)

Le mode de désintégration des B^0 le plus simple pour prouver l'existence de la violation de *CP* dans l'interférence et pour ensuite mesurer directement $\sin(2\beta)$ est $B^0 \to J/\psi\,\mathrm{K_S}$. En effet, même si le diagramme dominant de type «arbre» est supprimé car le méson J/ψ doit être «incolore» (voir figure 1.3), les autres diagrammes qui contribuent à la désintégration $B^0 \to J/\psi\,\mathrm{K_S}$, ont la même phase faible. Il en résulte que $|\lambda_{J/\psi\mathrm{K_S}}| = 1$ et donc que de la mesure de $\mathcal{I}m(\lambda_{J/\psi\mathrm{K_S}})$ on peut extraire directement $\sin(2\beta)$ sans aucune supposition d'ordre théorique.

Dans le cadre du Modèle Standard, on a pour l'état propre de *CP*, $J/\psi\,\mathrm{K_S}$, correspondant à la valeur propre -1 :

$$\lambda_{J/\psi\mathrm{K_S}} = -\left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}\right)\left(\frac{V_{cs}^* V_{cb}}{V_{cs} V_{cb}^*}\right)\left(\frac{V_{cd}^* V_{cs}}{V_{cd} V_{cs}^*}\right) = \sin 2\beta,$$

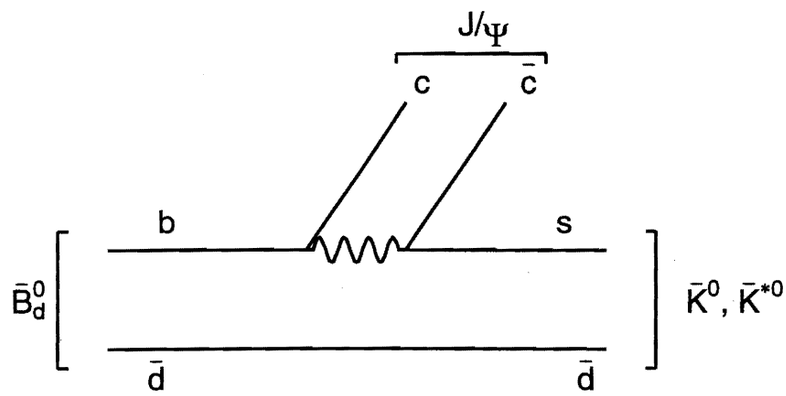


FIG. 1.3 – *Diagramme de Feynman dominant la désintégration* $B^0 \to J/\psi \mathrm{K_S}$. *Ce diagramme de type «arbre» est supprimé car le* J/ψ *doit être «incolore».*

Le premier terme vient du mélange $(B^0 - \overline{B}^0)$, il est égal à $e^{-i2\beta}$. Le deuxième terme correspond au rapport des amplitudes $\bar{A}_{J/\psi \mathrm{K_S}}/A_{J/\psi \mathrm{K_S}}$. Enfin, le troisième terme est lié au mélange $(K^0 - \overline{K}^0)$.

L'asymétrie de *CP* dépendant du temps s'écrit alors :

$$a_{J/\psi \mathrm{K_S}}(t) = \frac{P(B^0_{\mathrm{phys}}(t) \to J/\psi \mathrm{K_S}) - P(\overline{B}^0_{\mathrm{phys}}(t) \to J/\psi \mathrm{K_S})}{P(B^0_{\mathrm{phys}}(t) \to J/\psi \mathrm{K_S}) + P(\overline{B}^0_{\mathrm{phys}}(t) \to J/\psi \mathrm{K_S})} \simeq -\sin 2\beta \sin(\Delta m_B\, t).$$

En 2001 [5, 6], les expériences Belle et *BABAR* ont mesuré respectivement $\sin 2\beta = 0.99 \pm 0.14(\mathrm{stat}) \pm 0.06(\mathrm{syst})$ et $\sin 2\beta = 0.59 \pm 0.14(\mathrm{stat}) \pm 0.05(\mathrm{syst})$ démontrant pour la première fois, l'existence de la violation de *CP* dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$. De plus, la valeur de $\sin 2\beta$ obtenue est en parfait accord avec les prédictions du Modèle Standard. Depuis cette première observation de 2001, la mesure de $\sin 2\beta$ a été considérablement améliorée, la valeur moyenne actuelle des deux expériences est $\sin 2\beta = 0.731 \pm 0.055$.

2

Violation de *CP*, *CPT*, *T* dans CPLEAR

Ce chapitre va retracer mon activité scientifique de l'automne 1993 à l'été 1995. Après ma thèse [7] soutenue en octobre 1993 qui portait sur l'étude de la violation de *CP* et de *CPT* dans l'expérience CPLEAR, j'ai continué pendant deux ans mon travail au sein de cette expérience. Cela m'a permis de participer activement à la mesure du paramètre η_{+-} (défini par l'équation 1.27) par une méthode très proche de celle exposée dans ma thèse. Cette nouvelle mesure qui utilisait une plus grande statistique (les données enregistrées en 1993 et 1994 ont été ajoutées) a été publiée en 1995 (voir annexe A.1 [8]). Un premier test de conservation de la symétrie *CPT* à travers la mesure de la phase ϕ_{+-} de η_{+-} a été alors proposé (voir annexe A.2 [9]).

Dans un premier temps, nous proposerons une rapide présentation de la méthode expérimentale et du détecteur utilisés dans l'expérience CPLEAR. Ensuite, nous présenterons l'étude de la désintégration $K^0 \to \pi^+\pi^-$ qui a permis de mesurer η_{+-} et de tester la symétrie *CPT*. Enfin, la dernière partie abordera l'étude de la violation de T/CP dans la matrice d'évolution, observée par l'intermédiaire des désintégrations semi-leptoniques $K^0 \to \pi e \nu$.

2.1 L'expérience CPLEAR

L'expérience CPLEAR [28, 29] a testé la conservation de l'interaction faible par les symétries discrètes *T*, *CPT* et *CP* dans le système $(K^0 - \overline{K}^0)$. Cette expérience, réalisée au CERN, auprès de l'anneau d'anti-protons de basse énergie LEAR, a pris des données de de 1988 à 1995.

2.1.1 La méthode

Des états purs en K^0 et $\overline{K}^0$ sont produits par l'annihilation au repos d'un anti-proton délivré par l'anneau LEAR et d'un proton provenant d'une cible d'hydrogène gazeux. Les deux réactions de production des kaons neutres :

$$\begin{aligned} \bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} &\rightarrow \pi^+\mathrm{K}^-\mathrm{K}^0 \\ \bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} &\rightarrow \pi^-\mathrm{K}^+\bar{\mathrm{K}}^0 \end{aligned} \tag{2.1}$$

ont exactement le même rapport d'embranchement $\approx 2 \cdot 10^{-3}$. L'étrangeté du kaon neutre est déterminée à partir de la charge du kaon chargé produit simultanément dans la réaction 2.1. L'impulsion du $K^0(\overline{K}^0)$ est obtenue en combinant les impulsions mesurées pour la paire $(K^{\pm}\pi^{\mp})$.

La méthode expérimentale consiste alors à mesurer les asymétries temporelles a_f similaires à celles définies pour les B^0 (voir équation 1.20), pour les désintégrations $K^0(\overline{K}^0) \rightarrow f$, cette asymétrie entre les probabilités de désintégrations s'écrit :

$$a_f(t) = \frac{P(\overline{K}^0_{\mathrm{phys}}(t) \rightarrow f) - P(K^0_{\mathrm{phys}}(t) \rightarrow f)}{P(\overline{K}^0_{\mathrm{phys}}(t) \rightarrow f) + P(K^0_{\mathrm{phys}}(t) \rightarrow f)} \tag{2.2}$$

où t désigne le temps propre du kaon neutre au moment de la désintégration et où K^0_{phys} et $\overline{K}^0_{\mathrm{phys}}$ représentent respectivement des états purs en K^0 et $\overline{K}^0$ à l'instant initial $t = 0$. Le temps propre du K^0 à l'instant de la désintégration est défini comme $t = m_{K^0} \cdot d_T/p_T$ où d_T est la distance dans le plan transversal entre le vertex primaire $(K^{\pm}, \pi^{\mp})$ et le vertex du K^0, où p_T est l'impulsion transversale du K^0 et où m_{K^0} est la masse du K^0.

Les états finals f peuvent être $\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0, \pi\ell\nu$. Dans le cadre de ce mémoire, on ne considérera que les états finals $\pi^+\pi^-$ et $\pi e\nu$.

2.1.2 Le détecteur

Pour parvenir à mesurer les asymétries 2.2, le détecteur devait satisfaire à un certain nombre de contraintes [29] :

- pouvoir sélectionner la réaction 2.1 dans l'annihilation $p\bar{p}$ parmi tous les états finals à plusieurs pions, ce qui requiert une très bonne identification des kaons chargés ;
- être capable de séparer les différentes désintégrations $K^0 \rightarrow f$;
- pouvoir observer la désintégration du kaon jusqu'à un temps de $\sim 15\tau_S$, soit une longueur maximale de ~ 60 cm ;
- posséder un système de déclenchement et d'acquisition des données qui puisse gérer un flux important de données pour une réaction à sélectionner ayant un rapport d'embranchement très faible ;

– minimiser la quantité de matière dans le détecteur de façon à minimiser la diffusion multiple et les effets de régénération des K^0 (voir paragraphe 2.2.4).

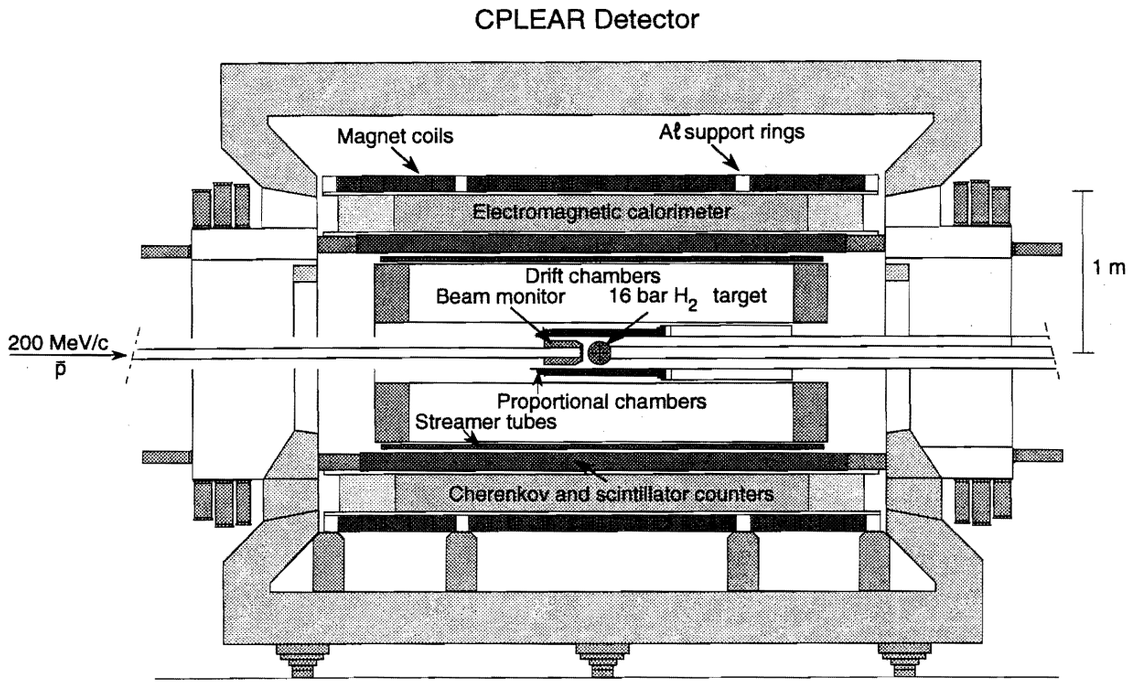


FIG. 2.1 – *Vue longitudinale du détecteur CPLEAR.*

Le détecteur CPLEAR est représenté sur la figure 2.1 et est décrit en détail dans la référence [30]. Comme la réaction d'annihilation 2.1 se produit au repos, les particules sont émises isotropiquement. Il en résulte que le détecteur a une structure 4–π qui est brièvement résumée ci-dessous.

Le faisceau de 200 MeV/c d'anti-protons délivrés par l'anneau LEAR à une fréquence de $\approx$ 1 MHz s'arrête dans une cible sphérique de 7 cm de rayon contenant de l'hydrogène gazeux à 16 bar. À partir du milieu de l'année 1994, elle a été remplacée par une cible cylindrique d'hydrogène à 27 bar, de 1.1 cm de rayon, entourée d'une mini-chambre proportionnelle PC0 de 1.5 cm de rayon. Ce dispositif en demandant seulement deux coups dans PC0, ce qui revient à demander la désintégration du K^0 après PC0 (soit $t \geq 1\tau_S$), a permis de réduire le temps mort du système de déclenchement, sans pour autant compromettre la physique liée aux désintégrations en $\pi^+\pi^-$ ou aux désintégrations semi-leptoniques.

La mesure de l'impulsion des traces est assurée par une série de détecteurs cylindriques disposés dans un aimant solénoïdal de 0.44 T, mesurant 2 m de diamètre interne pour 3,6 m de longueur. Ce système composé de deux chambres proportionnelles (avec un rayon

de 9.5 et 12.7 cm) et de six plans de chambre à dérive (d'un rayon variant de 25 à 60 cm) atteint une résolution par plan de l'ordre de 300μm en $r\Phi$ et de l'ordre de 5 mm en z. De telles performances permettent d'obtenir une résolution en impulsion, $\Delta p/p$, entre 5% et 10% et de calculer la position du vertex de désintégration du kaon neutre avec une résolution de quelques millimètres dans le plan transversal. Enfin, un ensemble de tubes à «streamer» fournit au système de déclenchement une information rapide $\approx$ 600ns sur la position en z avec une résolution autour de 1,5 cm.

Le système d'identification est constitué d'un détecteur Cherenkov à seuil entouré de scintillateurs avec lesquels on mesure la perte d'énergie ainsi que le temps de vol des particules chargées. Un tel système permet de séparer à plus de 4σ les kaons des pions pour les impulsions supérieures à 350 MeV/c et les électrons des pions pour les impulsions inférieures à 350 MeV/c.

Le calorimètre électromagnétique utilisé pour détecter les photons produits par la désintégration des π^0 est un assemblage de 18 couches qui comprend 1,5 cm de plomb, une feuille d'aluminium de 0.3 mm, une couche de chambres à «streamer» entourée de chaque côté d'un plan de pistes conductrices faisant un angle de $\pm 30°$ avec l'axe des tubes. Les résolutions spatiale et en énergie de ce détecteur sont respectivement $\sigma(x) \approx 5$ mm et $\sigma(E) \approx 15\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$.

Le système de déclenchement doit être capable de sélectionner un type d'événements produits avec un rapport d'embranchement de 4.10^{-3} à une cadence de 10^6 annihilations $p\bar{p}$ par seconde. La décision d'accepter ou non l'événement repose sur l'identification rapide des kaons en utilisant le Cherenkov à seuil, sur le nombre et la topologie des traces, sur une identification plus affinée (perte d'énergie, temps de vol et nombre de photons dans le Cherenkov), sur des contraintes cinématiques et enfin sur le nombre de gerbes dans le calorimètre. Le temps de décision de chaque niveau varie de 60 ns pour le premier niveau à 17 μs quand les gerbes sont reconstruites dans le calorimètre. Le facteur de suppression total est autour de 10^{-3} pour un taux de 450 événements enregistrés sur bandes par seconde.

2.2 Mesure de η_{+-}

Cette partie résume la mesure du module et de la phase ϕ_{+-} du paramètre η_{+-} défini par le rapport des amplitudes de désintégration des K_L et K_S en $\pi^+\pi^-$, soit

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)}. \tag{2.3}$$

La détermination de la phase ϕ_{+-} est particulièrement intéressante car elle fournit un test de la violation de *CPT* par l'interaction faible dans le système $(K^0-\overline{K}^0)$ (voir partie 2.3). Cependant, la méthode expérimentale utilisée par CPLEAR introduit une très forte corrélation ($\sim$ 90%) entre la phase ϕ_{+-} et la différence de masse Δm entre les états de masse K_L et K_S. Il est donc indispensable de mesurer ce paramètre Δm de façon indépendant. Ceci est réalisable dans l'expérience CPLEAR en utilisant le mode semi-leptonique. Pour assurer la cohérence de cette partie, je présenterai aussi la mesure de Δm avec les semi-leptoniques [31], même si mon implication dans cette étude a été moindre.

2.2.1 Principe de la mesure

Considérons l'asymétrie temporelle $a_{\pi^+\pi^-}(t)$ définie en 2.2 pour l'état final $\pi^+\pi^-$, en tenant compte des évolutions temporelles 1.10 des mélanges des états $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$ et des définitions 1.22 et 2.3, on a :

$$\begin{aligned} a_{\pi^+\pi^-}(t) &= \frac{P(\overline{K}^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-) - P(K^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-)}{P(\overline{K}^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-) + P(K^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-)} \\ &= 2\,\mathcal{R}e(\varepsilon_K) - \frac{2|\eta_{+-}|e^{-\frac{\Gamma_S-\Gamma_L}{2}t}\cos(\Delta m t - \phi_{+-})}{1+|\eta_{+-}|^2 e^{(\Gamma_S-\Gamma_L)t}}. \end{aligned} \tag{2.4}$$

De la même façon que la charge du $K^\pm$ étiquette l'étrangeté du K^0 à l'instant $t=0$, la charge du lepton produit dans la désintégration semi-leptonique donne l'étrangeté du K^0 au moment de la désintégration, pourvu que l'on suppose la règle $\Delta S = \Delta Q$ et l'invariance par *CPT* dans les désintégrations semi-leptoniques. En utilisant ce double étiquetage, on peut construire une asymétrie $a_{\Delta m}(t)$ similaire à 2.2 qui compare la probabilité d'avoir une transition $(\Delta S = 0)$ (équations 2.6) avec une transition $(\Delta S = 2)$ via l'oscillation $(K^0-\overline{K}^0)$ (équations 2.7) ; cette asymétrie sensible à Δm s'écrit :

$$\begin{aligned} a_{\Delta m}(t) &= \frac{[\bar{P}^- + P^+] - [\bar{P}^+ + P^-]}{[\bar{P}^- + P^+] + [\bar{P}^+ + P^-]} \\ &= \frac{2e^{-\frac{\Gamma_S-\Gamma_L}{2}t}\cos(\Delta m t)}{1+e^{(\Gamma_S-\Gamma_L)t}}, \end{aligned} \tag{2.5}$$

avec

$$(\mathbf{\Delta S = 0}) \quad \bar{P}^- = P(\overline{K}^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+e^-\bar{\nu}_e), \qquad P^+ = P(K^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^-e^+\nu_e), \tag{2.6}$$

$$(\mathbf{\Delta S = 2}) \quad \bar{P}^+ = P(\overline{K}^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^-e^+\nu_e), \qquad P^- = P(K^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+e^-\bar{\nu}_e). \tag{2.7}$$

2.2.2 La sélection des événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi e\nu$

Les sélections des événements $\pi^+\pi^-$ et semi-leptoniques (figure 2.2) sont très proches. On demande une topologie à quatre traces avec l'une des particules identifiée comme un kaon d'impulsion supérieure à 350 MeV/c. On applique ensuite une ajustement contraint à la fois cinématiquement et géometriquement pour réduire la fraction de bruit de fond et pour améliorer la résolution en t qui est de $0.05\,\tau_S$ après l'ajustement. Les contraintes portent sur la conservation de l'énergie et de l'impulsion totale, sur la masse manquante de la paire $(K^{\pm}\pi^{\mp})$ qui doit être égale à la masse du K^0, sur l'intersection des deux hélices au vertex d'annihilation et au vertex de désintégration, et enfin sur la colinéarité entre l'impulsion du kaon neutre et la direction définie par les deux vertex. Cela représente 9 contraintes pour les événements de type $\pi^+\pi^-$ et 6 contraintes pour ceux de types $\pi e\nu$, pour plus de détails on peut consulter la référence [7].

L'identification des électrons (positons) et la suppression des pions reposent sur une technique de réseaux de neurones. Cette approche utilise des informations relatives à l'identification des particules comme la perte d'énergie dans les scintillateurs, le temps de vol et le nombre de photons produits par unité de longueur parcourue dans le détecteur Cherenkov.

La fraction de bruit de fond (en fait de type $\pi e\nu$ pour $(t \geq 10\tau_S)$) restant dans l'échantillon $\pi^+\pi^-$ est déterminée directement dans les données par un ajustement de la distribution temporelle pour la somme des événements étiquetés K^0 et $\overline{K}^0$. Symétriquement, le bruit de fond des événements $\pi e\nu$ provient des $\pi^+\pi^-$ à petit t. Cette contribution est estimée à l'aide du Monte Carlo.

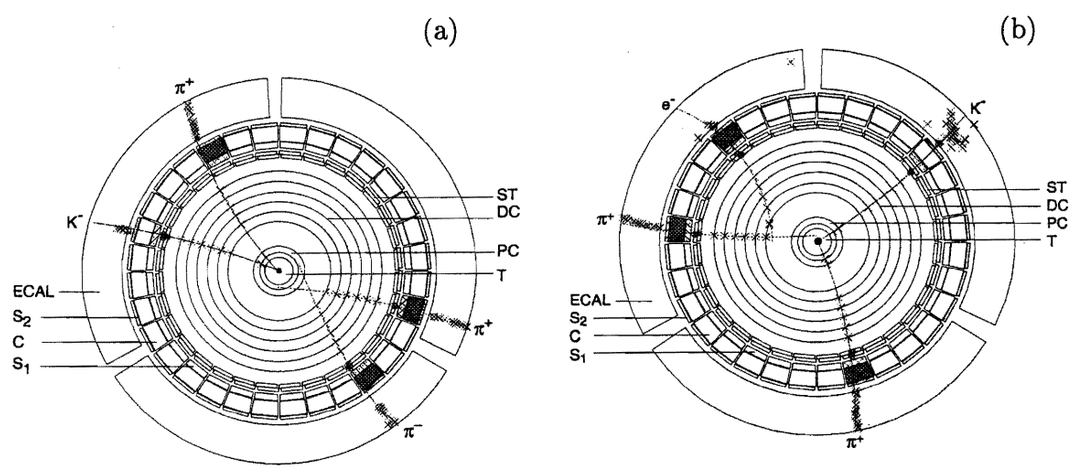


FIG. 2.2 – *Vues transversales du détecteur CPLEAR. Événements* $p\bar{p} \rightarrow K^-\pi^+K^0$ *pour lesquels le kaon neutre se désintégrant soit en* $\pi^+\pi^-$ *a) soit en* $\pi e\nu$ *b).*

2.2.3 La normalisation de l'étiquetage des K^0 et $\overline{K}^0$

Même si les K^0 et $\overline{K}^0$ sont produits de façon parfaitement symétrique, les nombres de K^0 et $\overline{K}^0$ étiquetés sont significativement différents ($\sim$ 15%). En effet, les K^+ et les K^- de basse énergie qui servent à étiqueter les kaons neutres se comportent très différemment lorsqu'ils traversent de la matière. Ainsi, le K^- interagit via l'interaction forte plus que le K^+ (par exemple, à 500 MeV/c, on a $\sigma_T(K^-p) = 45$ mb et $\sigma_T(K^-n) = 25$ mb, tandis que $\sigma_T(K^+p) = 12$ mb et que $\sigma_T(K^+n) = 10$ mb). Il en résulte que l'on décompte moins de K^- que de K^+ au niveau du Cherenkov où se fait la détection du kaon chargé. À cela peut s'ajouter une asymétrie de détection purement liée aux imperfections géométriques. Pour s'affranchir d'un tel effet, la direction du champ magnétique est fréquemment inversée. Il ne reste donc que l'effet physique qui est corrigé événement par événement en fonction de la configuration cinématique de la paire ($K^{\pm}\pi^{\mp}$). Enfin pour tenir compte d'éventuels effets résiduels, un paramètre de normalisation α, laissé libre dans l'ajustement final, est ajouté à la définition de l'asymétrie temporelle expérimentale $a^{\text{exp}}_{\pi^+\pi^-}(t)$ qui s'écrit ainsi :

$$a^{\text{exp}}_{\pi^+\pi^-}(t) = \frac{N(\overline{K}^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-) - \alpha N(K^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-)}{N(\overline{K}^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-) + \alpha N(K^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-)}$$

où $N(\overline{K}^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-)$ et $N(K^0_{\text{phys}}(t) \to \pi^+\pi^-)$ sont les nombres d'événements $\pi^+\pi^-$ étiquetés respectivement $\overline{K}^0$ et K^0 à $t = 0$.

Cette correction est aussi appliquée aux événements $\pi e \nu$, mais on peut noter que par construction l'asymétrie $a_{\Delta m}(t)$ est très peu sensible à ce problème de la normalisation de l'étiquetage des K^0 et $\overline{K}^0$.

2.2.4 Correction de l'effet de régénération

Le terme de régénération a été introduit par Pais et Piccioni [32] pour désigner le phénomène de création de mésons K_S lors du passage de K_L à travers la matière. Cet effet provient exclusivement de l'interaction forte qui agit différemment sur les deux composantes K^0 et $\overline{K^0}$ des particules K_L et K_S : Les sections efficaces totales des kaons neutres suivent l'inégalité : $\sigma_T(\overline{K}^0N) \geq \sigma_T(K^0N)$. En effet, les interactions fortes conservant l'étrangeté, de nombreuses réactions possibles avec des $\overline{K}^0$ n'ont pas d'équivalent avec des K^0 (par exemple $\overline{K}^0p \longrightarrow \Lambda^0\pi^+$). On peut distinguer trois formes de régénération des kaons neutres lors de leur passage à travers la matière [33] :

- La régénération cohérente : les ondes partielles issues de la diffusion du kaon neutre sur chaque noyau interfèrent de manière cohérente. La condition sur la longueur de cohérence (c'est à dire la distance maximum le long de la direction du kaon

neutre pour laquelle deux centres diffuseurs peuvent interférer de manière cohérente) conduit à des angles de diffusion θ très petits (typiquement $\theta \leq 10^{-7}$ pour des kaons neutres incidents de 500 MeV/c). En pratique, cela signifie que l'on aura besoin de connaître que les amplitudes de diffusion vers l'avant des K^0 et $\overline{K}^0$.

- La régénération diffractive : les amplitudes de diffusion des kaons neutres sur les nucléons du noyau s'additionnent; en revanche cette diffusion est incohérente à l'échelle des noyaux.
- La régénération inélastique : dans ce cas la diffusion est incohérente : le kaon neutre a une interaction avec un seul nucléon du noyau qui peut être alors excité ou même brisé.

Les deux derniers types de régénération ont des effets faibles et n'ont pas été considérés par la suite dans la méthode de correction.

Même si la quantité de matière dans le détecteur a été minimisée, l'effet de la régénération cohérente ne peut être négligé et il doit donc être corrigé. Dans l'absence de mesure expérimentale des amplitudes de diffusion vers l'avant des K^0 et $\overline{K}^0$ dans la région d'impulsion intéressante pour CPLEAR ($< 800\,\mathrm{MeV}/c$), nous avons utilisé les estimations calculées par Eberhard et Uchiyama [34]. Les données sont corrigées, événement par événement, en fonction de l'impulsion du kaon neutre et de la quantité de matière qu'il a traversée depuis sa production dans l'annihilation $p\bar{p}$.

2.2.5 Les résultats

Pour les données accumulées de 1990 au milieu de l'année 1994, l'ajustement de l'asymétrie $a_{\Delta m}(t)$, corrigée de la dilution liée au bruit de fond estimé avec le Monte Carlo, permet de déterminer :

$$\Delta m = (0.5274 \pm 0.0029_{stat} \pm 0.0005_{sys}) \times 10^{10} s^{-1}.$$

On utilisera cette valeur de Δm pour mesurer η_{+-}.

Après avoir tenu compte de la dilution due au bruit de fond résiduel en fonction de t, des corrections de la normalisation et de l'effet de régénération événement par événement, l'ajustement de l'asymétrie expérimentale $a^{\mathrm{exp}}_{\pi^+\pi^-}(t)$ par l'asymétrie théorique $a_{\pi^+\pi^-}(t)$ définie par 2.4 donne :

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &= (2.312 \pm 0.043_{\mathrm{stat.}} \pm 0.030_{\mathrm{syst.}} \pm 0.011_{\tau_S}) \times 10^{-3} \\ \phi_{+-} &= 42.7^\circ \pm 0.9^\circ_{\mathrm{stat.}} \pm 0.6^\circ_{\mathrm{syst.}} \pm 0.9^\circ_{\Delta m} \ . \end{aligned}$$

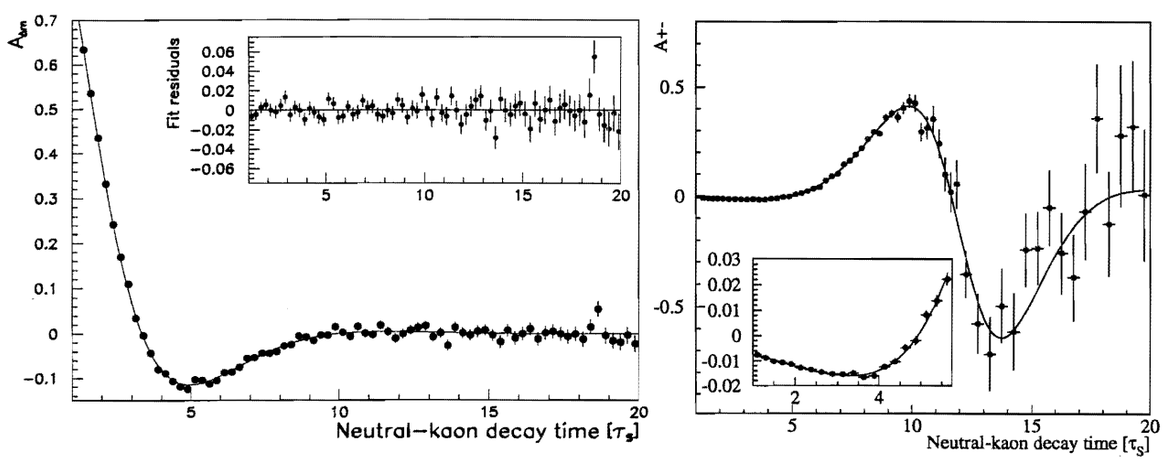
Le paramètre de normalisation α laissé libre dans l'ajustement est parfaitement compatible

avec 1.0 à l'intérieur de l'erreur statistique. Enfin, l'erreur systématique sur la mesure de ϕ_{+-} provient essentiellement de l'incertitude sur la correction de l'effet de régénération.

2.2.6 Les résultats finals avec l'échantillon total

Grâce à l'introduction d'une petite chambre proportionnelle PC0 autour d'une cible cylindrique au milieu de l'année 1994, on a pu améliorer les performances du système de déclenchement. Le nombre d'événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi e\nu$ a été considérablement accru. L'analyse de l'échantillon total enregistré de 1990 à 1995 (voir figures 2.3) est présenté dans les références [36, 35] et donne :

$$\begin{aligned}
\Delta m &= (0.5295 \pm 0.0020_{stat} \pm 0.0003_{sys}) \times 10^{10} s^{-1}, \\
|\eta_{+-}| &= (2.264 \pm 0.023_{\text{stat.}} \pm 0.026_{\text{syst.}} \pm 0.007_{\tau_S}) \times 10^{-3}, \\
\phi_{+-} &= 43.19^\circ \pm 0.53^\circ_{\text{stat.}} \pm 0.28^\circ_{\text{syst.}} \pm 0.42^\circ_{\Delta m} .
\end{aligned}$$



(a) (b)

FIG. 2.3 – *a) Asymétrie $a_{\Delta m}$ en fonction du temps de désintégration en unité de τ_S. La courbe en trait plein représente le résultat de l'ajustement. L'incrustation montre les déviations au résultat de l'ajustement. b) Asymétrie expérimentale $a^{\text{exp}}_{\pi^+\pi^-}$ corrigée du bruit de fond en fonction du temps de désintégration. La courbe en trait plein représente le résultat de l'ajustement.*

L'erreur systématique sur ϕ_{+-} a été réduite grâce une étude spécifique [37] de la régénération réalisée en 1996 avec le détecteur CPLEAR. À cet effet, un régénérateur de

carbone cylindrique de 2.5 cm d'épaisseur couvrant un angle de 115° a été introduit devant les chambres proportionnelles. Cela a permis de mesurer les différences des amplitudes de diffusion vers l'avant des K^0 et $\overline{K}^0$ pour des impulsions entre 250 MeV/c et 750 MeV/c. Ces nouvelles valeurs en bon accord avec les calculs de Eberhard et Uchiyama [34] ont alors été utilisées pour estimer la correction due à la régénération événement par événement.

2.3 Test de *CPT*

À partir de la mesure de la phase ϕ_{+-}, il est possible de réaliser un test de l'invariance de l'interaction faible par *CPT*, test d'une très grande précision. Il permet en particulier de donner une limite sur la différence de masse $m_{K^0} - m_{\overline{K}^0}$ qui doit être égale à zéro en cas de conservation par *CPT*.

2.3.1 Formalisme de la violation de *T* et *CPT* dans le système $(K^0 - \overline{K}^0)$

Si on ne suppose pas l'invariance par *CPT* et *T* de la matrice d'évolution $\mathcal{H}$, les solutions 1.22 de l'équation d'évolution s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} |\mathrm{K_S}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_\mathrm{S}|^2)}}\Big((1+\varepsilon_\mathrm{S})|K^0\rangle + (1-\varepsilon_\mathrm{S})|\overline{K}^0\rangle\Big), \\ |\mathrm{K_L}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_\mathrm{L}|^2)}}\Big((1+\varepsilon_\mathrm{L})|K^0\rangle - (1-\varepsilon_\mathrm{L})|\overline{K}^0\rangle\Big), \end{aligned} \tag{2.8}$$

avec

$$\varepsilon_\mathrm{S} = \varepsilon_\mathrm{T} + \delta \quad \text{et} \quad \varepsilon_\mathrm{L} = \varepsilon_\mathrm{T} - \delta,$$

où

$$\delta \equiv \frac{\mathcal{H}_{11} - \mathcal{H}_{22}}{4\sqrt{\mathcal{H}_{21}\mathcal{H}_{12}}} \quad \text{et} \quad \varepsilon_\mathrm{T} \equiv \frac{\mathcal{H}_{21} - \mathcal{H}_{12}}{4\sqrt{\mathcal{H}_{21}\mathcal{H}_{12}}}.$$

On retrouve les trois configurations évoquées [38] à la fin du paragraphe 1.2.1 :

- l'invariance par T impose que la phase relative entre Γ_{12} et M_{12} soit égale à 0 ou π, soit $\varepsilon_\mathrm{T} = 0$;
- l'invariance par *CPT* demande $\mathcal{H}_{11} = \mathcal{H}_{22}$, soit $\delta = 0$;
- l'invariance par *CP* impose que la phase relative entre Γ_{12} et M_{12} soit égale à 0 ou π **et** que $\mathcal{H}_{11} = \mathcal{H}_{22}$, soit $\varepsilon_\mathrm{T} = 0$ **et** $\delta = 0$.

Les paramètres δ et ε_T sont mesurables directement par l'étude des désintégrations semi-leptoniques [2, 39] ; la violation de T sera traitée en particulier dans la partie 2.4. La mesure de la phase ϕ_{+-} permet une mesure indirecte de δ, plus précise que la mesure directe avec les événements $\pi e \nu$. Cette approche est décrite dans le paragraphe suivant.

2.3.2 La différence de masse entre K^0 et $\overline{K}^0$

Considérons la relation de Bell-Steinberger [40], relation d'unitarité dans la base $(\mathrm{K_S}-\mathrm{K_L})$:

$$\left[-i(m_S - m_L)) + \frac{1}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)\right]\langle \mathrm{K_S}|\mathrm{K_L}\rangle = \sum_f \langle f|H_f|\mathrm{K_S}\rangle^*\langle f|H_f|\mathrm{K_L}\rangle,$$

$$(\mathcal{R}e\,\varepsilon_\mathrm{T} - i\,\mathcal{I}m\,\delta) = \frac{2}{\Delta\Gamma(1+i\tan(\phi_\mathrm{SW}))}\sum_f \langle f|H_f|\mathrm{K_S}\rangle^*\langle f|H_f|\mathrm{K_L}\rangle,$$

avec $\phi_\mathrm{SW} = \arctan(2\Delta m/\Delta\Gamma)$. Si dans la somme sur les états finals $|f\rangle$, on ne tient compte que des états principaux ($\pi\pi$ avec $I = 0$, $\pi e\nu$ et $\pi\pi\pi$), on montre dans l'annexe A.2 et la référence [9] que ϕ_{+-} doit être presque égal à ϕ_SW. La figure 2.4 représente dans le plan complexe cette relation et elle illustre le fait que la différence entre les phases ϕ_{+-} et ϕ_SW est proportionnelle au premier ordre au paramètre δ de violation de CPT.

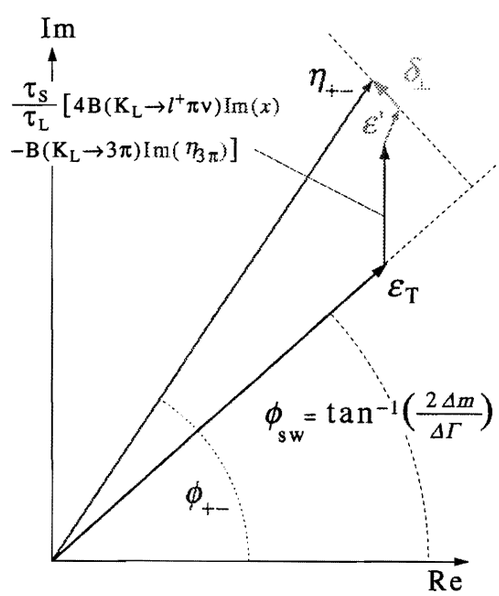


FIG. 2.4 – *Représentation dans le plan complexe des paramètres de violation de CP, CPT et T. Les différentes longueurs ne sont pas à même échelle pour pouvoir distinguer les différentes contributions. De la différence entre les phases ϕ_{+-} et ϕ_SW, on tire une information sur la projection $\delta_\perp$ du paramètre CPT, δ, sur la direction perpendiculaire à l'axe ϕ_SW.*

Un calcul [41] plus élaboré, toujours basé sur cette relation d'unitarité, qui utilise tous

les résultats de CPLEAR, propose une estimation indirecte de $\mathcal{I}m(\delta)$. À partir de ce type de mesure, on peut avoir accès à un paramètre plus physique : la différence de masse entre K^0 et $\overline{K}^0$. Ainsi, en supposant qu'il n'y a pas de violation de *CPT* dans la matrice Γ, (c'est à dire $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$) et que les désintégrations $K^0 \to \pi\pi$ contribuent principalement à la relation d'unitarité [42], on a la limite à 90% de confiance $m_{K^0} - m_{\overline{K}^0} < 4.4 \cdot 10^{-19}$ GeV/c^2.

2.4 Violation de T et de CP

L'expérience CPLEAR permet aussi de tester la symétrie T par l'intermédiaire des désintégrations semi-leptoniques $K^0 \to \pi e \nu$ [2]. Cette étude à laquelle je n'ai participé que indirectement, constitue une excellente introduction à une mesure identique que j'ai réalisée dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$ et qui est présentée dans le chapitre 5.

2.4.1 Principe de la mesure

Pour étudier la violation de T **et** CP dans le mélange, il suffit de comparer les probabilités d'oscillation $P(\overline{K}^0 \to K^0)$ et $P(K^0 \to \overline{K}^0)$ (voir équation 1.19) à travers l'asymétrie

$$a_{T/CP} = \frac{P(\overline{K}^0 \to K^0) - P(K^0 \to \overline{K}^0)}{P(\overline{K}^0 \to K^0) + P(K^0 \to \overline{K}^0)}. \tag{2.9}$$

En supposant la règle $\Delta S = \Delta Q$ et l'invariance par *CPT* dans les désintégrations semi-leptoniques, l'asymétrie précédente 2.9 peut être mesurée par :

$$a_{T/CP}(t) = \frac{P(\overline{K}^0_{\text{phys}}(t) \to e^+\pi^-\nu) - P(K^0_{\text{phys}}(t) \to e^-\pi^+\bar{\nu})}{P(\overline{K}^0_{\text{phys}}(t) \to e^+\pi^-\nu) + P(K^0_{\text{phys}}(t) \to e^-\pi^+\bar{\nu})} \simeq 4\,\mathcal{R}e\,\varepsilon_{\text{T}}. \tag{2.10}$$

On peut remarquer que l'asymétrie $a_{T/CP}$ définie en 2.9 est invariante sous l'action de la symétrie *CPT* ; il est donc totalement légitime dans l'approximation $a_{T/CP}(t) \simeq 4\,\mathcal{R}e\,\varepsilon_{\text{T}}$ de retrouver que $a_{T/CP}$ ne dépend que du paramètre ε_{T} représentant la violation de T et pas du tout du paramètre δ représentant la violation de *CPT*.

2.4.2 Observation expérimentale de la violation de T et de CP

Les techniques expérimentales utilisées pour mesurer l'asymétrie 2.10 sont très similaires à celles présentées pour la mesure de η_{+-} et de Δm (voir partie 2.2). En particulier, la sélection des événements $\pi e \nu$ est identique à celle utilisée pour l'asymétrie $a_{\Delta m}(t)$. De plus, comme dans le cas de l'étude de $a_{\pi^+\pi^-}(t)$, des corrections sont appliquées pour tenir compte de la normalisation de l'étiquetage des K^0 et $\overline{K}^0$ à la production (*i.e.*, $t = 0$) et de la régénération des K_L dans la matière.

Cependant, une complexité supplémentaire s'ajoute à cette analyse : il faut s'assurer qu'il n'y ait pas d'asymétrie de détection entre la paire $(e^+\pi^-)$ et $(e^-\pi^+)$ car cela introduirait une erreur dans l'étiquetage des K^0 et $\overline{K}^0$, mais cette fois au moment de la désintégration. En fait, on a mesuré avec des échantillons de contrôle que l'on détecte en moyenne 1.4% de plus de paires $(e^-\pi^+)$ que de paires $(e^+\pi^-)$. Cet effet est corrigé dans l'asymétrie $a_{T/CP}$, événement par événement, en fonction des impulsions de l'électron et du pion.

La valeur de l'asymétrie expérimentale $a_{T/CP}$ est obtenue en moyennant sur l'intervalle $1\,\tau_S \leq t \leq 20\,\tau_S$ (voir figure 2.5) et cela donne :

$$\langle a_{T/CP}\rangle_{(1-20)\tau_S} = (6.6 \pm 1.3_{stat} \pm 1.0_{sys}) \times 10^{-3}.$$

L'erreur systématique sur la mesure de $a_{T/CP}$ a principalement pour origine l'incertitude sur la correction de la différence de détection des paires $(e^-\pi^+)$ et $(e^+\pi^-)$.

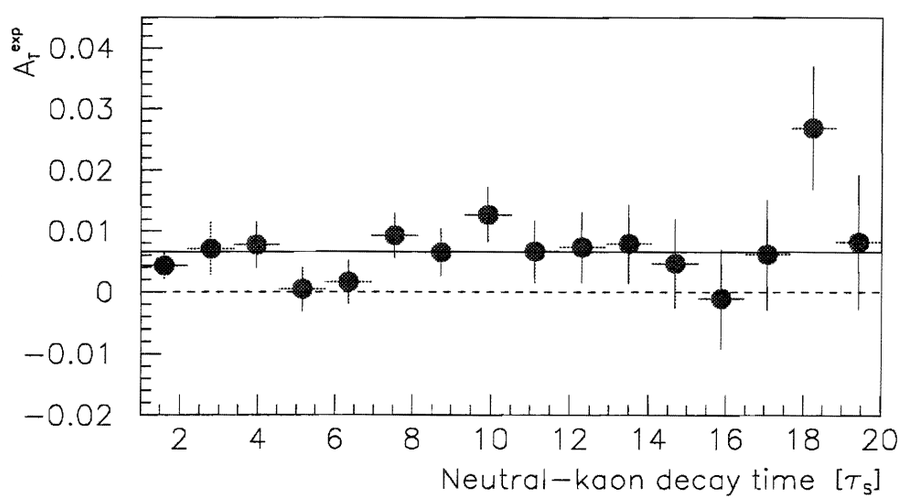


FIG. 2.5 – *Asymétrie $a_{T/CP}(t)$ en fonction du temps de désintégration en unité de τ_S. Le trait plein représente la valeur moyenne de $a_{T/CP}$.*

La mesure de $a_{T/CP}$ est différente de zéro à quatre écarts standards ce qui constitue la première observation directe de la violation de T et de CP dans le système $(K^0-\overline{K}^0)$. De plus, on retrouve à partir de l'équation 2.10, une valeur de $\mathcal{R}e\,\varepsilon_T$ en parfait accord avec

les estimations déduites par exemple de la mesure de η_{+-}. Cela démontre plus de trente ans après sa découverte, que la violation *CP* observée dans le système $(K^0-\overline{K}^0)$ provient essentiellement de la violation de T.

2.5 Conclusion

L'expérience CPLEAR a donc été un formidable succès qui a permis de tester les symétries discrètes *CP*, *CPT* et T dans le système $(K^0-\overline{K}^0)$. Dans ce chapitre, je me suis concentré sur les sujets liés à mon activité (les désintégrations $K^0 \to \pi^+\pi^-$) et je n'ai pas pu traiter de nombreux autres sujets abordés par CPLEAR comme la violation de *CP* dans les désintégrations $K^0 \to \pi\pi\pi$ ou les tests relatifs à la mécanique quantique.

Je me suis efforcé de montrer comment mon travail qui a été réalisé entre 1993 et 1995, a permis de préparer les publication finales de l'expérience CPLEAR. En particulier, des techniques comme par exemple les ajustements contraints, développées pour le mode $K^0 \to \pi^+\pi^-$, ont pu être étendues à d'autres modes de désintégration.

En outre, j'ai repris dans l'expérience *BABAR*, les méthodes d'analyse utilisées dans CPLEAR, notamment pour la mesure du paramètre de mélange Δm_d et pour la recherche de la violation de T et *CP* dans le système $(B^0-\overline{B}^0)$ avec des événements dileptons (voir chapitre 5).

3

Le DIRC, le détecteur d'identification de particules de *BABAR*

Ce chapitre va retracer mon activité scientifique liée au détecteur DIRC («Detection of Internally Reflected Cherenkov light») mis au point pour l'expérience *BABAR* [43, 44] à laquelle je collabore depuis l'été 1995. Mon premier travail a consisté à analyser les données enregistrées sur un prototype du DIRC auprès d'un faisceau de test au CERN de l'été 1995 à l'été 1996 (voir résultats dans l'annexe B [10]). Ensuite, fin 1998, j'ai participé à nouveau à l'analyse des premières données du DIRC dans sa configuration finale, données obtenues cette fois avec des rayons cosmiques, puis au printemps 1999, avec les premières collisions électron-positon de l'accélérateur PEP-II [45]. Enfin, pendant les deux années de mon séjour à SLAC, de l'été 1999 à l'été 2001, j'ai eu en charge la mise au point du programme de reconstruction du DIRC et l'alignement du DIRC.

Dans un premier temps, nous proposerons une rapide présentation de la méthode expérimentale et du détecteur utilisés dans l'expérience *BABAR*. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous présenterons plus en détail le détecteur DIRC ; après avoir décrit le principe du détecteur reposant sur la lumière Cherenkov émise par les particules chargées traversant une barre de quartz, on montrera les résultats obtenus avec un prototype sur des faisceaux de test au CERN et les performances finales du DIRC dans sa configuration nominale au sein du détecteur *BABAR*.

3.1 L'expérience *BABAR*

L'expérience *BABAR* étudie depuis 1999 la physique des mésons B produits à la résonance $\Upsilon(4S)$ par l'annihilation $(e^+ - e^-)$. L'un des principaux objectifs de cette expérience est l'étude de la violation de CP dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$, observée d'ailleurs pour la première fois en 2001 pour les désintégrations $B^0 \to J/\psi \mathrm{K_S}$ [5, 6]. Au-delà de cette décou-

verte de la violation de CP dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$, *BABAR* a pour vocation de tester le Modèle Standard, notamment à travers la mesure des angles et des côtés du Triangle d'Unitarité (voir partie 1.28).

3.1.1 La méthode

Des paires cohérentes de $(B - \bar{B})$ sont produites par le collisionneur asymétrique $(e^+ - e^-)$, PEP-II, à la résonance $\Upsilon(4S)$, soit à 10.58 GeV dans le référentiel du centre de masse. Cette «usine» à B de haute luminosité $(3 \cdot 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1})$ est constituée de faisceaux d'électrons de 9.0 GeV et de positons de 3.1 GeV. Par conséquent, les B produits pratiquement au repos dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$, possèdent dans le référentiel du détecteur une impulsion telle que le $\langle\beta\gamma\rangle$ moyen est égal à 0.56.

Dans la partie 1.3.3 nous avons montré que l'étude de la violation de CP se faisait par l'intermédiaire d'asymétries temporelles entre les probabilités de désintégrations pour les B^0 et les $\overline{B}^0$; par exemple, la violation de CP dans l'interférence peut être testée à travers l'asymétrie :

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{P(B^0_{\mathrm{phys}}(t) \to f_{CP}) - P(\overline{B}^0_{\mathrm{phys}}(t) \to f_{CP})}{P(B^0_{\mathrm{phys}}(t) \to f_{CP}) + P(\overline{B}^0_{\mathrm{phys}}(t) \to f_{CP})}. \tag{3.1}$$

Les deux ingrédients indispensables à une telle étude sont donc la mesure du temps t et la détermination de la saveur initiale du B^0 à l'instant $t = 0$ (étiquetage). Les $(B - \bar{B})$ produits par la désintégration du $\Upsilon(4S)$ constituent un système quantique antisymétrique qui évolue en fonction du temps de façon cohérente jusqu'à ce que l'un des deux mésons, B_1 se désintègre à l'instant t_1. À ce moment là, la saveur du second méson, B_2, est parfaitement connue, c'est l'opposée de celle de B_1. Le méson B_2 se désintègre ensuite à l'instant t_2, ce qui nous permet d'identifier le temps t de l'équation 3.1 comme la différence de temps $\Delta\mathrm{t} = t_2 - t_1$. De plus, comme le collisionneur PEP-II est asymétrique, le vol moyen des B émis avec un $\langle\beta\gamma\rangle = 0.56$ est alors de l'ordre de 260 μm, ce qui rend possible la séparation des vertex des deux B et la mesure de la différence des temps propres $\Delta\mathrm{t}$ des deux B. Dans le cas de la mesure de l'asymétrie $a_{f_{CP}}(t)$, l'un des deux B se désintègre en un état propre de CP, f_{CP}, tandis que l'autre B permet d'étiqueter le premier B par la nature des particules produites dans sa désintégration, c'est à dire, par exemple, par la présence de leptons chargés ou de kaons chargés.

3.1.2 Le détecteur

Pour parvenir à étudier la violation de CP dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$, il est nécessaire d'avoir une résolution en $\Delta\mathrm{t}$ inférieure à la durée de vie du B, d'être capable d'étiqueter

le B et surtout de reconstruire de façon exclusive des états propres de CP provenant de désintégrations rares (rapports d'embranchement inférieur à 10^{-4}). Le détecteur doit donc satisfaire à un certain nombre de contraintes précises [46] :

- disposer d'une grande grande acceptance y compris à petits angles polaires par rapport à la direction du faisceau le plus énergétique ;
- être capable de reconstruire des particules chargées avec une impulsion minimum de 60 MeV/c et des particules neutres ($\pi 0$, $\eta 0$...) avec une énergie comprise entre 20 MeV et 4 GeV ;
- bénéficier d'une bonne résolution pour la reconstruction des vertex de B ;
- pouvoir séparer les électrons et les muons des hadrons (indispensable pour l'étiquetage) ;
- être capable d'identifier les kaons des pions (indispensable à la fois pour l'étiquetage et la reconstruction de désintégrations rares comme $B^0 \to \pi^+\pi^-$ ou $B^0 \to K^\pm\pi^\mp$) ;
- posséder un système de déclenchement et d'acquisition des données qui puisse gérer un flux important de données.

Le détecteur *BABAR* est représenté sur la figure 3.1 et est décrit en détail dans la référence [46]. Comme le collisionneur est asymétrique, le détecteur a une structure asymétrique avec une couverture angulaire plus importante dans la direction du faisceau le plus énergétique. Une description de ce détecteur est brièvement résumée ci-dessous.

Les particules chargées sont détectées et leur impulsion est mesurée par l'association d'une chambre à dérive (DCH, pour «Drift CHamber») de 40 couches fonctionnant avec un mélange isobutane-hélium (20%-80%) et d'un détecteur de vertex (SVT, pour «Silicon Vertex Tracker») en silicium composé de 5 couches délivrant une information à la fois en z et φ. Ces deux détecteur sont disposés à l'intérieur d'un aimant solénoïdal de 1.5 T. La résolution sur l'impulsion transversale obtenue par un tel système est paramétrisée par $\sigma(p_T)/p_T = 0.0013 \times p_T(\text{ GeV}/c) + 0.0045$. Le SVT avec une résolution par coup de 10 μm, atteint une résolution en z de 50 μm pour le vertex du B complètement reconstruit (par exemple, $B^0 \to J/\psi\, \mathrm{K_S}$) et une résolution de l'ordre de 150 μm pour le vertex de l'autre B. Enfin, la mesure de la perte d'énergie (dE/dx) dans les couches de silicium du SVT et le gaz de la DCH fournit une information importante pour l'identification des particules chargées. Ainsi, la résolution de 7.5% sur le dE/dx de la chambre à dérive permet de séparer les pions des kaons à mieux que trois sigmas pour une impulsion inférieure à 650 MeV/c.

L'identification des particules, en particulier celle des kaons de plus de 600 MeV/c est assurée par le DIRC. Ce détecteur de conception totalement originale, qui utilise la lumière Cherenkov émise par les particules chargées qui traversent des barres de quartz, est décrit

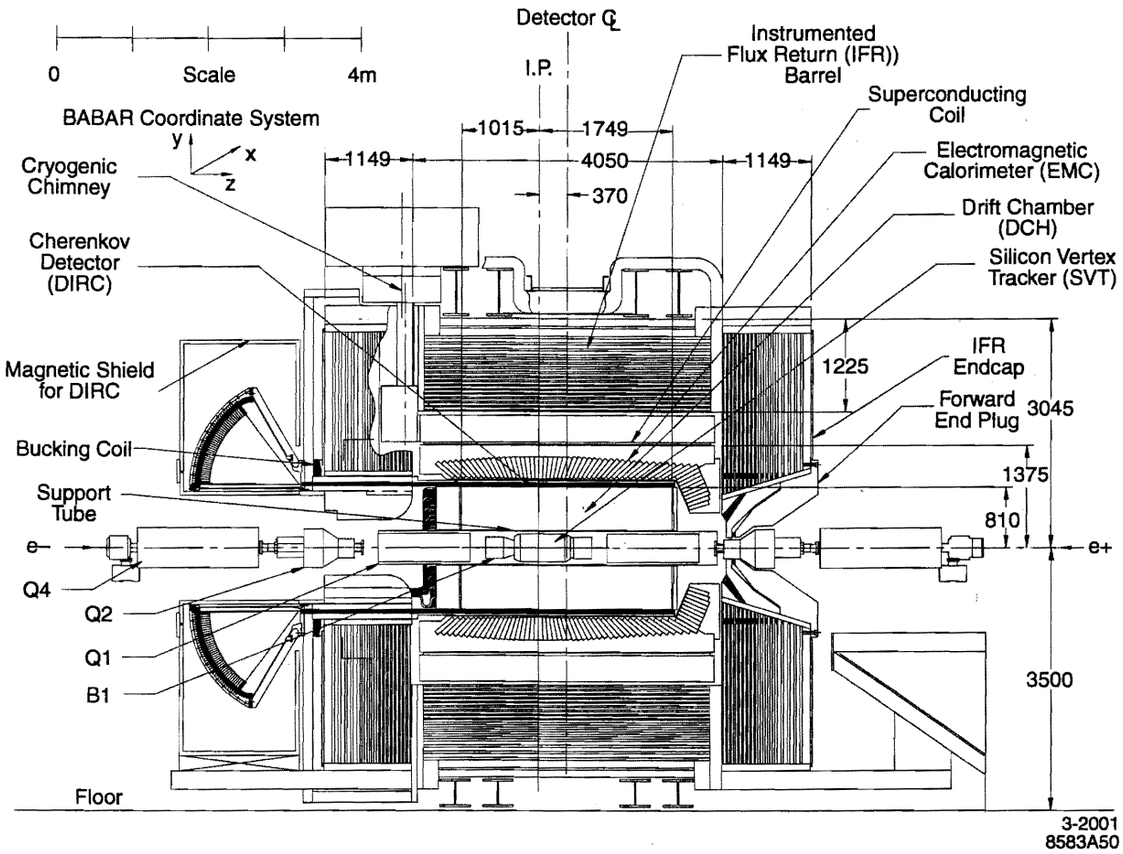


FIG. 3.1 – *Vue longitudinale du détecteur BABAR.*

en détail dans la partie 3.2.

Un calorimètre électromagnétique (EMC, pour «ElectroMagnetic Calorimeter») composé de 6580 cristaux de CsI(Tl) est utilisé pour détecter les photons et les hadrons neutres. La segmentation très fine de ce détecteur permet d'atteindre une très bonne résolution en énergie paramétrisée par $\sigma(E)/E = 0.023(E/\text{ GeV})^{-1/4} \oplus 0.019$. Cela se traduit par une résolution moyenne de respectivement 7 MeV et de 16 MeV pour la masse reconstruite des π^0 et des η^0. D'autre part, le calorimètre électromagnétique identifie de façon très pure les électrons par le rapport E/p de l'énergie mesurée sur l'impulsion de la particule et des contraintes sur la forme de la gerbe neutre. L'efficacité d'identification des électrons avec une impulsion comprise entre 0.5 et 3.0 GeV/c varie entre 88% et 98% pour une fraction de mauvaise identification des pions inférieure à 0.3%. Cette très grande pureté d'identification jouera un rôle important dans l'étude des événements de type dileptons (voir partie 5).

Enfin, le retour de champ en fer (IFR, pour «Instrumented Flux Return») est équipé de 19 couches de chambres planes de type «RPC»[47] dans la partie centrale du détecteur et de 18 couches de RPC dans les parties avant et arrière du détecteur. On peut ainsi détecter et identifier les muons et les hadrons neutres tels que les K_L produits dans les désintégrations de type $B^0 \to J/\psi K_L$. Pour des muons d'impulsion comprise entre 1.1 et 3.0 GeV/c, l'efficacité de détection varie entre 60% et 92% pour une fraction de mauvaise identification de l'ordre de 3%. On peut voir d'ores et déjà que les performances des muons sont significativement moindres que celles des électrons, ce qui aura un impact certain dans l'analyse des événements dilepton (voir partie 5).

3.2 Le DIRC

Il est crucial dans l'expérience *BABAR* de disposer d'une identification des kaons à la fois pure et efficace. À cet effet, un détecteur basé sur la lumière Cherenkov émise par une trace chargée, le DIRC, a été conçu pour atteindre ce but tout en satisfaisant aux exigences techniques propres à l'expérience *BABAR*. Le groupe de Saclay dont je suis membre a rejoint le groupe de physiciens travaillant sur le DIRC et a participé activement à la construction et à la mise au point de ce détecteur. Dans ce mémoire, après avoir décrit le DIRC, je me suis attaché à exposer plus en détail ce qui est lié à mon travail proprement dit, à savoir l'analyse et l'amélioration des performances du prototype (voir l'annexe B) et du détecteur final.

3.2.1 Un détecteur d'identification de particules pour *BABAR*

Le détecteur d'identification de particules de *BABAR* doit permettre une identification des kaons utilisés pour l'étiquetage des B. Ces kaons qui proviennent pour la plupart de la cascade $b \to c \to s$ sont produits avec une impulsion inférieure à 1 GeV/c, la saveur initiale du B est alors déduite du signe de la charge du kaon (voir chapitre 4). Ensuite, pour l'étude de l'angle α du Triangle d'Unitarité, il est nécessaire de bien distinguer les désintégrations de type $B^0 \to \pi^+\pi^-$ de celles de type $B^0 \to K^\pm\pi^\mp$. Dans le cadre de ce mémoire (voir chapitre 6), nous serons plus intéressés par la séparation des désintégrations $B^0 \to \rho^\pm K^\mp$ d'avec les désintégrations $B^0 \to \rho^\pm\pi^\mp$ qui donnent aussi accès à l'angle α. Ce détecteur doit pouvoir séparer les pions des kaons jusqu'à une impulsion de 4.0 GeV/c pour des traces produites vers l'avant du détecteur, c'est-à-dire dans la direction du faisceau le plus énergétique.

En même temps, ce détecteur d'identification de particules doit satisfaire à un certain nombre de contraintes relatives au contexte expérimental. Pour atteindre une haute

luminosité, la fréquence des collisions est élevée (les paquets d'électrons et positons sont séparés de 4 ns), ce qui requiert un détecteur avec une réponse rapide capable de supporter un bruit de fond important. En outre, ce détecteur doit être mince en terme de longueurs de radiation afin de ne pas détériorer la résolution en énergie du calorimètre.

3.2.2 Le concept du DIRC

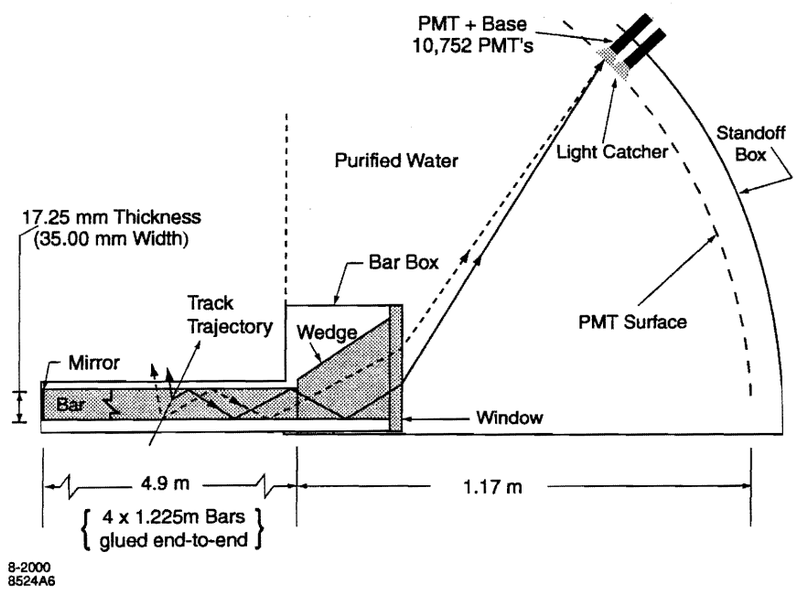


FIG. 3.2 – *Vue schématique du radiateur (barre de quartz), du système de détection et de la trajectoire des photons Cherenkov.*

Afin de satisfaire aux contraintes énumérées dans le paragraphe précédent, un détecteur d'identification de particules, basé sur la lumière Cherenkov, le DIRC [48], a été conçu pour l'expérience *BABAR*. En effet, une particule chargée qui traverse un radiateur, une barre de quartz d'indice ($n = 1.473$) dans le cas du DIRC, émet de la lumière Cherenkov dans un cône autour de sa trajectoire avec un angle d'ouverture θ_C qui est relié à la vitesse v de la particule par la relation $\cos\theta_C = 1/n\beta$ avec $\beta = v/c$. Connaissant l'impulsion qui est mesurée par la chambre à dérive, on en déduit la masse de la particule et par conséquent son identité. Une partie des photons Cherenkov produits est piégée à l'intérieur de la barre par réflexion interne totale. Ces photons se propagent alors jusqu'au bout de la barre et ils émergent dans un réservoir d'eau comme le montre la figure 3.2. L'eau a été choisie car elle possède un indice ($\sim$ 1.346) proche de celui du quartz ce qui limite les pertes par réflexion totale à l'interface quartz-eau. Les photons parcourent

ensuite 1.2 m à l'intérieur du réservoir d'eau et sont détectés par une matrice de photo-multiplicateurs (PM). À partir de la position des PM touchés, on peut reconstituer l'angle polaire θ_C^i et l'angle azimuthal ϕ_C^i de production du photon i par rapport à la trace. À cette contrainte spatiale, on peut ajouter le temps d'arrivée sur le PM du photon. En combinant les informations spatiales et temporelles, on rejette une grande partie du bruit de fond et on choisit pour chaque photon i détecté la meilleure des solutions possibles pour l'angle θ_C^i reconstruit. Par un ajustement utilisant les angles θ_C^i associés à chaque photon, on détermine alors l'angle θ_C de la particule chargée.

3.2.3 Le détecteur final dans *BABAR*

Le détecteur DIRC se compose de 12 boîtes contenant chacune 12 barres de quartz de 4.90 m de long pour 1.7 cm d'épaisseur et 3.5 cm de large. Chaque barre est obtenue en collant bout à bout, 4 barres de 1.225 m de long. Les 12 barres disposées côte à côte au sein d'une même boîte sont séparées par un espace de 150 μm qui les isole ainsi optiquement les unes des autres. Comme la détection des photons se fait à l'arrière du détecteur, chaque barre est équipée vers l'avant d'un miroir qui réfléchit le photons émis dans la direction avant. Enfin, un coin optique en quartz est collé en bout de chaque barre afin de réduire la zone d'expansion des photons qui se fait alors dans un réservoir de 6000 litres d'eau (voir la figure 3.1 du détecteur de *BABAR*). Cette zone d'expansion est entourée de 10751 tubes photo-multiplicateurs de 29 mm de diamètre. Un tel détecteur couvre 83% de l'angle solide dans le référentiel du centre de masse. Son épaisseur radiale n'est que de 80 mm ce qui correspond en moyenne à 17% de longueur de radiation.

La distance entre le bout de la barre et les PM de 1.20 m, associée aux dimensions des tubes et de la barre, permet d'estimer la résolution géométrique de reconstruction de l'angle Cherenkov pour chaque photon : elle est de l'ordre de 7 mrad. À cela on doit ajouter la contribution liée à l'achromaticité de la production des photons Cherenkov et à la dispersion lors de leur propagation dans la barre. On attend donc une résolution pour chaque photon sur l'angle Cherenkov de l'ordre de 10 mrad.

3.2.4 Test d'un prototype du DIRC au CERN

Avant la construction finale du DIRC, une série d'études avec un prototype de grande échelle a été réalisée sur un faisceau de test du PS au CERN de l'été 1995 à l'été 1996. Cela a permis de valider les choix techniques utilisés et éventuellement de les modifier si cela s'avérait nécessaire. On a pu ainsi mesurer les performances réelles de ce type de détecteur et les comparer aux résultats prédits par les simulations.

Le dispositif expérimental de test du prototype

Comme le détecteur final, le prototype du DIRC [49] est formé d'un radiateur composé de barres de quartz, d'un volume d'expansion pour la lumière Cherenkov réfléchie en bout de barre (réservoir de 1800 litres d'eau) et d'un système de détection (matrices de PM disposées derrière des fenêtres de quartz).

Le support mécanique permet de modifier la position relative (voir figure 3.3) des barres par rapport au faisceau de test. On peut notamment faire varier la position du point d'impact du faisceau le long de la barre (coordonnée z) et l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la barre ; ils sont mesurés par l'intermédiaire de trois chambres proportionnelles. Le faisceau de test du CERN délivre des protons, pions et positons avec une impulsion comprise entre 0.8 et 10 GeV/c. L'identification des particules est assurée sans ambiguïté par des compteurs Cherenkov gazeux à seuil et un système de temps de vol.

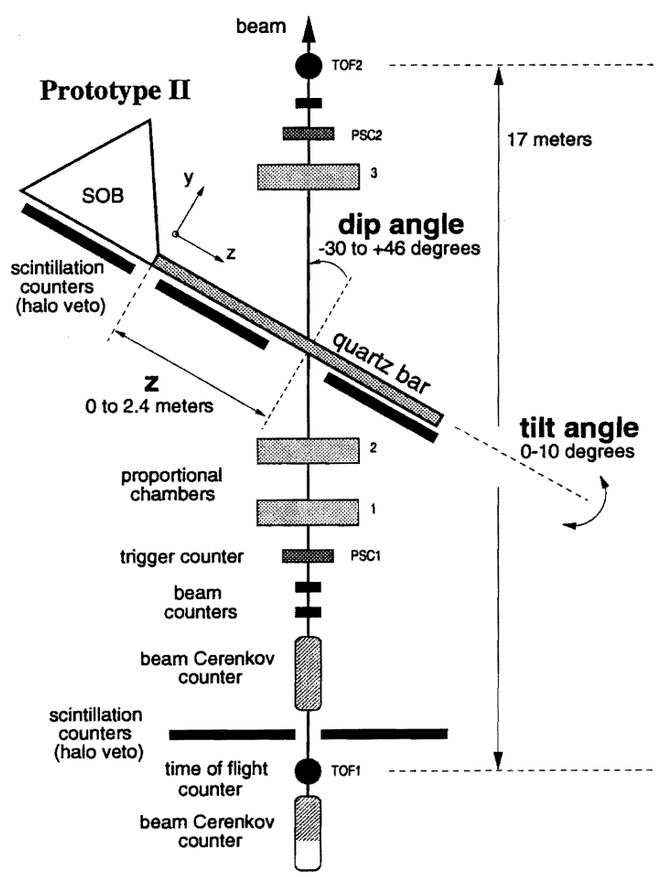


FIG. 3.3 – *Vue schématique du dispositif expérimental permettant l'étude du prototype du DIRC auprès du faisceau de test du CERN.*

Les performances du prototype du DIRC

La résolution par photon est déterminée en ajustant la distribution de l'angle Cherenkov θ_C reconstruit pour chaque photon par une gaussienne et un bruit de fond plat comme présenté sur la figure 3.4. Le résultat de l'ajustement donne une résolution par photon de 10.0 ± 0.2 mrad en accord avec les prédictions de la simulation . On obtient des résolutions identiques pour différentes configurations du faisceau, ce qui permet de conclure que la résolution par photon est indépendante du type de la particule, de la position de la trace dans la barre et de l'angle Cherenkov azimuthal ϕ_C comme attendu.

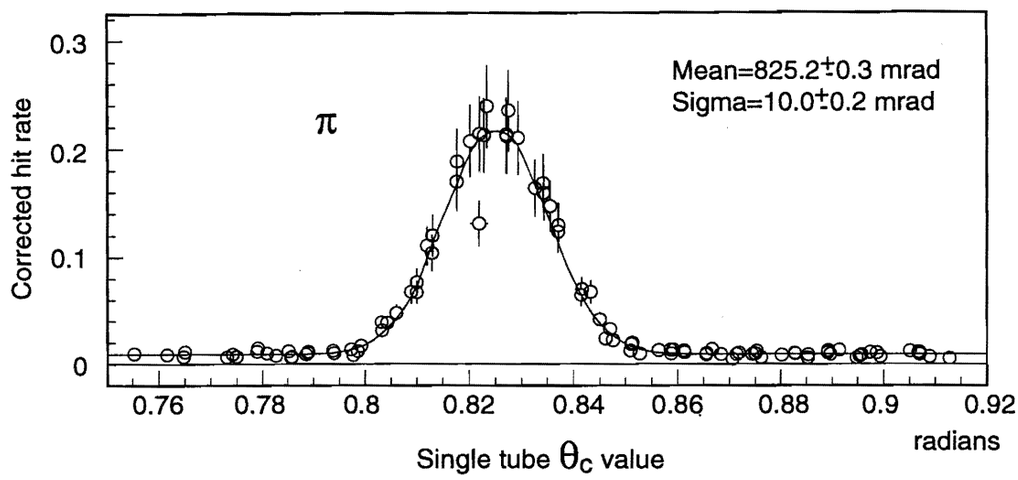


FIG. 3.4 – *Distribution de l'angle Cherenkov θ_C reconstruit pour chaque photon détecté. L'ajustement de la distribution par une gaussienne et un bruit de fond plat donne une résolution par photon de* 10.0 ± 0.2 mrad.

La figure 3.5 de gauche montre le nombre de photons détectés en fonction de la distance effective dans la barre z. Cette distance n'est pas la distance réelle parcourue par les photons mais sa projection le long de la direction de la barre. On réalise un ajustement de la distribution par une exponentielle avec une discontinuité à $z = 240$ cm pour tenir compte de la perte de photons due au miroir situé au bout de la barre. Cet ajustement donne une atténuation moyenne par mètre de $4.1 \pm 0.7\%$ et une perte de $11 \pm 1.5\%$ pour le miroir. En revanche, aucune perte de photons n'est observée au niveau des joints de colle situés à $z = 120$ cm et à $z = 360$ cm. Après correction de l'acceptance géométrique et des pertes d'efficacité (absorption des photons dans l'eau, dans les fenêtres de quartz...) le nombre de photons observés à $z = 0$ est estimé à $146 \pm 1.8 \pm 9\,\mathrm{cm}^{-1}$ ce qui est en accord avec les études antérieures [48].

La figure 3.5 de droite représente la distribution du résultat pour chaque trace, d'un

ajustement combinant les différents angles Cherenkov reconstruits pour chaque photon associé à une même trace. Cette étude est réalisée pour des protons et des pions de 5.4 GeV ce qui revient à comparer des pions et des kaons de 3 GeV. On obtient une résolution par trace de 3.6 mrad qui donne une séparation pion/proton de 3.6 sigmas. Dans le cas du détecteur final qui possède une meilleure efficacité de détection, cela doit donner une séparation pion/kaon de 4 sigmas à 3 GeV.

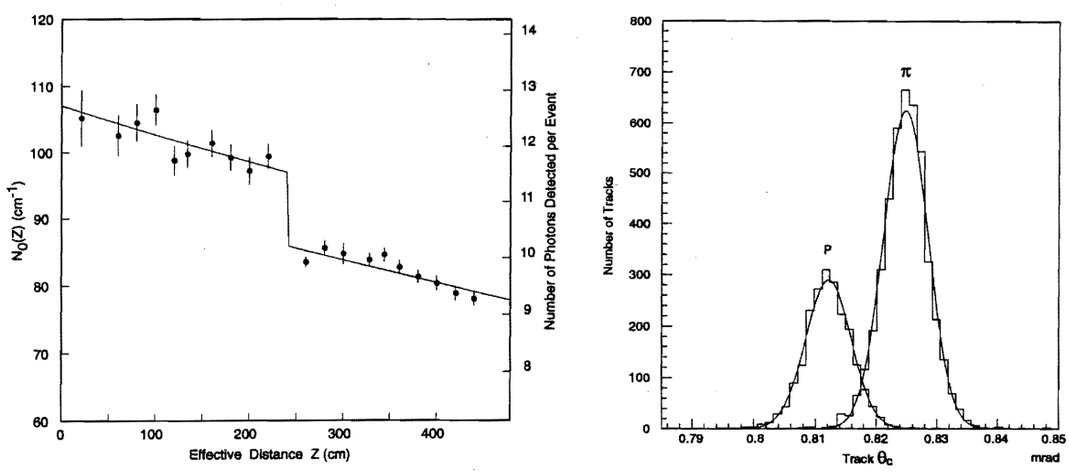


FIG. 3.5 – *Nombre de photons Cherenkov par cm de quartz traversé par la particule en fonction de la distance effective de propagation le long de la barre z (figure de gauche). Distribution du résultat de l'ajustement de l'angle Cherenkov par trace pour des pions et des protons de* 5.4 GeV/c *(figure de droite).*

D'autres études réalisées avec le prototype ont permis d'analyser en détail la réponse du détecteur. Notamment, l'utilisation du temps d'arrivée des photons a démontré l'existence de bruit de fond corrélé à la trace. Trois sources ont pu être identifiées pour expliquer l'existence de ce bruit de fond, sans pour autant déterminer laquelle dominait. Le rayonnement de type δ créé par la trace traversant le quartz peut à son tour produire des photons Cherenkov. La perte d'énergie de la trace à l'intérieur de la barre peut provoquer la création de photons de scintillation qui sont pris pour des photons Cherenkov. Enfin,

les vrais photons Cherenkov, qui ont diffusé dans la barre ou l'eau sans être absorbés, peuvent réapparaître sous forme de bruit de fond. La fraction de ce bruit de fond par rapport au signal est faible et par conséquent ce bruit de fond corrélé avec la trace ne risque pas de compromettre les performances du DIRC

En conclusion, ces études du prototype du DIRC auprès du faisceau de test du CERN ont permis de valider pleinement les choix techniques effectués. Elles ont montré avec un prototype de grande échelle, que les performances annoncées pour le DIRC par la simulation étaient réalistes et accessibles.

3.2.5 Performances du DIRC

De l'automne 1998 à l'été 2001, j'ai eu la charge de la mise au point du programme de reconstruction de l'angle Cherenkov associé à chaque trace, dans le but d'optimiser l'identification des particules et plus particulièrement la séparation K/π. J'ai participé notamment à l'alignement du DIRC par rapport aux autres détecteur de *BABAR*. Je présente dans cette partie un bref résumé des performances actuelles du DIRC qui est basé sur les figures de la référence [50] obtenues avec les alignements les plus récents.

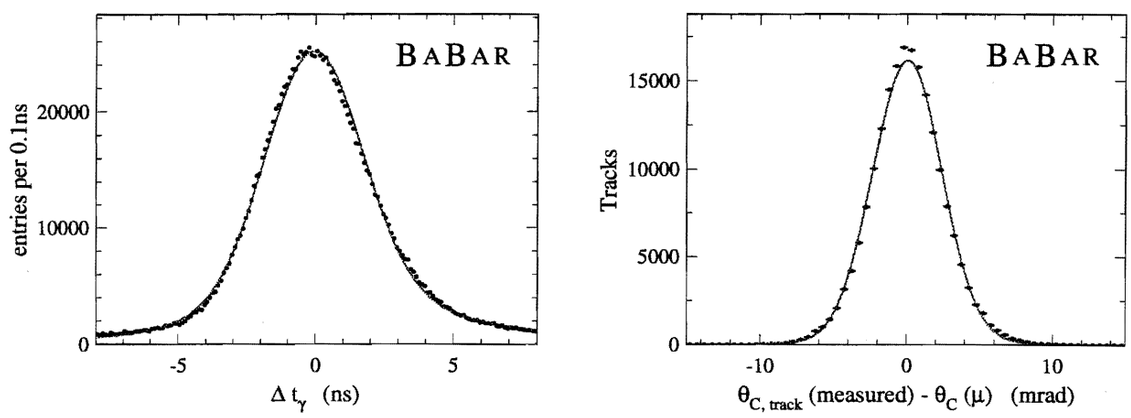


FIG. 3.6 – *Temps d'arrivée calculé pour chaque photon ; ce temps est corrigé du temps de propagation dans la barre et dans le réservoir d'eau ; l'ajustement par une gaussienne donne un sigma de* 1.7 ns *(figure de gauche). Distribution de l'angle Cherenkov par trace pour des paires de muons ; l'ajustement par une gaussienne donne un sigma de* 2.4 mrad *(figure de droite).*

Comme dans le cas de l'analyse des données du prototype, l'étude des performances du DIRC commence par la détermination de la résolution du temps d'arrivée des photons et des résolutions sur la mesure de l'angle Cherenkov par photon et par trace. À cet

effet, nous utilisons des di-muons produits dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. En ajustant la distribution du temps d'arrivée des photons, corrigé du temps de propagation dans la barre et dans le réservoir d'eau, par deux gaussiennes (figure 3.6 de gauche), on obtient une résolution de 1.7 ns qui correspond à la résolution temporelle intrinsèque des photomultiplicateurs. Pour le même type de traces, on mesure pour l'angle Cherenkov une résolution par photon de 9.6 mrad et une résolution par trace de 2.4 mrad (figure 3.6 de droite). Ces résultats sont légèrement moins bons que ce que prédit la simulation Monte Carlo, mais suffisants pour atteindre une séparation K/π de 4 sigmas à 3 GeV/c.

D'ailleurs, cette séparation K/π peut être étudiée directement dans *BABAR* en utilisant les désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ avec $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ qui fournissent des échantillons pratiquement purs de kaons et de pions. Les $D^{*\pm}$ sont sélectionnés en appliquant une coupure de ± 1 MeV autour du pic relatif à la différence de masse $m(K^-\pi^+\pi^+) - m(K^-\pi^+)$. La figure 3.6 de gauche montre l'efficacité de kaons et la fraction de pions identifiés comme kaons en fonction de l'impulsion de la trace. Ensuite, la résolution sur l'angle Cherenkov est mesurée pour ces échantillons de pions et de kaons par tranche d'impulsion. Connaissant la différence d'angle Cherenkov entre les deux hypothèses, on représente sur la figure 3.6 de droite le nombre de sigmas entre les deux hypothèses. On obtient bien à 3 GeV/c une séparation K/π de 4 sigmas.

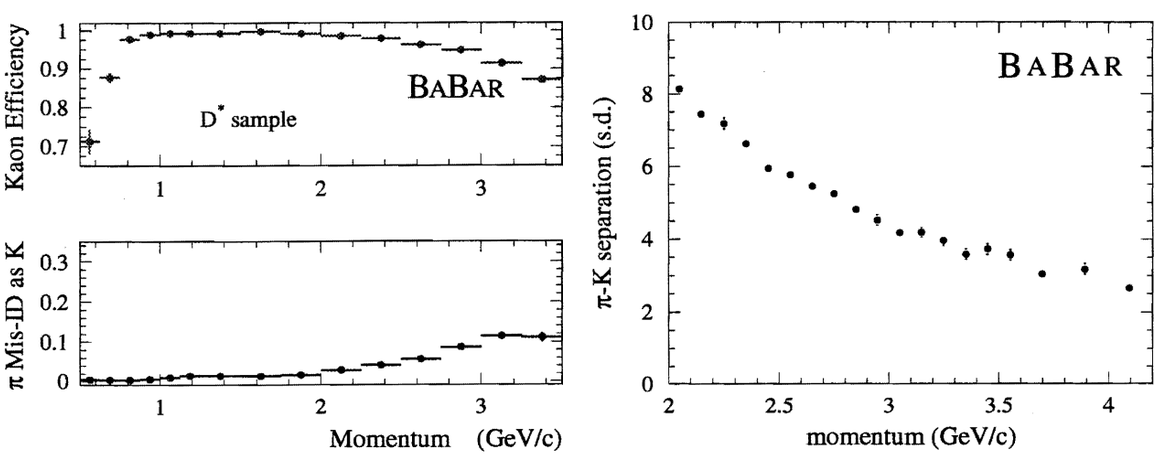


FIG. 3.7 – *Pour des kaons et des pions obtenus à partir des désintégrations $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm$ avec $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, la figure de gauche représente l'efficacité de kaons et la fraction de pions identifiés comme kaons en fonction de l'impulsion de la trace. Pour le même échantillon, la figure de droite montre la séparation K/π en nombre de sigmas en fonction de l'impulsion de la trace.*

3.3 Conclusion

Le DIRC est donc un formidable détecteur d'identification de particules qui présente toutes les caractéristiques requises pour étudier les mésons B produits à l'$\Upsilon(4S)$. En association avec la mesure de la perte d'énergie dans la chambre à dérive, le DIRC identifie avec une bonne efficacité les kaons de basse énergie indispensables à l'étiquetage des B. De plus, le DIRC sépare les kaons des pions à mieux que 4 sigmas jusqu'à une impulsion de 3 GeV/c ce qui est nécessaire pour la mesure de l'angle α du Triangle d'Unitarité. On verra dans la suite de ce mémoire, à la fois dans la partie 4 consacrée à l'étiquetage et dans la partie 6 relative à l'étude de la violation de CP dans $B^0 \to \rho^{\pm}\pi^{\mp}/K^{\mp}$, le rôle primordial joué par le DIRC.

4

Étiquetage de la saveur des mésons B dans *BABAR*

L'objet de ce chapitre est de décrire brièvement ma contribution à l'étude des méthodes déterminant la saveur en quark b des mésons B (l'étiquetage). Cette activité scientifique couvre la période qui va de l'été 1995 à la fin de l'année 1998. Au cours de cette période, un groupe de physique au sein de *BABAR*, auquel j'ai participé activement, a préparé les méthodes d'étiquetage qui sont résumées dans les deux références [51, 52]. Le résultat de ce travail a été ensuite présenté dans le livre de physique de l'expérience *BABAR* [11] et il se trouve dans l'annexe C de ce mémoire.

Dans un premier temps, nous exposerons le principe de l'étiquetage des mésons B dans les expériences de type *BABAR* ou Belle. Ensuite, nous présenterons rapidement les différentes variables discriminantes utiles à l'étiquetage des B et les méthodes pour extraire l'information de ces variables. Enfin, nous donnerons les performances de ces méthodes et nous les comparerons à celles utilisées actuellement dans *BABAR*.

4.1 Principe et stratégie de l'étiquetage des B

Comme il a été exposé dans le chapitre 3, la paire (B–$\bar{B}$) produite par la désintégration du $\Upsilon(4S)$ constitue un système quantique antisymétrique qui évolue en fonction du temps de façon cohérente jusqu'à ce que l'un des deux mésons se désintègre tandis que l'autre continue à osciller, puis se désintègre à son tour. L'un des deux B est reconstruit de façon exclusive, par exemple en un état propre de CP comme $J/\psi\,\mathrm{K_S}$, tandis que les particules appartenant à l'autre B servent à déterminer sa saveur et, par conséquent, la saveur du premier B à l'instant $\Delta\mathrm{t} = 0$.

La détermination de la saveur du B repose sur les corrélations existant entre le signe des particules issues de sa désintégration et sa saveur en quark b. La figure 4.1 montre

plusieurs exemples simples de telles corrélations. Si un lepton est produit directement par une désintégration semi-leptonique du B, comme dans le cas de la figure 4.1-a, le signe du lepton est le même que celui du quark b. En revanche, lorsque le lepton est issu d'une désintégration en cascade, sa charge peut être l'opposée de celle du quark b, comme dans le cas de la figure 4.1-b, ce qui est le plus fréquent ou avoir le même signe que le quark b, comme dans le cas de la figure 4.1-c. S'il n'est pas possible de séparer cinématiquement les deux cas de désintégrations en cascade, on peut utiliser des variables cinématiques telles que l'impulsion du lepton pour séparer les leptons directs des leptons de cascade. En effet, les leptons directs ont une impulsion plus grande que les leptons issus des désintégrations en cascade.

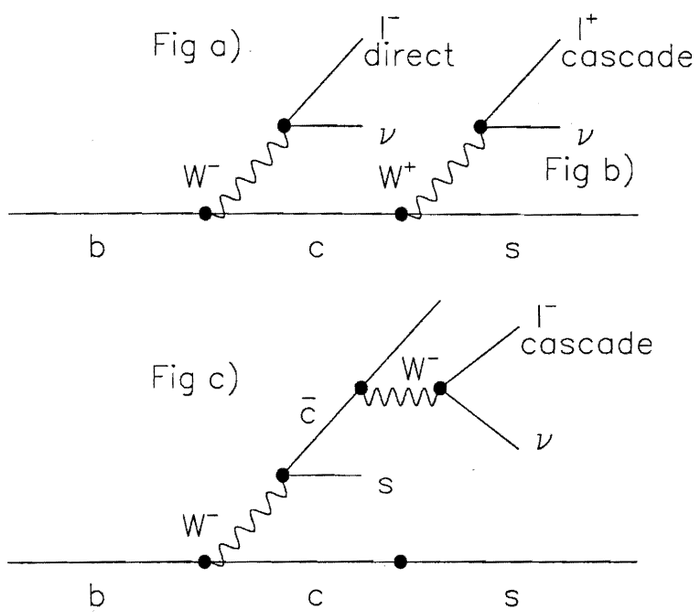


FIG. 4.1 – *a) Production directe d'un lepton de charge négative qui étiquette un $\overline{B}^0$. b) Production d'un lepton à partir d'une désintégration en cascade $b \longrightarrow c \longrightarrow s$. c) Production d'un lepton à partir d'une désintégration en cascade $\bar{c} \longrightarrow \bar{s}$*

De façon identique, la charge du kaon produit dans la désintégration en cascade $b \longrightarrow c \longrightarrow s$ est totalement corrélée à la charge du quark b initial : ainsi, un kaon K^+ étiquette un B^0. Cependant, 10% des kaons peuvent être produits avec un signe opposé à celui du quark b dans le cas de cascade du même type que celle de la figure 4.1-c. Comme pour les leptons, il est extrêmement difficile de distinguer ces deux types de désintégration.

Dans le cadre de l'étude réalisée pour le livre de physique de *BABAR*, l'étiquetage des B repose essentiellement sur les leptons et les kaons. On ne considère pas l'informa-

tion supplémentaire, d'ailleurs très faible, apportée par les pions mous produits par les désintégrations des D^*. Les événements sont séparés en catégories disjointes selon qu'ils contiennent des électrons, des muons ou des kaons. Pour mesurer la performance d'une catégorie c, on dispose d'un estimateur $Q_c = \varepsilon_c(1 - 2w_c)^2$ où ε_c est la fraction d'événements associés à la catégorie d'étiquetage c et w_c la fraction de mauvais étiquetage, c'est-à-dire la probabilité d'attribuer la mauvaise saveur au méson B. L'erreur statistique sur la mesure de $\sin 2\beta$, par exemple, est inversement proportionnelle, au premier ordre, à la quantité $\sqrt{\sum_c Q_c}$.

4.2 Variables discriminantes

Il existe des variables cinématiques et topologiques qui permettent de distinguer les leptons directs des leptons de cascade. Une recherche systématique de telles variables discriminantes est résumée dans la référence [51] et dans l'étude du livre de physique de *BABAR*. Seules les variables les plus performantes sont conservées (voir le paragraphe C.2.3). Il s'agit de :

- P_l^*, l'impulsion du lepton dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$;
- M_{recoil}, la masse de recul du lepton ;
- P_{miss}, l'impulsion manquante de l'événement ;
- θ_{miss}, l'angle entre la direction du lepton et la direction de l'impulsion manquante dans le référentiel du B^0 ;
- θ_{min}^W, l'angle entre la direction du W et la direction de la particule la plus proche de la direction du W dans le référentiel du B^0 ;
- E_{90}^W, l'énergie dans le réferentiel du B^0 mesurée dans un cône de 90 degrés autour de la direction du W ;
- *Asym*, l'asymétrie dans le réferentiel du B^0 entre la projection par rapport à la direction du lepton de la somme des impulsions dans l'hémisphère du lepton et la projection de la somme des impulsions des autres particules ;
- Q^2, la masse invariante du W ;
- $Q_l Q_K$, le produit des charges du lepton et du kaon ;
- $Q_{l1} Q_{l2}$, le produit des charges des deux leptons.

Pour les kaons, il n'existe pas de variables qui permettent de distinguer les deux types de désintégrations en cascade, mais on trouve des variables qui indiquent si un kaon neutre est présent dans la désintégration du B. Si tel est le cas, la probabilité d'avoir un kaon chargé avec le mauvais signe est plus grande, car le kaon neutre prend la place du kaon chargé de bon signe produit dans $b \to c \to s$. Deux variables donnent respectivement une

information sur la présence de K_S ou de K_L, il s'agit de :

- N_{imp}, le nombre de traces dans l'événement avec un paramètre d'impact dans le plan transversal supérieur à 1 mm ;
- M_{miss}, la masse manquante de l'événement.

4.3 Approche multidimentionnelle

L'information fournie par ces différentes variables discriminantes est combinée à travers des méthodes multidimentionnelles. Dans l'annexe C.1, on décrit plusieurs méthodes réunies dans un même programme du nom de `Cornelius`. Dans la suite de cette partie, on ne considérera que la méthode basée sur des réseaux de neurones [53]. Les résultats pour toutes les méthodes sont résumés dans l'annexe C.2.

On distingue trois types de topologie d'événements : ceux avec un kaon, ceux avec un lepton et ceux avec un lepton **et** un kaon. Pour chaque type d'événements, on construit un réseau de neurones qui utilise les variables discriminantes suivantes :

Lepton : P_l^*, M_{recoil}, P_{miss}, θ_{miss}, θ_{min}^W.

Lepton and kaon : $Q_l Q_K$.

Kaon : N_{imp}, M_{miss}.

Les formes des distributions des variables discriminantes peuvent être différentes à cause de la méthode d'identification (par exemple, l'IFR n'est pas capable de détecter des muons de moins de 800 MeV/c, tandis que le calorimètre électromagnétique identifie les électrons jusqu'à 300 MeV/c). Pour tenir compte de cet effet, les électrons et les muons sont traités séparément. En pratique, cinq catégories d'étiquetage sont donc considérées dans cette analyse (électron, électron+kaon, muon, muon+kaon et kaon).

En outre, afin d'améliorer les performances d'étiquetage, une seconde approche est proposée ; elle consiste à réunir toutes les catégories en une seule et à traiter toutes les variables à la fois dans un réseau global afin d'extraire de l'information des corrélations entre catégories. Enfin, on ajoute l'information apportée par la présence d'un second lepton. Le réseau de neurones est bâti sur 15 variables qui sont :

1st Lepton : P_l^*, M_{recoil}, P_{miss}, θ_{miss}, θ_{min}^W, E_{90}^W, $Asym$, Q^2,

Kaon : $Q_l Q_K$, N_{imp}, M_{miss},

2nd Lepton : P_l^*, M_{recoil}, E_{90}^W, $Q_{l1} Q_{l2}$.

4.4 Performances de l'étiquetage des B dans BABAR

Avec ces cinq catégories d'étiquetage, le réseau de neurones délivre pour $\sim$ 55% des événements une information sur l'étiquetage des B que l'on peut traiter par deux approches différentes.
On peut considérer que l'on a un B^0 ou un $\overline{B}^0$ selon que la sortie du réseau de neurones est supérieure ou inférieure à une valeur donnée. Dans ce cas, les performances de la méthode d'étiquetage sont mesurées par l'intermédiaire du facteur de qualité $Q = \sum_c Q_c$, où Q_c est déterminé pour chaque catégorie c (voir paragraphe 4.1).
On peut aussi mieux utiliser toute l'information délivrée par le réseau en construisant, à partir de la sortie du réseau de neurones x_{NN}, les probabilités $p_{B^0}(x_{NN})$ et $p_{\overline{B}^0}(x_{NN})$ d'étiqueter respectivement un B^0 ou un $\overline{B}^0$. Si on mesure les paramètres de CP (par exemple $\sin 2\beta$) par une méthode de maximum de vraisemblance, on injecte alors les probabilités $p_{B^0}(x_{NN})$ et $p_{\overline{B}^0}(x_{NN})$ dans la vraisemblance calculée événement par événement. On démontre dans la référence [51] que, pour ce type d'approche, un estimateur au premier ordre de Q_c est $\varepsilon_c\langle s^2\rangle_c$, où la séparation $\langle s^2\rangle$ est définie comme suit :

$$\langle s^2\rangle = \left\langle \left(\frac{p_{B^0}(x_{NN}) - p_{\overline{B}^0}(x_{NN})}{p_{B^0}(x_{NN}) + p_{\overline{B}^0}(x_{NN})}\right)^2 \right\rangle = \left\langle (1 - 2p_{\overline{B}^0}(x_{NN}))^2 \right\rangle = \left\langle (1 - 2p_{B^0}(x_{NN}))^2 \right\rangle ,$$

TAB. 4.1 – *Performances de l'étiquetage. La première méthode considère plusieurs réseaux de neurones optimisés pour chaque catégorie d'étiquetage. La seconde méthode utilise un seul réseau de neurones.*

Catégorie d'étiquetage	**Séparation** $\langle s^2\rangle_c$ (%)	**Efficacité d'étiquetage** ϵ_c (%)	**Qualité d'étiquetage** $Q_c = \epsilon_c \cdot \langle s^2\rangle_c$ (%)
Électron **(1)**	36.0	12.9	4.6
Électron + Kaon **(2)**	60.6	6.0	3.6
Muon **(3)**	34.6	7.9	2.7
Muon + Kaon **(4)**	57.5	4.6	2.6
Kaon **(5)**	39.5	24.2	9.6
TOTAL (1)+(2)+ 3)+(4)+(5)		55.6	**23.1**
Réseau de neurones global	42.1	55.6	**23.4**

Le tableau 4.1 résume les performances de l'étiquetage lorsque l'on considère les cinq catégories séparément ou un réseau traitant globalement toutes les variables discriminantes. Les résultats obtenus avec du Monte Carlo sont relativement identiques et donnent

respectivement $Q = 23.1\%$ et $Q = 23.4\%$. Cependant, il est important de remarquer que les performances de l'étiquetage dépendent énormément de la qualité de l'identification des particules (notamment de celle des kaons). Ainsi, si l'on suppose que l'on a une identification parfaite, on obtient $Q = 35.9\%$. Lors de la réalisation de cette étude pour le livre de physique de *BABAR*, l'identification des particules n'était pas optimale dans les programmes de reconstruction. On peut donc estimer que $Q \simeq 23\%$ était vraiment une limite inférieure à ce que l'on pouvait espérer et que une valeur de $Q \simeq 30\%$ semblait beaucoup plus raisonnable.

Les méthodes d'étiquetage développées pour le livre de physique [11] ont été reprises pour l'étiquetage actuel de *BABAR* [54, 55]. Cet étiquetage repose maintenant sur des réseaux de neurones entraînés spécifiquement pour des catégories élémentaires (électron, muon, kaon...). On retrouve, par exemple, comme variables discriminantes utilisées par les réseaux traitant les catégories avec des leptons, les variables P_l^*, θ_{miss} et E_{90}^W déjà décrites dans l'étude précédente (partie 4.2). De plus, l'étiquetage actuel propose une idée originale, déjà en germe dans le réseau global décrit dans la partie 4.3, qui consiste à combiner les sorties des réseaux obtenues pour chaque catégorie élémentaire par un nouveau réseau, ceci afin de tenir compte des corrélations entre les catégories élémentaires. Ensuite, selon la sortie de ce réseau de neurone et sa topologie (présence de lepton, de kaon...), les événements sont répartis en quatre catégories : la catégorie «Lepton» contient les événements avec un lepton, éventuellement accompagné d'un kaon ; les catégories «Kaon I» et «Kaon II» contiennent des événements avec des kaons et des pions mous provenant des désintégrations des D^* ; les événements restants, dont on peut tirer un peu d'information pour l'étiquetage, sont classés dans la catégorie «Inclusive».

TAB. 4.2 – *Performances de l'étiquetage de BABAR mesurées avec des événements complètement reconstruits* $B^0 \to D^{(*)-}h^+$.

Catégorie	ε_c (%)	w_c (%)	Q_c (%)
Lepton	9.1 ± 0.2	3.3 ± 0.6	7.9 ± 0.3
Kaon I	16.7 ± 0.2	10.0 ± 0.7	10.7 ± 0.4
Kaon II	19.8 ± 0.3	20.9 ± 0.8	6.7 ± 0.4
Inclusive	20.0 ± 0.3	31.5 ± 0.9	2.7 ± 0.3
Total	65.6 ± 0.5		28.1 ± 0.7

Le tableau 4.2 résume les performances de cette méthode d'étiquetage pour ces quatre catégories. Ces mesures sont obtenues directement à partir d'événements complètement reconstruits issus de désintégrations telles que $B^0 \to D^{(*)-}h^+$ pour lesquelles il n'y a pas d'ambiguïté pour la détermination de la saveur du B^0. On obtient $Q = 28.1\%$ ce qui

est remarquable. On peut noter dans ce tableau 4.2 l'importance de la contributions des catégories contenant un kaon. Cela met en relief le rôle primordial du DIRC dans les performances de l'étiquetage des mésons B par *BABAR*.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons résumé le travail réalisé pour préparer l'étiquetage des mésons B dans *BABAR*. Cette étude a été publiée dans le livre de physique de *BABAR* [11] (voir dans l'annexe C). Des méthodes, basées notamment sur l'utilisation de réseaux de neurones, ont été développées pour résoudre ce type de configurations à plusieurs variables discriminantes. D'ailleurs, l'étiquetage utilisé actuellement dans *BABAR* s'inspire beaucoup de ces méthodes. Enfin, ce travail a permis de préparer l'analyse dilepton décrite dans le chapitre suivant. Ainsi, une partie des variables discriminantes utilisées pour séparer les leptons directs des leptons de désintégrations en cascade est reprise pour sélectionner les événements de type dilepton.

5

Mesure de Δm_d et recherche de la violation de T et CP avec des dileptons

Ce chapitre va retracer la mesure de Δm_d et la recherche de la violation de T et CP au sein de l'expérience *BABAR*, avec des événements de type dilepton. Ces événements reconstruits inclusivement contiennent deux leptons qui peuvent être des électrons ou des muons. Une première étude de faisabilité a été réalisée de l'été 1996 à la fin de l'année 1997 pendant la construction du détecteur. Cette étude, résumée dans le chapitre 11 du livre de physique de *BABAR* [11], a démontré la validité et la performance d'une telle approche.

Dès que les premières données de *BABAR* ont été disponibles vers la fin de l'année 1999, l'analyse dilepton a commencé. On a pu ainsi présenter, lors de la conférence ICHEP 2000 à Osaka un premier résultat de la mesure de Δm_d, possédant le même niveau de précision que la valeur moyenne mondiale de l'époque [56] (voir annexe D.1). Cette analyse avec un échantillon d'événements plus important a donné lieu à la présentation au cours de la conférence de Moriond, pendant l'hiver 2001, d'une mesure de Δm_d encore plus précise. Finalement, en 2002, l'expérience *BABAR* a publié la mesure de Δm_d avec des dileptons, dans le journal «Physical Review Letters» [12]. Dans le même numéro de ce journal, on trouve un article [13] présentant la recherche de la violation de T et CP dans le mélange avec un échantillon similaire de dileptons. Ces deux publications sont disponibles dans les annexes D.2 et D.3 de ce mémoire.

Dans un premier temps, nous exposerons la méthode de mesure de Δm_d et de recherche de la violation de T et CP avec des événements dileptons. Nous décrirons ensuite la sélection des dileptons ainsi que l'algorithme utilisé pour déterminer la différence Δt entre les temps de désintégration des B. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus à partir des distributions temporelles, à la fois pour Δm_d et pour le test de T et CP.

5.1 Principe de l'analyse des événements dileptons

Au début de l'expérience *BABAR*, une mesure de précision de la fréquence d'oscillation $(B^0-\overline{B}^0)$ validait toutes les méthodes reposant sur des asymétries dépendant de la différence de temps Δt. Ces méthodes allaient d'ailleurs permettre de découvrir la violation de CP dans le système $(B^0-\overline{B}^0)$ et de mesurer $\sin(2\beta)$. En outre, en association avec les limites sur la recherche des oscillations $(B_s^0-\overline{B}_s^0)$, l'étude de la fréquence d'oscillation $(B^0-\overline{B}^0)$ permettait aussi de contraindre le Triangle d'Unitarité (voir partie 1.5.1) à travers l'élément de matrice V_{td}.

La différence de masse Δm_d entre les deux états propres de masse $|B_L\rangle$ et $|B_H\rangle$ peut être mesurée en comparant la probabilité d'observer des paires $B^0\overline{B}^0$ à celle d'observer des paires de B^0B^0 ou $\overline{B}^0\overline{B}^0$, en fonction de la différence Δt entre les temps propres de désintégration des deux B neutres qui sont produits à la résonance $\Upsilon(4S)$. Ainsi, on a accès directement à Δm_d grâce à l'asymétrie temporelle suivante :

$$\begin{aligned} a_{\Delta m_d}(\Delta t) &= \frac{P(B^0,\overline{B}^0)(\Delta t)-(P(B^0,B^0)(\Delta t)+P(\overline{B}^0,\overline{B}^0)(\Delta t))}{P(B^0,\overline{B}^0)(\Delta t)+P(B^0,B^0)(\Delta t)+P(\overline{B}^0,\overline{B}^0)(\Delta t)} \\ &= \cos(\Delta m_d \Delta t). \end{aligned} \tag{5.1}$$

Comme il a été montré dans le chapitre 4 consacré à l'étiquetage des B, la charge du lepton issu de la désintégration directe $b \to \ell$ des B détermine sa saveur en quark b sans ambiguïté. On peut donc extraire une mesure de Δm_d de l'asymétrie entre le nombre de paires de leptons de même charge et le nombre de paires de lepton de charge opposée.

D'autre part, l'asymétrie $a_{T/CP}$ entre les deux probabilités d'oscillations $P(\overline{B}^0 \to B^0)$ et $P(B^0 \to \overline{B}^0)$ teste la violation de CP et de T dans le mélange (voir partie 1.3.2). Cette asymétrie s'écrit en fonction des paramètres complexes de mélange p et q :

$$a_{T/CP} = \frac{P(\overline{B}^0 \to B^0)-P(B^0 \to \overline{B}^0)}{P(\overline{B}^0 \to B^0)+P(B^0 \to \overline{B}^0)} = \frac{1-|q/p|^4}{1+|q/p|^4}. \tag{5.2}$$

Dans le cadre du Modèle Standard (voir partie 1.5.2), on attend pour $a_{T/CP}$ une valeur de l'ordre ou plus petite que 10^{-3} . De façon identique à la mesure de $a_{\Delta m_d}(\Delta t)$, comme la charge du lepton étiquette la saveur du B neutre, l'asymétrie expérimentale entre les paires leptons de même charge $\ell^+\ell^+$ et $\ell^-\ell^-$ permet de tester la violation de CP et de T dans le mélange.

Il est très intéressant de remarquer que la démarche utilisée dans *BABAR* à la fois pour mesurer Δm_d et pour étudier la violation de CP et de T est très similaire à celle de CPLEAR présentée dans le chapitre 2. Les informations sont extraites d'asymétries dépendant du temps pour lesquelles la saveur des mésons K^0 ou B^0 est déterminée par l'intermédiaire de la charge des leptons ou des kaons chargés produits.

5.2 Sélection inclusive des événements dileptons

La détermination de la saveur des deux B^0 repose sur le signe de la charge des deux leptons (électron ou muon) issus de la désintégration directe $b \to \ell$ de chaque B^0. Dans cette partie, on décrit la méthode appliquée pour sélectionner de façon inclusive ces événements de type dilepton [57, 58].

5.2.1 Identification des leptons et sélection des traces

On ne considère que les particules chargées dont l'impulsion dans le référentiel du centre de masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ est comprise entre 700 MeV/c et 2.5 GeV/c, dont l'impulsion dans le référentiel du détecteur est comprise entre 500 MeV/c and 5 GeV/c, et dont l'angle polaire est compris entre 0.5 et 2.6 radians. Afin d'améliorer la résolution en Δz, on demande que les traces possèdent un coup dans au moins quatre des cinq couches du SVT (voir description en 3.1.2) et que l'erreur sur Δz soit inférieure à 175 μm.

Les électrons sont sélectionnés à partir du rapport E/p entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et l'impulsion de la particule, de la forme de la gerbe dans le calorimètre et de la perte d'énergie dE/dx dans la chambre à dérive. Les muons sont identifiés par l'énergie déposée dans le calorimètre et par les informations délivrées par les chambres de type RPC [47] installées dans le retour de champ en fer (nombre de coups dans les chambres, continuité de la trace et profondeur de pénétration). La sélection des électrons et des muons a une efficacité de 92% et 75% pour une probabilité de mauvaise identification de 0.2% et 3%. L'utilisation en veto du DIRC permet de rejeter les kaons qui parviennent à passer les coupures précédentes.

5.2.2 Suppression du bruit de fond

Les événements provenant du continuum, des interactions Bhabha ou des interactions Bhabha radiatives sont supprimés en posant les conditions suivantes : au moins cinq traces chargées dans l'événement, le second moment de Fox-Wolfram inférieur à 0.4, l'aplanarité de l'événement supérieur à 0.01 et la masse invariante au carré de l'événement supérieur à 20(GeV/c^2)^2.

Les électrons issus des conversions des photons sont rejetés en appliquant un critère de sélection sur la masse invariante et la distance d'approche reconstruites entre l'un des deux leptons choisis (s'il s'agit d'un électron) et toute autre trace identifiée comme un électron.

Enfin, on supprime tout événement qui contient une combinaison de deux leptons de même nature ayant une masse invariante dans la fenêtre de masse du J/ψ ou du $\psi(2S)$.

5.2.3 Sélection des dileptons directs

La séparation entre les leptons directs et les leptons de cascade est basée sur une approche directement issue des méthodes développées pour l'étiquetage de B (voir partie 4). Un réseau de neurones combine cinq variables discriminantes définies dans le référentiel du centre de masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ (voir la figure D.7 de l'annexe D.3) :

- l'impulsion des deux leptons de plus grande impulsion, p_1^* et p_2^* ;
- l'énergie totale visible, E_{tot}, et l'impulsion manquante, p_{miss}, de l'événement ;
- l'angle d'ouverture entre les deux leptons, θ_{12}.

Les deux premières variables, p_1^* and p_2^*, sont très efficaces pour séparer les leptons directs des leptons de cascade. La variable θ_{12} supprime les paires de leptons direct-cascade provenant d'un même B. Le réseau de neurones choisi (5 : 5 : 2) se compose de trois couches avec 2 noeuds de sortie (une pour chaque lepton). Le réseau est entraîné avec 40000 dileptons issus des désintégrations de B^0 and $B^\pm$ génériques, et les noeuds de sortie sont fixés à 1 et 0 pour les leptons directs et de cascade. On a sélectionné les événements pour lesquels les sorties du réseau représentées sur la figure 5.1 sont supérieures à 0.8.

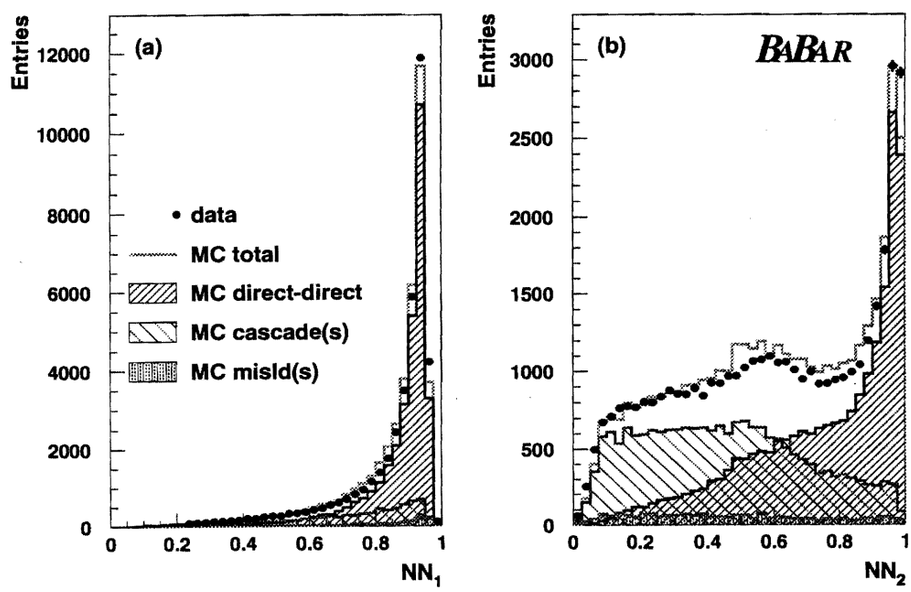


FIG. 5.1 – *Distributions de la sortie du réseau de neurones pour le lepton de plus grande impulsion (a) et le lepton d'impulsion inférieure pour les données (points) et pour le Monte Carlo (histogrammes).*

5.2.4 Réduction de la fraction de B chargés avec un pion mou

Dans l'approche inclusive de cette analyse, l'échantillon final de dileptons provient pratiquement autant de B neutres que de B chargés qui n'oscillent pas. Pour enrichir l'échantillon en B^0, le lepton direct peut être associé à un pion mou produit par la désintégration d'un $D^{*\pm}$. En effet, les B chargés ne peuvent produire un lepton direct et un $D^{*\pm}$ que par des processus beaucoup moins probables (10 – 20% des désintégrations semi-leptoniques).

L'identification des événements avec un pion mou repose sur une méthode proposée par la collaboration CLEO [59]. On considère les traces avec une implusion dans le centre de masse inférieure à 190 MeV/c. La direction du D^* est proche de celle du pion mou car le D^0 et le pion mou sont produits presque au repos dans le référentiel du D^*. L'énergie $E^*_{D^*}$ du D^* dans le référentiel de la résonance $\Upsilon(4S)$ est approximativement $E^*_{D^*} \simeq (E^*_\pi/E^{D^*}_\pi)M_{D^*}$ où E^*_π est l'énergie du pion mou dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$ et où $E^{D^*}_\pi$ est l'énergie connue du pion mou dans le référentiel du D^*. Avec les quadrivecteurs du lepton et du D^* ainsi estimé, on calcule le carré de l'énergie manquante M^2_m du neutrino qui est représenté sur la figure 5.2. On ne classe alors dans la catégorie «pion mou» que les événements avec $|M^2_m| \leq 1.0(\,\mathrm{GeV}/c^2)^2$.

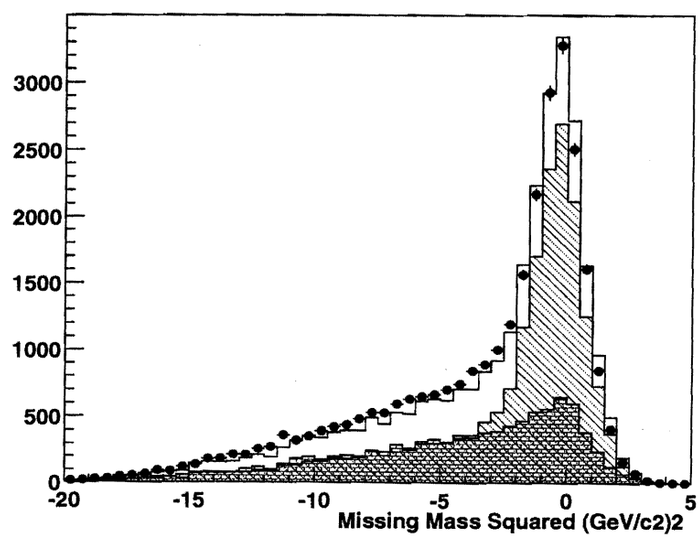


FIG. 5.2 – *Distributions du carré de l'énergie manquante M^2_m pour les données (points), pour le Monte Carlo générique $B\overline{B}$ (histogramme), pour le Monte Carlo générique B^0 (histogramme hachuré) et pour le Monte Carlo générique $B^\pm$ (histogramme quadrillé).*

5.2.5 Échantillon final pour la mesure de Δm_d

Les analyses décrites dans les publications [12] et [13] portent sur un échantillon de collisions e^+e^- enregistrées auprès de l'accélérateur PEP-II entre octobre 1999 et octobre 2000. Cela correspond à une luminosité intégrée de $20.7\,\mathrm{fb}^{-1}$ d'événements produits à la résonance $\Upsilon(4S)$ (soit environ 23 millions de paires $B\bar{B}$) et à une luminosité intégrée de $2.6\,\mathrm{fb}^{-1}$ d'événements produits à 40 MeV en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$. Après avoir appliqué la sélection explicitée précédemment, 99010 événements dont 18638 dans la catégorie «pion mou» subsistent dans l'échantillon final. La fraction d'événements ne provenant pas des désintégrations $B\bar{B}$, estimée à partir des données produites en-dessous de la résonance, est respectivement de 3.4% et 1.85% pour l'échantillon total et le sous-échantillon «pion mou».

5.3 Détermination de Δt

Dans cette approche inclusive, il n'est pas possible de reconstruire les vertex de chaque B pour mesurer la différence Δz entre les deux vertex. Cependant, on peut développer une méthode permettant de mesurer Δz avec une résolution satisfaisante. Les deux traces leptoniques et la contrainte sur la position du faisceau sont utilisées pour déterminer par un ajustement, la position du vertex de la résonance $\Upsilon(4S)$ dans le plan transversal. Ensuite, la différence des coordonnées z du point de plus proche approche de chaque trace à ce vertex donne une estimation de Δz (voir figure 5.3). Un ajustement avec deux gaussiennes de la fonction de résolution donne des sigmas de l'ordre de $85\,\mu$m et $195\,\mu$m avec 75% des événements dans la gaussienne la plus étroite.

Cette méthode qui ne tient pas compte du vol dans le plan transversal des B est moins précise quand le vol du B est important c'est-à-dire quand Δz est grand. Il en résulte une dépendance entre la résolution et Δz. Cet effet introduit un biais de $-0.004\ \mathrm{ps}^{-1}$ sur la mesure de Δm_d qui est corrigé dans le résultat final.

La différence de temps Δt entre le temps propre des deux B est alors définie comme $\Delta\mathrm{t} = \Delta\mathrm{z}/(\langle\beta\gamma\rangle c)$ avec $\langle\beta\gamma\rangle = 0.554$ (voir les principes de *BABAR* résumés dans la partie 3.1.1). Cette approximation néglige l'impulsion des mésons B dans le référentiel de la résonance $\Upsilon(4S)$ (soit $\sim$ 340 MeV) qui n'est pas mesurable avec l'approche inclusive utilisée dans cette analyse. Cependant, l'effet estimé par une simulation Monte Carlo est très faible, il est de $-0.002\ \mathrm{ps}^{-1}$ et il est corrigé dans le résultat final.

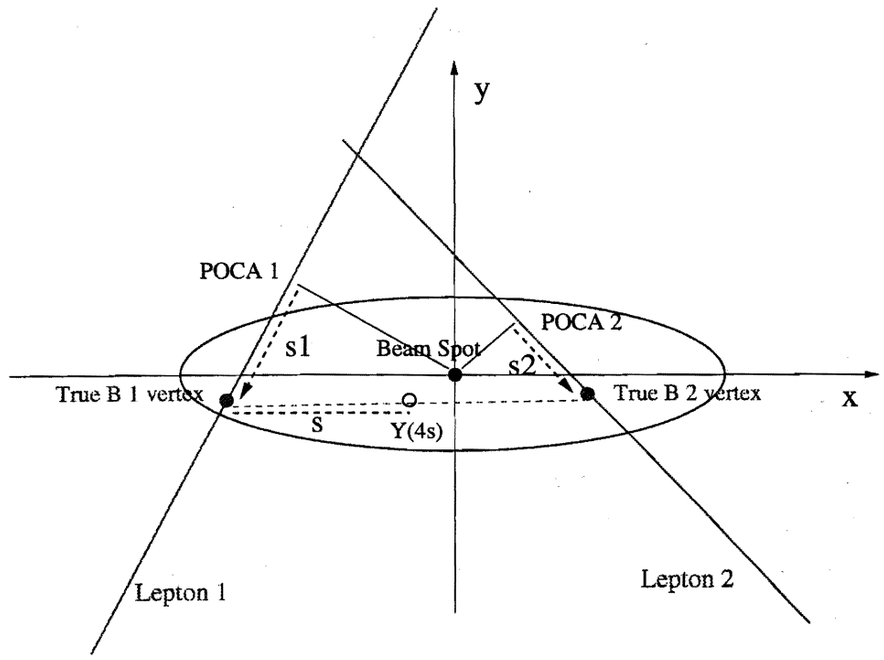


FIG. 5.3 – *Vue schématique dans le plan transversal d'un événement dilepton. En réalité, le faisceau est beaucoup plus aplati ($\sigma_x \simeq 120\,\mu$m et $\sigma_y \simeq 6\,\mu$m) ce qui permet d'utiliser la coordonnée y pour contraindre la position du vertex de la résonance $\Upsilon(4S)$.*

5.4 Mesure de Δm_d

Dans cette partie je vais résumer l'analyse dilepton élaborée au début de l'année 2001 pour mesurer Δm_d. Cette étude a été présentée à la conférence de Moriond au cours de l'hivers 2001 et est complètement décrite dans la note [60].

5.4.1 Stratégie de la mesure

Pour extraire la valeur de Δm_d, un ajustement des distributions en Δt reposant sur une méthode de maximum de vraisemblance est mis oeuvre. L'échantillon est d'abord divisé en deux sous-échantillons : le premier contient les événements possédant un pion mou (voir la définition dans la partie 5.2.4), le second contient le reste des événements dileptons. La fonction de vraisemblance totale s'écrit alors comme le produit des fonctions de vraisemblance calculées pour chaque sous-échantillon. Cette approche permet d'améliorer l'erreur statistique sur Δm_d, tout en disposant d'un échantillon beaucoup plus pur en B^0, celui qui est constitué des événements avec un pion mou.

Dans cette approche inclusive, comme le Monte Carlo n'est pas toujours en mesure

de simuler tous les modes de désintégrations, il est préférable de déterminer le plus de quantités physiques à partir des données. Dans cette analyse, la fraction de B^0 par rapport au paires de $B\bar{B}$ produites à la résonance $\Upsilon(4S)$, ainsi que la probabilité de mauvais étiquetage sont donc directement extraites des données. De façon identique, la fonction de résolution obtenue avec le Monte Carlo est corrigée par des paramètres calculés à l'aide des données.

5.4.2 Les différentes catégories d'événements de l'échantillon de dileptons

On ne décrira que brièvement les différentes fonctions de densité de probabilité intervenant dans la fonction de vraisemblance. La formulation mathématique de chaque fonction de densité de probabilité est disponible dans la note [60]. Dans l'échantillon dilepton, on peut distinguer cinq catégories principales d'événements :

- **Signal :** Le signal est constitué d'événements dileptons pour lesquels les deux leptons sont directs. Ils étiquettent correctement la saveur des mésons B par leur charge. Comme ces événements peuvent être issus de paires de B neutres ou chargés, un paramètre correspondant au rapport $BF(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)/BF(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\overline{B}^0)$ est laissé libre dans l'ajustement pour en tenir compte.
- **Lepton direct et lepton de cascade provenant de l'autre B :** Il s'agit des événements dileptons pour lesquels les 2 leptons viennent de différents B mais où l'un des deux leptons est issu d'une désintégration en cascade. Par conséquent, l'étiquetage est l'opposé de ce qu'il devrait être. En plus, la différence de temps Δt est affectée par le vol de la particule charmée (D^0, $D^{\pm}$...) qui produit le lepton de cascade. La fraction de ce type d'événements et le vol moyen des particules charmées sont laissés libres dans l'ajustement.
- **Lepton direct et lepton de cascade provenant du même B :** Cette catégorie contient des événements dileptons pour lesquels les 2 leptons viennent du même B et où l'un des deux leptons est issu d'une désintégration en cascade. Dans ce cas le signe de la charge des deux B est toujours opposé. La fraction de ce type d'événements est déduite à l'aide du Monte Carlo et de la fraction d'événements de la catégorie précédente. La distribution en Δt est déterminée à partir du Monte Carlo.
- **Bruit de fond de type J/ψ :** Malgré les coupures appliquées pour supprimer les événements J/ψ ou $\psi(2S)$, l'échantillon final contient une faible fraction ($\sim$ 1%) de ces événements. La distribution en Δt et la fraction sont extraites du Monte Carlo.

- **Bruit de fond provenant du continuum :** À la fois la fraction et la distribution en Δt des événements de bruit de fond provenant du continuum sont déterminées avec les données enregistrées à une énergie de 40 MeV en-dessous de celle de la résonance $\Upsilon(4S)$. De cette façon, on est totalement indépendant du Monte Carlo pour ce type de bruit de fond.

On retrouve en plus dans l'échantillon final $\sim$ 3% d'événements provenant de désintégrations $b \to \tau \to \ell$. Ils ont un étiquetage correct et leur temps de désintégration est pratiquement le même que pour les leptons directs. Par conséquent, ces événements sont considérés comme du signal.

Enfin, les leptons peuvent être mal identifiés. S'il s'agit de pions directs (par exemple, $B \to D^*\pi$, $B \to D^*\rho$...), ils sont considérés comme du signal. S'ils sont issus de désintégrations en cascade, leur fraction relative est estimée à partir du Monte Carlo et leur distribution en Δt est la même que les leptons de cascade selon qu'ils viennent du même B que le lepton direct ou de l'autre B.

5.4.3 Fonction de résolution

Seules les deux catégories d'événements, *Signal* et *Lepton de cascade provenant de l'autre B*, sont sensibles à Δm_d. Leurs fonctions de densité de probabilité sont convoluées par la fonction de résolution extraite du Monte Carlo. Cependant, pour tenir compte à la fois des mauvais alignements du SVT et des imperfections de reconstruction des traces qui sont mal reproduits par la simulation Monte Carlo, on introduit deux paramètres pour corriger la fonction de résolution. Un premier paramètre dilate la distribution de la fonction de résolution tandis qu'un second paramètre correspond à la fraction d'événements mal reconstruits, représentés par une gaussienne très large ($\sigma \simeq 4\tau_{B0}$). Ces deux paramètres sont laissés libre dans l'ajustement.

Cette modélisation de la fonction de résolution est validée avec des désintégrations de J/ψ en dileptons. Un ajustement des distributions en Δz comparées au Monte Carlo donne à la fois un paramètre de dilatation et une fraction de gaussienne large en accord avec les paramètres mesurés avec l'échantillon final de dileptons.

5.4.4 Résultats

L'ajustement simultané avec une méthode de maximum de vraisemblance, des deux sous-échantillons (événements avec et sans pion mou) comprend 10 paramètres libres :

- le rapport de $B^\pm$ par rapport aux B^0 pour chaque sous-échantillon,
- la fraction de mauvais étiquetage pour chaque sous-échantillon,

- le vol moyen des particules charmées pour chaque sous-échantillon,
- le facteur commun de dilatation de la fonction de résolution
- la fraction d'événements dans la gaussienne large de la fonction de résolution pour chaque sous-échantillon,
- Δm_d.

Après correction des effets sur la détermination de Δt explicités dans la partie 5.3, on mesure $\Delta m_d = (0.499 \pm 0.010(stat) \pm 0.009(syst))$ ps^{-1}. Le résultat de l'ajustement est représenté sur la figure 5.4. On observe en particulier pour la première fois la deuxième oscillation dans l'asymétrie.

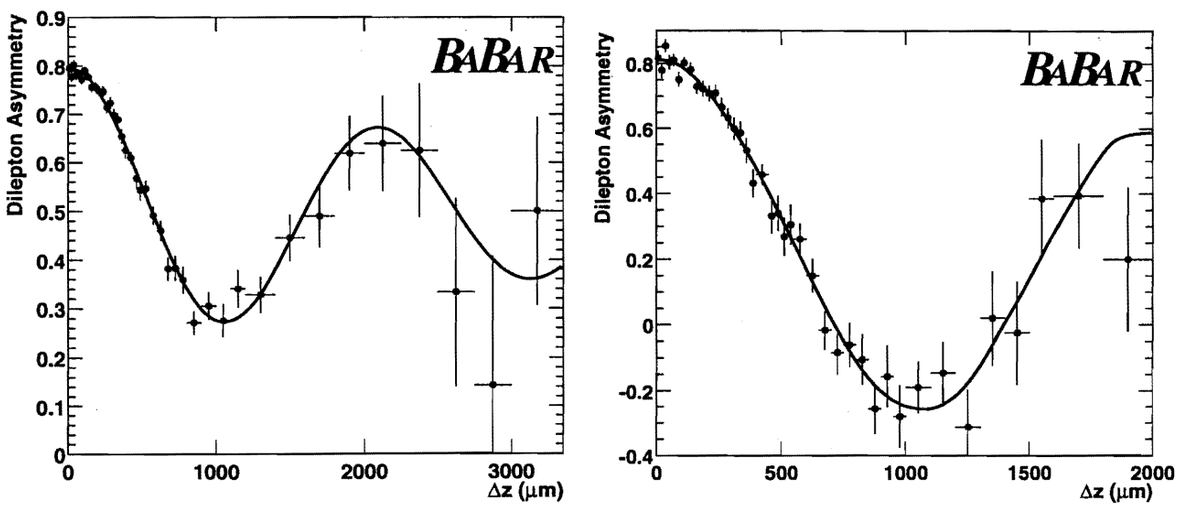


FIG. 5.4 – *Asymétries entre les événements dileptons de signe opposé (ℓ^+, ℓ^-) et ceux de même signe $((\ell^+, \ell^+)$ et $(\ell^-, \ell^-))$ pour tout l'échantillon de dileptons inclusifs (gauche) et pour un échantillon enrichi en B^0 avec un «pion mou»(droite). La courbe représente le résultat de l'ajustement.*

L'erreur systématique totale provient d'abord des approximations faites dans la modélisation des différentes catégories constituant l'échantillon dilepton, décrite dans le paragraphe 5.4.2. Cela représente une erreur de ± 0.006 ps^{-1}. Ensuite, l'incertitude sur la mesure des temps de vie des $B^\pm$ et des B^0 qui sont fixés dans l'ajustement à la valeur moyenne mondiale entraîne une erreur systématique de ± 0.005 ps^{-1}. Enfin, d'autres effets liés à l'estimation de la fraction de mauvaise identification ou à la détermination de la fonction de résolution contribuent plus faiblement à l'erreur systématique totale.

Cette mesure de Δm_d a été présentée dans les conférences à partir de la conférence de Moriond de 2001. En 2002 la publication finale [12] (voir annexe D.2) présente une analyse très similaire. Cependant, comme elle ne reprend pas l'idée originale du traitement d'une partie des dileptons avec des pions mous et comme elle utilise une modélisation de la fonction de résolution plus précise avec plus de paramètres libres, l'erreur statistique est un peu plus grande. On mesure $\Delta m_d = (0.493 \pm 0.012(stat) \pm 0.009(syst))$ ps^{-1}.

5.5 Recherche de la violation de T et CP

La mesure de l'asymétrie $a_{T/CP}$ définie par l'équation 5.2 est réalisée avec des dileptons de même charge sélectionnés avec un jeu de coupures très similaires [61] à celles utilisées pour la mesure de Δm_d. Comme cette asymétrie de charge ne dépend pas directement du temps Δt, toutes les coupures qui permettent d'améliorer la résolution en Δt ont été relâchées ; il s'agit notamment de celles portant sur l'angle polaire, le nombre de coups dans le SVT et l'erreur sur Δz. En revanche, cette asymétrie $a_{T/CP}$ est très sensible à une différence d'efficacité d'identification ou de probabilité de mauvaise identification entre les particules de charge positive ou négative. Afin de réduire ces éventuelles sources d'erreur systématique, une sélection plus sévère des leptons est appliquée ; on supprime ainsi des anti-protons et des kaons en utilisant le dE/dx de la chambre à dérive et l'angle Cherenkov du DIRC.

Le bruit de fond composant les dileptons de même charge, essentiellement des leptons de cascade provenant des événements $B^0\overline{B}^0$ ou B^+B^-, prédomine à petit Δz (voir figure 5.5). Par conséquent, en ne conservant que les événements avec $\Delta z > 200\,\mu$m, on rejette 50% du bruit de fond sans affecter significativement le signal.

Comme on attend une valeur petite pour l'asymétrie $a_{T/CP}$, nous avons déterminé et corrigé les éventuelles asymétries de charge liées à la détection des électrons et des muons. Ces asymétries de charge proviennent de différences entre particules positives et négatives, pour l'efficacité de reconstruction de la trace, pour l'efficacité d'identification de la particule et enfin pour la probabilité de mauvaise identification. Une correction de ces trois effets est appliquée événement par événement en fonction de variables cinématiques telles que l'impulsion, l'angle polaire ou l'angle azimuthal de la trace. Les tables de corrections sont déterminées à partir d'échantillons de contrôle très purs (par exemple, électrons provenant de $ee \to eeee$ (avec $\gamma\gamma \to ee$) ou de Bhabha radiatifs, muons provenant de $ee \to ee\mu\mu$ (avec $\gamma\gamma \to \mu\mu$), pions issus des désintégrations $K_S \to \pi^+\pi^-$...). Une description très détaillée de cette méthode de correction est disponible dans l'annexe D.3.

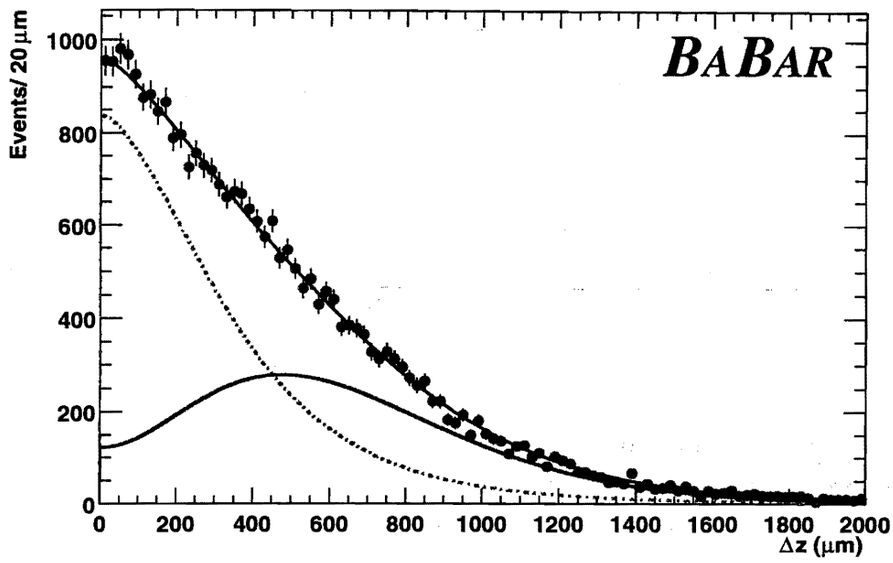


FIG. 5.5 – *Distribution des dileptons de même charge en fonction de* Δz. *Les courbes en trait plein et pointillé représentent respectivement la composante de signal (paires* B^0B^0 *ou* $\overline{B}^0\overline{B}^0$*) et la composante de bruit de fond (leptons de cascade, leptons provenant des* J/ψ*, du continuum et de pions identifiés comme des leptons).*

L'asymétrie $A^{\ell\ell}_{T/CP}$ entre les paires leptons de même charge $\ell^+\ell^+$ et $\ell^-\ell^-$ n'est équivalente à l'asymétrie $a_{T/CP}$ que pour du signal pur, c'est-à-dire pour des leptons directs issus d'événements B^0B^0 et $\overline{B}^0\overline{B}^0$. Cependant, comme le montre la figure 5.5, l'échantillon de dileptons de même charge est contaminé par des leptons de cascades, des événements du continuum ou des désintégrations de J/ψ. Si on suppose qu'il n'y a pas d'asymétrie de charge dans le bruit de fond et qu'il n'y a pas de violation de CP directe dans les désintégrations semi-leptoniques, l'asymétrie dileptons $A^{\ell\ell}_{T/CP}$ peut s'écrire en fonction des nombres N d'événements corrigés des asymétries de détection comme

$$A^{\ell\ell}_{T/CP}(\Delta t) = \frac{N(\ell^+\ell^+, \Delta t) - N(\ell^-\ell^-, \Delta t)}{N(\ell^+\ell^+, \Delta t) + N(\ell^-\ell^-, \Delta t)} = a_{T/CP} \cdot \frac{S(\Delta t)}{S(\Delta t) + B(\Delta t)}, \qquad (5.3)$$

où $S(\Delta t)$ et $B(\Delta t)$ sont respectivement les fonctions de densité de probabilité pour le signal et pour le bruit de fond. La mesure de $a_{T/CP}$ demande alors de déterminer le facteur de dilution $S(\Delta t)/\left[S(\Delta t) + B(\Delta t)\right]$. Les fonctions $S(\Delta t)$ et $B(\Delta t)$ sont obtenues avec un ajustement simultané des dileptons de charge opposée et de même charge. Cet ajustement est identique à celui présenté dans la partie précédente, si ce n'est que l'on a fixé la valeur de Δm_d à la valeur moyenne mondiale. Un ajustement par une méthode de χ^2 en fonction de Δt de l'asymétrie $A^{\ell\ell}_{T/CP}$ (voir figure 5.6) donne $a_{T/CP} = (0.5 \pm 1.2)\,\%$.

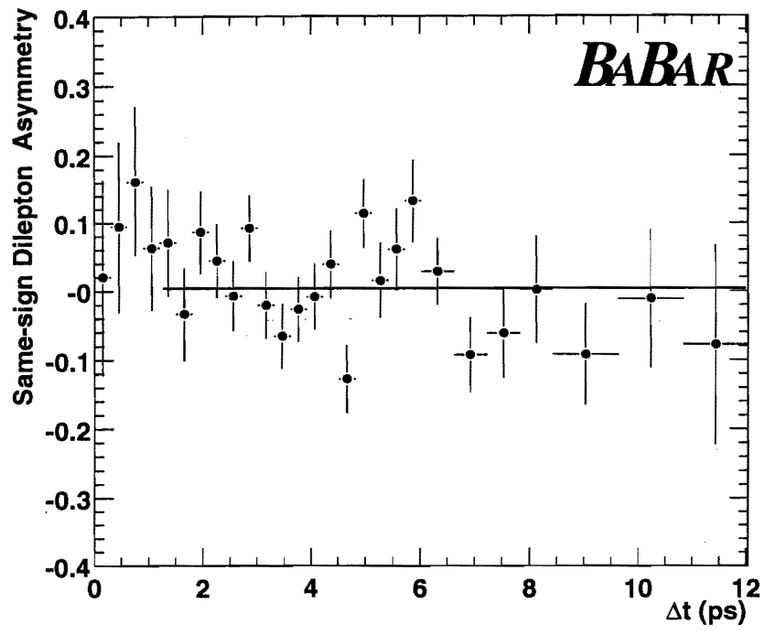


FIG. 5.6 – *Asymétrie entre les dileptons* (ℓ^+, ℓ^+) *et* (ℓ^-, ℓ^-), *corrigée du bruit de fond en fonction de* Δt. *La courbe représente le résultat de l'ajustement pour les événements avec* $\Delta z > 200\,\mu$m.

L'erreur systématique sur $A^{\ell\ell}_{T/CP}$ a trois origines :

- Il peut subsister une asymétrie résiduelle de détection des leptons même après correction. Elle est estimée avec un échantillon indépendant de leptons uniques ayant les mêmes caractéristiques topologiques et cinématiques que les dileptons. Cela donne une erreur systématique pour $a_{T/CP}$ de 0.5% pour les électrons et de 0.6% pour les muons.
- L'effet d'une éventuelle asymétrie de charge du continuum est estimée à 0.7% avec les événements produits à 40 MeV en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$.
- On a fait l'hypothèse qu'il n'y a pas d'asymétrie de charge pour le bruit de fond. En fait, les événements avec $\Delta z < 200\,\mu$m qui sont essentiellement constitués par des dileptons de cascade permettent d'estimer pour cette hypothèse une erreur systématique de 0.9% pour $a_{T/CP}$.

En conclusion, on mesure $a_{T/CP} = (0.5 \pm 1.2(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst}))\,\%$. De l'équation 5.2, on tire la mesure suivante de la norme du rapport des paramètres complexes de mélange p et q :

$$|q/p| = 0.998 \pm 0.006(\text{stat}) \pm 0.007(\text{syst}).$$

L'asymétrie $a_{T/CP}$ peut aussi s'exprimer en fonction d'un paramètre de CP simi-

laire au paramètre ε_{T} défini dans le système $(K^0 - \overline{K}^0)$ (voir partie 2.3.1), il s'écrit $\varepsilon_{\mathrm{T}}^B = (p-q)/(p+q)$. On obtient $\mathrm{Re}(\varepsilon_{\mathrm{T}}^B)/(1+|\varepsilon_{\mathrm{T}}^B|^2) = (1.2 \pm 2.9(\mathrm{stat}) \pm 3.6(\mathrm{syst})) \times 10^{-3}$, ce qui constitue à ce jour le test le plus précis de la violation de T et CP dans le mélange $(B^0 - \overline{B}^0)$. Cette mesure est en bon accord avec les mesures antérieures [62].

5.6 Conclusion

Cette analyse des événements de type dilepton a donné rapidement pour la mesure de Δm_d des résultats plus précis que la valeur moyenne mondiale de l'époque. Cette mesure, qui a été présentée dans de nombreuses conférences et qui a donné lieu à une publication, est une validation de toutes les méthodes reposant sur des asymétries dépendant du temps utilisées pour étudier la violation de CP dans l'expérience *BABAR*.

En outre, cet échantillon dilepton a permis de rechercher la violation de T et de CP dans le mélange et de réaliser la mesure, la plus précise à ce jour, de la norme du rapport des paramètres de mélange p et q. Pour l'instant, après cette mesure, $|q/p|$ est encore compatible avec 1 et, par conséquent, cette violation de CP dans le mélange n'a toujours pas été observée dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$.

6

Violation de CP dans $B^0 \to \rho^{\pm} h^{\mp}$

Ce chapitre porte sur l'étude de la violation de CP dans les désintégrations $B^0 \to \rho^{\pm} h^{\mp}$ où h peut être un pion ou un kaon. Depuis l'été 2001, je contribue activement à cette étude au sein de l'expérience *BABAR*. Les premiers résultats de cette analyse sont résumés dans un papier de conférence [14] disponible dans l'annexe E.1 de ce mémoire. Ces résultats préliminaires ont été présentés en conférence au cours de l'été 2002. Un article en cours de publication [63] présente les résultats finals pour toutes les données enregistrées dans le détecteur *BABAR* de 1999 à 2002 et il est repris dans l'annexe E.2.

Dans un premier temps, nous exposerons l'enjeu théorique d'une telle étude et nous définirons le formalisme théorique. Ensuite, nous présenterons rapidement la sélection des événements et nous exposerons la méthode d'ajustement utilisée. Enfin, nous donnerons les résultats obtenus à la fois pour la mesure des rapports d'embranchement et l'étude de la violation de CP avec les données enregistrées de 1999 à 2002.

6.1 Présentation théorique et stratégie expérimentale

6.1.1 Enjeu théorique

L'étude des désintégrations $B^0 \to \rho^{\pm} h^{\mp}$ avec $h = \pi, K$ présente un double enjeu théorique.

D'une part, même si en 2001 les expériences Belle et *BABAR* [5, 6] ont démontré l'existence de la violation de CP dans l'interférence pour le système $(B^0 - \overline{B}^0)$, il n'en reste pas moins fondamental d'observer ce type de violation de CP dans un mode de désintégration comme $B^0 \to \rho^{\pm}\pi^{\mp}$ qui fait intervenir l'élément V_{ub} de la matrice CKM (voir définition de la matrice dans la partie 1.5.1). En outre, avec le mode $B^0 \to \rho^{\pm} h^{\mp}$, on peut espérer voir la violation de CP directe qui, à ce jour, n'est toujours pas observée dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$, même si l'expérience Belle semble avoir une indication d'une

violation dans le mode $B^0 \to \pi^+\pi^-$ [64].

D'autre part, l'étude des asymétries en fonction du temps Δt permet de mesurer des paramètres de violation de *CP* liés à l'angle α du Triangle d'Unitarité. Associés aux mesures des autres angles et des côtés du Triangle d'Unitarité, de telles mesures constituent une importante validation de la représentation du mélange des saveurs par la matrice CKM, testant ainsi la cohérence du Modèle Standard.

Le ρ est une résonance large ($m = 771.1 \pm 0.9\,\mathrm{MeV}/c^2$ et $\Gamma = 149.2 \pm 0.7\,\mathrm{MeV}$) qui se désintègre principalement en $\pi^{\pm}\pi^0$. Les états finals $\pi^+\pi^-\pi^0$ et $K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$ considérés dans cette étude peuvent donc recevoir des contributions au niveau de l'amplitude provenant d'autres canaux tels que par exemple $B^0 \to \rho^{\pm}\pi^{\pm}$ ou $B^0 \to K^*\pi$. En ne prenant en compte que deux régions du diagramme de Dalitz $h^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$, centrées autour de la masse du ρ, on se retrouve alors dans une situation très similaire à la désintégration en deux corps $B^0 \to \pi^+\pi^-$. Une telle approche porte le nom d'approche «quasi deux corps».

Cependant, à la différence de l'état $\pi^+\pi^-$, les états $\rho^{\pm}\pi^{\mp}$ ne sont pas des états propres de *CP*. Mais les amplitudes des désintégrations $B^0 \to \rho^+\pi^-(\overline{B}^0 \to \rho^-\pi^+)$ et $B^0 \to \rho^-\pi^+(\overline{B}^0 \to \rho^+\pi^-)$ ont des modules comparables. En effet, on peut estimer que le module du rapport de ces amplitudes est de l'ordre de 2 [65], en ne considérant que les diagrammes dominant de type «arbre» (voir figure 6.1) et en utilisant la factorisation naïve. Par conséquent, la dilution de la mesure des paramètres associée à la violation de *CP* dans l'interférence reste faible.

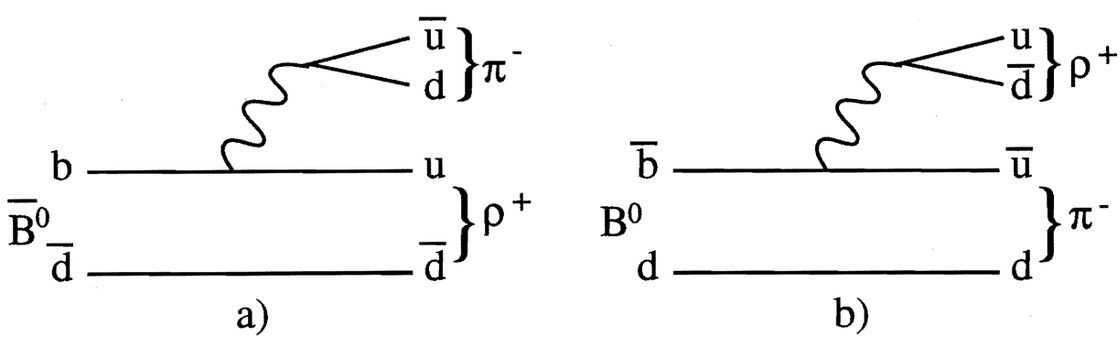


FIG. 6.1 – *Diagrammes de type «arbre» dominant les désintégrations $\overline{B}^0 \to \rho^+\pi^-$ a) et $B^0 \to \rho^+\pi^-$ b).*

En revanche, le rapport d'embranchement de $B^0 \to \rho\pi$ qui est de l'ordre de $(20 - 30) \cdot 10^{-6}$ [66, 67] est beaucoup plus grand que le rapport d'embranchement $B^0 \to \pi^+\pi^-$ qui est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6}$ [68], ce qui assure au mode $\rho^{\pm}\pi^{\mp}$ une sensibilité plus grande à la mesure de la violation de *CP* que le mode $\pi^+\pi^-$.

Enfin, considérer de façon générique les désintégrations $B^0 \to \rho^{\pm}h^{\mp}$ présente l'avantage de traiter simultanément deux modes qui sont une source de bruit de fond l'un pour l'autre, tout en permettant de rechercher la violation de CP directe dans le mode $B^0 \to \rho^{\pm}K^{\mp}$.

6.2 Formalisme dans l'approximation quasi deux corps

Dans le cadre de l'approche «quasi deux corps», pour écrire les probabilité des désintégration en fonction du temps t, il est nécessaire de généraliser l'équation 1.13 au cas où on a deux états finals $|f\rangle$ et $|\bar{f}\rangle$:

$$\begin{aligned}
|\langle f|\mathcal{H}|B^0_{\text{phys}}(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_f|^2\big[\tfrac{1}{2}(1+|\lambda|^2)+\tfrac{1}{2}(1-|\lambda|^2)\cos(\Delta m_B t)-\mathcal{I}m\,\lambda\sin(\Delta m_B t)\big],\\
|\langle f|\mathcal{H}|\bar{B}^0_{\text{phys}}(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_f|^2\big[\tfrac{1}{2}(1+|\lambda|^2)-\tfrac{1}{2}(1-|\lambda|^2)\cos(\Delta m_B t)+\mathcal{I}m\,\lambda\sin(\Delta m_B t)\big],\\
|\langle \bar{f}|\mathcal{H}|B^0_{\text{phys}}(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_{\bar{f}}|^2\big[\tfrac{1}{2}(1+|\bar{\lambda}|^2)+\tfrac{1}{2}(1-|\bar{\lambda}|^2)\cos(\Delta m_B t)-\mathcal{I}m\,\bar{\lambda}\sin(\Delta m_B t)\big],\\
|\langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0_{\text{phys}}(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_{\bar{f}}|^2\big[\tfrac{1}{2}(1+|\bar{\lambda}|^2)-\tfrac{1}{2}(1-|\bar{\lambda}|^2)\cos(\Delta m_B t)+\mathcal{I}m\,\bar{\lambda}\sin(\Delta m_B t)\big],
\end{aligned} \tag{6.1}$$

où

$$\lambda = \frac{q}{p}\frac{\bar{A}_f}{A_f} \quad \text{avec} \quad A_f = \langle f|\mathcal{H}|B^0\rangle \quad \text{et} \quad \bar{A}_f = \langle f|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle,$$

$$\bar{\lambda} = \frac{q}{p}\frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_{\bar{f}}} \quad \text{avec} \quad A_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|\mathcal{H}|B^0\rangle \quad \text{et} \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle.$$

Afin d'obtenir une définition des équations 6.1 en accord avec le formalisme choisi pour le mode $B^0 \to \pi^+\pi^-$ [68], en supposant qu'il n'y a pas de violation de CP dans le mélange (soit $|q/p| = 1$), on peut introduire cinq paramètres expérimentaux qui sont :

$$\begin{aligned}
A_{CP} &= \frac{|A_f|^2+|\bar{A}_f|^2-|A_{\bar{f}}|^2-|\bar{A}_{\bar{f}}|^2}{|A_f|^2+|\bar{A}_f|^2+|A_{\bar{f}}|^2+|\bar{A}_{\bar{f}}|^2},\\
C+\Delta C &= \frac{1-|\lambda|^2}{1+|\lambda|^2} = \frac{|A_f|^2-|\bar{A}_f|^2}{|A_f|^2+|\bar{A}_f|^2},\\
C-\Delta C &= \frac{1-|\bar{\lambda}|^2}{1+|\bar{\lambda}|^2} = \frac{|A_{\bar{f}}|^2-|\bar{A}_{\bar{f}}|^2}{|A_{\bar{f}}|^2+|\bar{A}_{\bar{f}}|^2},\\
S+\Delta S &= \frac{2\,\mathcal{I}m\,\lambda}{1+|\lambda|^2},\\
S-\Delta S &= \frac{2\,\mathcal{I}m\,\bar{\lambda}}{1+|\bar{\lambda}|^2}.
\end{aligned} \tag{6.2}$$

A partir des paramètres ainsi définis, en posant $f = \rho^+ h^-$ et $\bar{f} = \rho^- h^+$, les probabilités de désintégration dans l'état $\rho^\pm h^\mp$ définies en 6.1 s'écrivent :

$$P^{\rho^\pm h^\mp}_{B^0\text{tag}}(\Delta t)=(1 \pm A_{CP})\frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau}\left[1 + \Big((S \pm \Delta S)\sin(\Delta m_d \Delta t) - (C \pm \Delta C)\cos(\Delta m_d \Delta t)\Big)\right],$$
$$P^{\rho^\pm h^\mp}_{\bar{B}^0\text{tag}}(\Delta t)=(1 \pm A_{CP})\frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau}\left[1 - \Big((S \pm \Delta S)\sin(\Delta m_d \Delta t) - (C \pm \Delta C)\cos(\Delta m_d \Delta t)\Big)\right]. \tag{6.3}$$

où l'indice «B^0tag» correspond à la saveur du B^0 qui accompagne celui qui se désintègre en $\rho^\pm h^\mp$ et Δt est la différence des temps propres entre les deux B^0.

Les asymétries de charge $A^{\rho\pi}_{CP}$ et $A^{\rho K}_{CP}$ testent la violation de CP directe ; la dépendance en fonction de Δt est décrite par les quatre paramètres C, ΔC, S et ΔS. Dans le cas de $B^0 \to \rho^\pm K^\mp$, l'état final étiquette sans aucune ambiguïté la saveur B^0 au moment de la désintégration, en fait on a seulement $B^0 \to \rho^- K^+$, et par conséquent, les quatre paramètres sont parfaitement déterminés à partir des équations 6.2. En posant $f = \rho^+ K^-$, ils valent $C = 0$, $\Delta C = -1$, $S = 0$ et $\Delta S = 0$. Pour le mode $B^0 \to \rho^\pm \pi^\mp$, ces quatre paramètres permettent de mesurer la violation de CP. Si on fait la somme sur la charge du ρ des équations 6.3 et si on néglige l'asymétrie de charge $A^{\rho\pi}_{CP}$, on retrouve la simple asymétrie de CP entre les nombres de B^0 et $\overline{B}^0$ définie, par exemple, pour le mode $B^0 \to \pi^+\pi^-$ [68] :

$$A_{B^0/\bar{B}^0} = (N_{B^0 tag} - N_{\bar{B}^0 tag})/(N_{B^0 tag} + N_{\bar{B}^0 tag}) \sim S\sin(\Delta m_d \Delta t) - C\cos(\Delta m_d \Delta t)\ . \tag{6.4}$$

Le paramètre C représente alors la violation directe de CP tandis que le paramètre S mesure la violation de CP dans l'interférence qui dépend de l'angle α du Triangle d'Unitarité. Les paramètres ΔC and ΔS ne sont pas sensibles à la violation de CP et ils peuvent être différents de zéro.

Les paramètres $A^{\rho\pi}_{CP}$ et C, qui mesurent la violation de CP directe, sont clairement définis du point de vue expérimental. En revanche leur interprétation physique est plus ardue, il est donc préférable de faire appel à deux asymétries intégrées en fonction du temps A_{+-} et A_{-+} qui dépendent des paramètres $A^{\rho\pi}_{CP}$, C et ΔC. Ces asymétries comparent des probabilités de désintégrations qui sont conjuguées par la symétrie CP et par conséquent si l'une des deux asymétries est différente de zéro, cela met en évidence la violation directe de CP (voir partie 1.3.1). Ces asymétries s'écrivent :

$$A_{+-} = \frac{P(\overline{B}^0 \to \rho^+\pi^-) - P(B^0 \to \rho^-\pi^+)}{P(\overline{B}^0 \to \rho^+\pi^-) + P(B^0 \to \rho^-\pi^+)} = \frac{A^{\rho\pi}_{CP} - C - A^{\rho\pi}_{CP}\cdot\Delta C}{1 - \Delta C - A^{\rho\pi}_{CP}\cdot C}\ , \tag{6.5}$$
$$A_{-+} = \frac{P(\overline{B}^0 \to \rho^-\pi^+) - P(B^0 \to \rho^+\pi^-)}{P(\overline{B}^0 \to \rho^-\pi^+) + P(B^0 \to \rho^+\pi^-)} = -\frac{A^{\rho\pi}_{CP} + C + A^{\rho\pi}_{CP}\cdot\Delta C}{1 + \Delta C + A^{\rho\pi}_{CP}\cdot C}\ . \tag{6.6}$$

On retrouve que pour que l'une des deux asymétries A_{+-} ou A_{-+} soit différente de zéro, c'est-à-dire pour qu'il y ait une preuve de violation directe de CP, il suffit d'avoir l'un des deux paramètres $A_{CP}^{\rho\pi}$ ou C non-nul.

6.3 Principes de la mesure de α

Il est important de voir comment on peut mesurer l'angle α du Triangle d'Unitarité à partir de l'étude des désintégrations de type $B^0 \to \rho^{\pm}\pi^{\mp}$ et plus généralement $B^0 \to \pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$. On peut distinguer trois types d'approche :

- **Approche quasi deux corps :** Si l'on se place dans le cas de l'approximation quasi deux corps, il a été montré dans la référence [65] qu'en l'absence de diagrammes de type «pingouin» (voir la figure 6.2), on peut en principe extraire α de l'asymétrie $A_{B^0/\bar{B}^0}$ dépendant du temps définie en 6.4. En effet, le paramètre S est alors proportionnel à $\sin 2\alpha$ et le coefficient de proportionnalité peut être déduit de la mesure de ΔC et ΔS. D'ailleurs, ce paramètre ΔC qui mesure l'asymétrie entre les deux modes dominants des désintégrations en $\rho^{\pm}\pi^{\mp}$ représenté sur la figure 6.1 (ρ produit à partir du quark b ou du quark spectateur), est estimé autour de 0.3 dans le cadre de la factorisation naïve [65]. Le paramètre ΔS pour lequel il n'y a pas de prédiction théorique est sensible, lui, à la différence des phases fortes entre les différentes amplitudes participant à $B^0 \to \rho^{\pm}\pi^{\mp}$.
  L'hypothèse de l'absence de diagrammes de type «pingouin» n'est certainement pas assez conservative. Si on veut mesurer α sans négliger cette contribution, on doit faire appel à des modèles théoriques plus complexes pour estimer les différents modules des amplitudes des diagrammes de type arbre et pingouin ainsi que leurs phases relatives. On peut, par exemple, utiliser un modèle proposé récemment qui donne des résultats intéressants pour les désintégrations en deux corps $B \to \pi\pi$ ($K\pi$) ; il s'agit de la «factorisation QCD» [69].
- **Approche quasi deux corps avec l'hypothèse de symétrie d'isospin :** Il est possible de s'affranchir de l'utilisation d'un modèle théorique en considérant en plus des désintégrations $B^0 \to \rho^+\pi^-$ et $B^0 \to \rho^-\pi^+$, les trois désintégrations $B^0 \to \rho^0\pi^0$, $B^+ \to \rho^+\pi^0$ et $B^+ \to \rho^0\pi^+$. Dans le livre de physique de *BABAR* [11], on décrit une approche très similaire à celle proposée pour le mode $\pi\pi$ [70], qui consiste à supposer la symétrie d'isospin dans les désintégrations $B \to \rho\pi$. On en déduit une relation entre ces cinq amplitudes qui correspond à la représentation d'un pentagone dans le plan complexe. Cependant, cette approche semble très compliquée dans le cas $B \to \rho\pi$ et, en particulier, il sera très difficile de lever les ambiguïtés discrètes

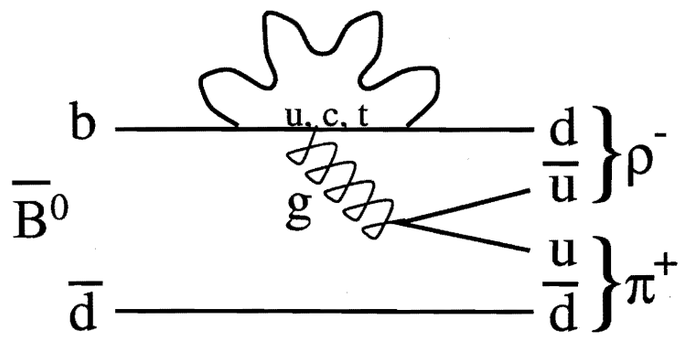


FIG. 6.2 – *Diagrammes de type «pingouin» gluonique intervenant dans les désintégrations $\overline{B}^0 \to \rho^-\pi^+$.*

sur l'angle α inhérent à la méthode.

Dans la référence [71], on trouve une méthode reposant encore sur la symétrie d'isospin pour majorer l'erreur théorique sur la détermination de α ; cette méthode est pratiquement identique à celle élaborée pour établir la limite de Grossman-Quinn dans le mode $\pi\pi$ [72]. S'il s'avérait que le rapport d'embranchement de $B^0 \to \rho^0\pi^0$ est très petit, une telle approche serait très performante et on pourrait contraindre très fortement l'erreur théorique.

- **Approche dans le diagramme de Dalitz $\pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$:** Une analyse [73, 11, 71] dans le diagramme de Dalitz $\pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$ en fonction de Δt peut permettre de mesurer l'angle α grâce aux contraintes imposées par la symétrie d'isospin. Cette méthode qui ne nécessite pas d'étudier les modes chargés, mesurerait l'angle α sans être affectée par les ambiguïtés discrètes. Cependant, cette approche est très exigeante d'un point de vue expérimental et il semble difficile de la mettre en oeuvre. En effet, il est nécessaire notamment de disposer d'une grande statistique d'événements $B^0 \to \pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$, de bien connaître toutes les résonances participant à cet état final et de bien maîtriser tous les bruits de fond dans le diagramme de Dalitz.

Dans la suite de ce chapitre, on se placera dans l'approximation «quasi deux corps». On présentera les résultats résultats finals pour toutes les données enregistrées dans le détecteur *BABAR* de 1999 à 2002 ; cette analyse correspond à celle présentée dans l'annexe E.2.

exclusives non-charmées ont été considérées [74] et le bruit de fond charmé est étudié avec des désintégrations inclusives des mésons B. Le nombre d'événements N^h_{exp} intervenant dans l'ajustement de la fonction de vraisemblance est estimé en utilisant l'efficacité mesurée avec le Monte Carlo et un rapport d'embranchement correspondant à une mesure antérieure ou à une estimation basée sur des mesures de rapports d'embranchement de mode similaires. Les modes sont alors regroupés en catégories pour lesquelles les variables discriminantes ont des distributions similaires (voir tableau 6.1).

TAB. 6.1 – Liste des modes de bruit de fond provenant des désintégrations des B. L'astérisque indique que le rapport d'embranchement est déduit d'autres mesures.

Modes Chargés	N^{π}_{exp}	N^{K}_{exp}	A_{π}	A_K	B (10^{-6})
$B^+ \to \pi^+K^{*0}(K^0_S\pi^0)$	1.1	0.0	-1	-	2 – 7*
$B^+ \to \rho^+K^{*0}(K^+\pi^-)$	0.0	2.9	-	-1	0 – 24*
$B^+ \to \rho^+\rho^0_{[\text{long}]}$	20.1	0.0	$+0.10$	-	5 – 50*
$B^+ \to (a_1\pi)^+$	10.0	0.0	0	-	10 – 60*
$B^+ \to \eta'(\rho^0\gamma)\pi^+$	1.7	0.0	-0.81	-	0 – 6*
$B^+ \to \eta'(\rho^0\gamma)K^+$	0.1	7.6	$+1$	-1	21.4 ± 1.7
$B^+ \to \pi^0\rho^+$	17.0	0.0	-1	-	5 – 30*
$B^+ \to \pi^+\rho^0$	35.8	0.0	-0.46	-	9.5 ± 2.0
$B^+ \to K^0_S(\pi^+\pi^-)\pi^+$	7.9	0.0	-0.75	-	9.0 ± 0.9
$B^+ \to K^+\rho^0$	0.9	10.2	$+1$	-1	3.9 ± 3.0
$B^+ \to K^+f_X(1300)$	3.5	13.7	$+1$	-1	13.0 ± 9.0
$B^+ \to K^+f_0(\pi^+\pi^-)$	1.6	14.2	$+1$	-1	11.7 ± 4.0
$B^+ \to \pi^0K^{*+}(K^+\pi^0)$	0.0	6.0	-	-1	10.3 ± 2.6
$B^+ \to K^+\pi^0$	0.0	18.2	-	-1	12.7 ± 1.2
$B^+ \to \pi^+\pi^0$	5.0	0.0	-1	-	5.8 ± 1.0
$B^+ \to (K_X^{(**)}(K\pi)\pi)^+$	4.7	0.7	-0.63	-1	7 – 23*
$B^+ \to (K_X^{(**)}(\text{other})\pi)^+$	4.7	0.7	-0.63	-1	0 – 40*
$B^+ \to (K_X^{(**)}\rho)^+$	0.8	0.8	$+0.19$	-1	0 – 30*
$B^+ \to X_c^+$	164	41	-0.20	-0.75	
Modes neutres	N^{π}_{exp}	N^{K}_{exp}	ΔC_{π}	ΔC_K	B (10^{-6})
$B^0 \to \rho^0K^{*0}(K^+\pi^-)$	0.2	1.0	-0.77	-1	0 – 12*
$B^0 \to \rho^-K^{*+}(K^+\pi^0)$	0.5	2.7	$+0.50$	-0.80	0 – 12*
$B^0 \to \pi^-K^{*+}(K^0_S\pi^+)$	2.6	0.0	$+1$	-	2 – 7*
$B^0 \to \rho^+\rho^-_{[\text{long}]}$	44.4	0.0	$+0.11$	-	5 – 90*
$B^0 \to \rho^0\rho^0_{[\text{long}]}$	2.6	0.0	-0.46	-	0 – 7*
$B^0 \to (a_1\pi)^0$	8.9	0.0	$+0.06$	-	10 – 60*
$B^0 \to \pi^0K^{*0}(K^+\pi^-)$	0.1	11.5	0 ± 1	-0.55	8.7 ± 5.0
$B^0 \to \pi^0\rho^0$	2.5	0.0	0	-	0 – 4*
$B^0 \to K^+\pi^-$	1.4	1.6	$+0.33$	-0.23	12.7 ± 1.2
$B^0 \to \pi^-K^{*+}(K^+\pi^0)$	19.1	12.1	$+0.88$	-1	8.7 ± 5.0
$B^0 \to (K_X^{(**)}(K\pi)\pi)^0$	0.0	19.0	$+0.25$	-1	5 – 35*
$B^0 \to (K_X^{(**)}(\text{other})\pi)^0$	19.8	17.6	$+0.25$	-1	0 – 100*
$B^0 \to (K_X^{(**)}\rho)^0$	0.4	2.9	0	-1	0 – 40*
$B^0 \to X_C^0$	102	13	0	0	

pour lesquels il n'y a pas d'ambiguïté dans la détermination de la saveur du B^0.

La fonction de résolution de Δt est représentée par trois gaussiennes. La moyenne et la largeur des deux gaussiennes les plus étroites sont normalisées par l'erreur $\sigma(\Delta t)$ sur Δt qui est déterminée événement par événement. La troisième gaussienne de largeur fixée à 8 ps représente des événements pour lesquels Δz est mal reconstruit. Les paramètres définissant ces trois gaussiennes sont déterminés à partir des événements complètement reconstruits qui ont servi à étudier l'étiquetage.

La distribution en Δt pour les événements du continuum est aussi paramétrisée par trois gaussiennes avec une moyenne commune et trois largeurs normalisées par l'erreur $\sigma(\Delta t)$. Les six paramètres décrivant la forme de cette DPF sont déterminés dans l'ajustement des données.

Pour tenir compte de la corrélation existant entre la charge de la trace célibataire $h^{\pm}$ et l'étiquetage du B pour le continuum, on mesure avec les données 10 paramètres de correction (c'est-à-dire un paramètre par hypothèse $(\rho\pi, \rho K)$ et catégorie d'étiquetage). Cette corrélation est très forte par exemple dans le cas des événements de type ρK pour la catégorie d'étiquetage basée sur un kaon à cause des événements de continuum $c\bar{c}$. Enfin, on détermine les asymétries de charge pour le continuum directement dans l'ajustement du maximum de vraisemblance.

6.5.4 Séparation K/π

L'identification de la trace célibataire $h^{\pm}$ comme un pion ou un kaon se fait grâce à l'angle Cherenkov mesuré avec le DIRC. La FDP dépend explicitement de l'angle Cherenkov et de l'impulsion de la trace dans le référentiel du laboratoire. Afin de tenir compte d'une éventuelle mauvaise détermination de l'angle Cherenkov, une correction est appliquée en fonction de l'angle polaire de la trace $h^{\pm}$. Cette correction est mesurée à partir d'échantillons purs de K^+, K^-,π^+ et π^-, produits dans les désintégrations $D^{*+} \to D^0\pi^+$ où $D^0 \to K^-\pi^+$. La résolution sur la mesure de l'angle Cherenkov est étalonnée avec les mêmes échantillons de contrôle. La FDP de la différence entre l'angle Cherenkov corrigé et l'angle Cherenkov attendu pour une hypothèse K/π donnée, divisée par la résolution, est modélisée par deux gaussiennes.

6.5.5 Bruits de fond liés aux désintégrations des mésons B

Une des difficultés majeures de cette analyse est la représentation du bruit fond issu des désintégrations des mésons B de type «non-charmé» ($b \to u$) et de type «charmé» ($b \to c$). Cette étude repose sur la simulation Monte Carlo. Plus de 120 désintégrations

FDP pour les événements de signal bien reconstruits, une FDP pour les événements de signal mal reconstruits avec la bonne détermination de la charge pour le ρ et enfin une pour les événements de signal mal reconstruits avec la mauvaise détermination de la charge pour le ρ.

- $\mathcal{L}_c^{B,\pi}$ et $\mathcal{L}_c^{B,K}$ sont les composantes de bruit de fond B où la trace célibataire $h^\pm$ est un vrai pion ou un vrai kaon.

6.5.2 Fonctions de densité de probabilité pour les variables m_{ES}, ΔE et NN

Pour les trois variables m_{ES}, ΔE et NN, les FDPs pour les événements $B^0 \to \rho^\pm h^\mp$ parfaitement reconstruits et pour ceux mal reconstruits sont déterminées à partir du Monte Carlo. En revanche, les FDPs associées aux événements du continuum sont obtenues directement à partir des données.

La distribution en m_{ES} pour le signal est modélisée par une combinaison d'une gaussienne et d'une fonction en loi de puissance. La moyenne de cette gausienne est laissée libre dans l'ajustement du maximum de vraisemblance. La FDP du continuum est paramétrisée par une fonction d'ARGUS [75] dans laquelle un paramètre libre détermine sa forme.

La distribution en ΔE pour le signal est représentée par une double gausienne dont la moyenne est laissée libre dans l'ajustement. Le continuum est modélisé par un polynôme du deuxième degré dont les coefficients sont déterminés dans l'ajustement du maximum de vraisemblance.

Enfin, la FDP de la sortie du réseau, NN, pour le signal est une fonction non-paramétrique *keys* définie en détails dans la référence [76]. La distribution en NN pour le continuum est représentée par le produit d'un polynôme du deuxième degré et d'une loi de puissance dont les coefficients sont déterminés dans l'ajustement des données.

6.5.3 Fonctions de densité de probabilité temporelles

Pour le signal, la FDP en Δt est celle définie dans les équations 6.3. Cependant, on doit tenir compte des dilutions dues à l'imperfection de l'étiquetage des B^0 et à la fonction de résolution associée à la mesure de Δt.

Les méthodes d'étiquetage de la saveur des mésons B sont décrites en détail dans le chapitre 4. Les fractions de mauvais étiquetage ainsi que les efficacités d'étiquetage sont mesurées pour chaque catégorie d'étiquetage grâce à des événements complètement reconstruits tels que $B^0 \to D^{(*)-}x^+\,(x^+ = \pi^+, \rho^+, a_1^+)$ et $B^0 \to J/\psi\, K^{*0}\,(K^{*0} \to K^+\pi^-)$,

6.5 Ajustement par une méthode de maximum de vraisemblance

Les paramètres $A_{CP}^{\rho\pi}$, $A_{CP}^{\rho K}$, C et S mesurant la violation de CP, les paramètres ΔC et ΔS mesurant les dilutions et le nombre d'événements $\rho^{\pm}\pi^{\mp}$ et $\rho^{\pm}K^{\mp}$ sont obtenus en maximisant dans un ajustement une fonction de vraisemblance. Dans ce paragraphe, on va décrire les différents constituants de cette fonction de vraisemblance.

6.5.1 Définition de la fonction de vraisemblance

La fonction totale de vraisemblance $\mathcal{L}$ définie sur toutes les catégories d'étiquetage c s'écrit comme :

$$\mathcal{L} = \prod_{c=1}^{5} e^{-N'_c} \prod_{i=1}^{N_c} \mathcal{L}_{i,c} \ , \tag{6.7}$$

où N'_c est le nombre d'événements attendus pour la catégorie c et où $\mathcal{L}_{i,c}$ est la vraisemblance calculée pour l'événement i.

La vraisemblance $\mathcal{L}_{i,c}$ dépend de cinq variables discriminantes définies pour chaque événement i. Les trois variables $m_{\rm ES}$, ΔE et NN séparent le bruit de fond du signal. L'angle Cherenkov θ_C et dans une moindre mesure ΔE permettent de déterminer les proportions d'événements $\rho\pi$ et ρK. Enfin, grâce à la variable Δt, on mesure les paramètres de violation de CP décrits dans les équations 6.3 qui représentent la dépendance temporelles des désintégrations $B^0(\overline{B}^0) \to \rho^{\pm}h^{\mp}$. La vraisemblance $\mathcal{L}_{i,c}$ s'écrit comme la somme des fonctions de distribution de probabilité (FDP) de chaque composant de signal et de bruit de fond, pondérées par le nombre d'événement de chaque composant :

$$\mathcal{L}_{i,c} \ = \ N_{\rho\pi}\epsilon_c\mathcal{P}_{i,c}^{\rho\pi} + N_{\rho K}\epsilon_c\mathcal{P}_{i,c}^{\rho K} + N_{q\rho\pi}^{c}\mathcal{P}_{i,c}^{q\rho\pi} + N_{q\rho K}^{c}\mathcal{P}_{i,c}^{q\rho K} + \mathcal{L}_{i,c}^{B,\pi} + \mathcal{L}_{i,c}^{B,K} \ , \tag{6.8}$$

où

- $N_{\rho h}$ est le nombre d'événements de type ρh dans l'échantillon ($h = \pi, K$).
- ϵ_c est la fraction d'événements de signal appartenant à la catégorie d'étiquetage c.
- $N_{q\rho h}^{c}$ est le nombre d'événements de continuum avec la trace célibataire de type h appartenant à la catégorie d'étiquetage c.
- $\mathcal{P}_c^{\rho h} = \mathcal{P}^{\rho h}(m_{\rm ES}) \cdot \mathcal{P}^{\rho h}(\Delta E) \cdot \mathcal{P}^{\rho h}(\rm NN) \cdot \mathcal{P}^{\rho h}(\theta_{Ch}) \cdot \mathcal{P}_c^{\rho h}(\Delta t)$ est la FDP pour les événements de signal. $P_c^{\rho h}(\Delta t)$ correspond aux probabilités 6.3. À cause du grand nombre de photons utilisés dans la reconstruction des π^0, l'état final $\pi^+\pi^-\pi^0$ peut être mal reconstruit. Pour ces événements mal reconstruits, la charge peut être mal déterminée et les formes des distributions des variables discriminantes $m_{\rm ES}$, ΔE et NN peuvent être différentes. Par conséquent, la FDP est séparée en trois partie : une

charge du ρ. Pour 86% des désintégrations $B^0 \to \rho^\pm h^\mp$, cette condition est satisfaite ; elle donne sans ambiguïté, la bonne charge du ρ, et elle est indépendante de la reconstruction du π^0. Pour les 14% d'événements restant, on forme le ρ avec la paire $\pi^\pm\pi^0$ qui a la masse invariante le plus proche de la masse du ρ. Avec cette méthode, seulement 5% des événements $B^0 \to \rho^\pm h^\mp$ au total ont une mauvaise détermination de la charge du ρ.

6.4.3 Identification des particules chargées

Les deux particules chargées ne doivent pas passer la sélection des électrons basée sur la perte d'énergie dE/dx dans la chambre à dérive et l'énergie déposée dans le calorimètre (voir paragraphe 5.2.1). La trace utilisée pour former le ρ ne doit pas satisfaire le critère de sélection des kaons qui repose sur le dE/dx et sur l'angle Cherenkov mesuré par le DIRC (voir 3.2). Enfin, pour identifier la trace célibataire $h^\pm$, on a recours à l'angle Cherenkov qui est utilisé comme variable discriminante dans la fonction de vraisemblance. On demande donc que cette trace soit dans l'acceptance du DIRC et que l'on détecte au moins cinq photons.

6.4.4 Suppression du bruit de fond provenant du continuum

Les événements de type continuum $q\bar{q}$ (où $q = u, d, s, c$) représentent le bruit de fond principal de l'analyse des $B^0 \to \rho^\pm h^\mp$. Pour séparer ce bruit de fond du signal, on a recours comme dans le chapitre précédent 5.2.3 à une méthode de réseaux de neurones. On peut combiner ainsi quatre variables discriminantes : la masse du ρ, $\cos\theta_\pi$ l'hélicité du ρ, et deux variables décrivant la forme de l'événement, $L_0 = \sum_i p_i^*$ et $L_2 = \sum_i p_i^* \times |\cos(\theta^*_{T_B,i})|^2$, où dans le référentiel du centre de masse, p_i^* est l'impulsion de la particule i appartenant au reste de l'événement et $\theta^*_{T_B,i}$ est l'angle entre la direction de la particule B et l'axe de poussée du B. Ces deux dernières variables différencient les événements de type continuum, qui présentent une topologie à deux jets, des événements $B\bar{B}$ qui ont une distribution plus isotrope des particules.

Le réseau est entraîné et optimisé avec du signal Monte Carlo parfaitement reconstruit et avec des événements produits 40 MeV en-dessous de la résonance de l'$\Upsilon(4S)$ qui contiennent le bruit de fond. Une pré-coupure est effectuée sur la sortie du réseau afin de réduire la taille de l'échantillon final. La sortie du réseau NN est utilisée par la suite comme variable discriminante dans de la fonction de vraisemblance.

Si plusieurs candidats pour un même événement passent toutes ces coupures, on choisit le candidat avec la masse reconstruite du π^0 la plus proche de la moyenne mondiale [23].

6.4 Sélection des événements

Dans ce paragraphe, on résume rapidement la sélection des événements $\rho^{\pm}h^{\mp}$. Une description plus détaillée est disponible dans la référence [74].

6.4.1 Sélection cinématiques

Les candidats $\rho^{\pm}h^{\mp}$ sont obtenus en associant deux particules chargées et un candidat π^0. Les deux photons qui forment le π^0 doivent avoir une énergie supérieure à 50 MeV. La masse invariante $m(\gamma\gamma)$ des photons doit être comprise entre 0.11 et 0.16 GeV/c^2. On conserve les candidats ρ pour lesquels la masse invariante $m(\pi^{\pm}\pi^0)$ satisfait la condition $0.4 < m(\pi^{\pm}\pi^0) < 1.3$ GeV/c^2. Si, pour un même événement, les deux paires $(\pi^+\pi^0)$ et $(\pi^-\pi^0)$ vérifient cette inégalité, le candidat B est alors rejeté. En effet, l'état final $\pi^+\pi^-\pi^0$ pourrait provenir de deux ρ interférant, rendant impossible la détermination de la charge du ρ, ce qui est en contradiction avec l'approche quasi deux corps considérée dans cette analyse.

En outre, dans la sélection des événements, nous demandons que $|\cos\theta_\pi| > 0.25$, où θ_π est l'angle entre le pion neutre dans le référentiel du ρ et la direction de vol du ρ dans le référentiel du B. Enfin, pour supprimer le bruit de fond lié aux désintégrations des B en deux corps (par exemple, $B \to \pi\pi$), la masse invariante des deux particules chargées et celle entre la trace célibataire $h^{\pm}$ et le π^0 doivent être inférieure à 5.14 GeV/c^2.

Des pré-coupures sont appliquées aux deux variables cinématiques utilisées par la suite dans la fonction de vraisemblance. La première est la masse du B ainsi définie :

$$m_{\mathrm{ES}} = \sqrt{(s/2 + \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_B)^2/E_i^2 - \mathbf{p}_B^2},$$

où s est le carré de l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse, E_i et $\mathbf{p}_i$ sont l'énergie totale et le vecteur impulsion de la paire (e^+, e^-) et $\mathbf{p}_B$ est l'impulsion du B candidat dans le référentiel du laboratoire. La seconde variable $\Delta E = E_B^* - \sqrt{s}/2$, est la différence entre l'énergie du candidat B pour lequel on fait l'hypothèse qu'il y a trois pions et l'énergie du faisceau dans le référentiel du centre de masse. La distribution de ΔE pique à zéro pour le signal $\rho\pi$ et autour de -45 MeV pour le signal ρK. En fait, le décalage exact dépend de l'impulsion de la trace célibataire $h^{\pm}$. Finalement, on demande dans la sélection que $5.23 < m_{\mathrm{ES}} < 5.29$ GeV/c^2 et $-0.12 < \Delta E < 0.15$ GeV.

6.4.2 Choix de la charge du ρ

La charge du ρ est déterminée par un algorithme très simple. Si l'impulsion de la particule chargée la moins énergétique est inférieure à 2.4 GeV/c^2, alors sa charge donne la

Le bruit de fond charmé pour le mode $\rho\pi$ (voir tableau 6.1) provient essentiellement des désintégrations $B^0 \to \rho^+\rho^-$ pour lesquelles le rapport d'embranchement qui n'a pas été mesuré à ce jour, est estimé à partir des mesures du rapport d'embranchement $B^+ \to \rho^+\rho^0$ en supposant la symétrie d'isospin. De même, le rapport d'embranchement du mode $B^0 \to (K_X^{(**)}\pi)^0$ qui domine le bruit de fond du mode ρK est déduit de la mesure inclusive du rapport d'embranchement $B^0 \to K^+\pi^-\pi^0$. On voit donc qu'il existe une certaine incertitude sur les rapports d'embranchement utilisés. En particulier, dans le tableau 6.1, on indique par une astérisque quand le rapport d'embranchement est déduit d'autres mesures. On tiendra compte de ces incertitudes dans l'étude des erreurs systématiques (voir paragraphe 6.6.2).

Les formes des distributions pour les trois variables discriminantes $m_{\rm ES}$, ΔE et NN sont obtenues à partir du Monte Carlo. Les variables $m_{\rm ES}$ et NN pour le bruit de fond non-charmé se comportent de façon très similaire au signal. En revanche, la variable ΔE permet de séparer les différents types de bruit de fond non-charmé. Ainsi, on trouve pour les valeurs de ΔE supérieures à la masse du pion m_π, des événements issus de désintégration à deux corps (par exemple, $B^0 \to \pi^+\pi^-$), pour celles inférieures à $-m_\pi$, des événements issus de désintégration à quatre corps (par exemple, $B^0 \to \rho^+\rho^-$), et enfin pour celles comprises entre $-m_\pi$ et $-m_\pi$ des événements issus de désintégration à trois corps (par exemple, $B^+ \to \rho^+\pi^0$). En outre, les distributions en m_{ES} et en ΔE pour le bruit de fond charmé ressemblent à celles du continuum.

Pour le bruit de fond issu des désintégrations de $B^\pm$, la FDP en Δt est représentée par :

$$
\begin{aligned}
g^{\rho^\pm h}_{B^0_{\rm tag,c}}(\Delta t) &= \frac{1}{4\tau}\left[1 \pm A_h(1-2w_c^\pm)\right] e^{-|\Delta t|/\tau}, \\
g^{\rho^\pm h}_{\bar{B}^0_{\rm tag,c}}(\Delta t) &= \frac{1}{4\tau}\left[1 \mp A_h(1-2w_c^\pm)\right] e^{-|\Delta t|/\tau},
\end{aligned}
$$

où A_h est l'asymétrie entre le nombre d'événements de type ρ^+h^- et ρ^-h^+ pour un étiquetage (B^0 ou $\overline{B}^0$) donné, et où $w_c^\pm$ est la fraction de mauvais étiquetage pour les $B^\pm$. A_h est extraite du Monte Carlo et $w_c^\pm$ est mesurée avec des désintégrations de $B^\pm$ complètement reconstruites. Pour le bruit de fond issu des désintégrations de B^0, la FDP en Δt est identique à celle du signal (équations 6.3) où $A_{CP} = S = \Delta S = C = 0$, et où ΔC est mesuré dans le Monte Carlo. Dans l'étude des erreurs systématiques (voir paragraphe 6.6.2), on fera varier ces cinq paramètres dans des intervalles raisonnables.

6.6 Résultats

6.6.1 Résultats de l'ajustement

Comme il est exposé dans l'annexe E.2, par l'ajustement de la fonction de vraisemblance définie dans l'équation 6.7, on obtient 428.0 ± 33.9 événements $\rho\pi$, 120.4 ± 20.7 événements ρK et on mesure pour les paramètres CP :

$$A_{CP}^{\rho K} = 0.28 \pm 0.17 \text{ (stat)}, \qquad A_{CP}^{\rho\pi} = -0.18 \pm 0.08 \text{ (stat)},$$
$$C = 0.36 \pm 0.18 \text{ (stat)}, \qquad S = 0.19 \pm 0.24 \text{ (stat)}.$$

Pour les deux autres paramètres mesurant les dilutions, on obtient :

$$\Delta C = 0.28^{+0.18}_{-0.19} \text{ (stat)}, \qquad \Delta S = 0.15 \pm 0.25 \text{ (stat)}.$$

Enfin, pour les asymétries testant la violation directe de CP (voir définition en 6.5 et 6.6), on mesure :

$$A_{+-} = -0.62^{+0.24}_{-0.28} \text{ (stat)}, \qquad A_{-+} = -0.11^{+0.16}_{-0.17} \text{ (stat)}.$$

6.6.2 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques relatives à la mesure des nombres d'événements $\rho\pi$, ρK et à la mesure des paramètres de violation de CP et de dilution sont résumées dans le tableau 6.2. Une description plus détaillée est disponible dans la référence [74].

L'incertitude liée à la mesure des durées de vie des mésons B et du paramètre de mélange Δm_d qui sont fixés à la valeur mondiale [23] dans l'ajustement, ont un effet très faible dans l'estimation des erreurs systématiques . Il en est de même pour les incertitudes sur l'étiquetage et la fonction de résolution en Δt qui sont contrôlées avec des événements complètement reconstruits.

Les fonctions de densité de probabilités des trois variables $m_{\rm ES}$, ΔE et NN pour les événements du continuum sont ajustées avec les données ; par conséquent, aucune erreur systématique ne leur est associée. En revanche, les FDP du signal bien reconstruit et mal reconstruit sont déterminées à partir du Monte Carlo. Le désaccord pouvant exister entre les données et le Monte Carlo est estimé en comparant des événements complètement reconstruits du type $B^0 \to D^-\rho^+$ à des événements Monte Carlo du même type. Les FDP sont alors modifiées en fonction des faibles différences observées et les biais mesurés sont pris comme erreurs systématiques.

De façon identique, on propage les incertitudes sur la paramétrisation de la FDP pour l'identification K/π, obtenues avec des désintégrations $D^{*+} \to D^0\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+$, aux paramètres physiques mesurés.

Des ajustements avec la simulation Monte Carlo ont mis en évidence des légers biais dans la mesure des nombres d'événements $N_{\rho K}$ et $N_{\rho\pi}$. On considère ces déviations comme des erreurs systématiques.

Les erreurs systématiques dues à une possible interférence entre les amplitudes $\bar{b} \longrightarrow \bar{u}c\bar{d}$ doublement supprimées par l'angle de Cabbibo (DCS) et les amplitudes $\bar{b} \longrightarrow \bar{u}c\bar{d}$ sont estimées par une simulation dans laquelle on fait varier les phases fortes.

La source principale d'erreurs systématiques provient de notre méconnaissance des bruits de fond liés aux désintégrations des mésons B. Tout d'abord, cette erreur est estimée en faisant varier les différents rapports d'embranchement à l'intérieur des intervalles définis dans le tableau 6.1. Ensuite, ces modes de désintégrations qui constituent le bruit de fond peuvent eux-mêmes ne pas conserver CP. On fait varier les paramètres de violation de CP et de dilution pour ces modes dans des domaines raisonnables et les biais mesurés sont pris comme erreurs systématiques. Cette procédure complexe est décrite dans la référence [74].

TAB. 6.2 – *Erreurs systématiques sur la mesure du nombres d'événements $\rho\pi$, ρK et sur la mesure des paramètres de violation de CP et de dilution pour 81.9 fb^{-1}.*

Type d'erreur systématique	$N_{\rho K}$	$N_{\rho\pi}$	$A_{CP}^{\rho K}$	$A_{CP}^{\rho\pi}$	$C_{\rho\pi}$ (en 10^{-2})	$\Delta C_{\rho\pi}$	$S_{\rho\pi}$	$\Delta S_{\rho\pi}$
$\Delta m_d \pm 0.008\,\mathrm{ps}^{-1}$	0.1	0.1	0.0	0.0	0.4	0.4	0.2	0.1
$\tau_{B^0} \pm 0.016\,\mathrm{ps}$	0.1	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Résolution en Δt	0.6	1.3	0.2	0.1	0.6	0.2	0.9	0.6
Étiquetage	0.7	1.3	0.3	0.0	1.1	0.5	1.1	1.0
Mauvaise charge pour le ρ	0.0	0.1	0.0	0.0	0.0	0.1	0.0	0.0
Fraction d'évt. mal reconstruits	1.9	5.4	0.0	0.0	0.2	0.1	0.2	0.1
FDP pour les évt. mal reconst.	0.0	0.2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1
FDP pour ΔE	1.0	1.4	0.2	0.1	0.4	0.2	0.2	0.3
FDP pour m_{ES}	2.0	9.6	1.0	0.7	0.1	0.2	1.4	0.8
FDP pour NN	2.7	7.0	0.7	0.3	0.5	0.7	0.1	0.3
FDP pour le DIRC	0.6	0.6	0.5	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1
Identification du pion mou	0.2	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Corrélation charge-étiquetage	0.8	0.5	0.1	0.2	0.8	0.6	0.6	0.6
Procédure d'ajustement	8.0	15.7	0.4	0.2	0.4	0.4	0.4	0.3
Désintégration DCS	0.0	0.3	0.0	0.1	2.2	2.2	0.8	0.7
Bruit de fond B	16.0	14.2	7.9	2.8	3.0	3.5	2.1	1.8
Total	18.5	25.0	8.0	2.9	4.1	4.3	3.1	2.5

6.6.3 Détermination des rapports d'embranchement

A partir des nombres d'événements $\rho\pi$, ρK fournis par l'ajustement corrigés par les biais estimés avec la simulation Monte Carlo, de l'efficacité de reconstruction estimée avec le Monte Carlo et du nombre de paires de mésons B produites pendant la période 1999-2002, on mesure les rapports d'embranchement suivants :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\rho^\pm\pi^\mp) &= (22.6 \pm 1.8\,(\text{stat}) \pm 2.2\,(\text{syst})) \times 10^{-6}\ , \\ \mathcal{B}(\rho^\pm K^\mp) &= (7.3^{+1.3}_{-1.2}\,(\text{stat}) \pm 1.3\,(\text{syst})) \times 10^{-6}\ . \end{aligned}$$

L'erreur systématique est due d'une part à l'erreur systématique sur la détermination des nombres d'événements $\rho\pi$ et ρK (voir tableau 6.1) et d'autre part, à l'erreur systématique associée à l'efficacité de reconstruction. Cette dernière est dominée par l'incertitude sur l'efficacité de reconstruction des π^0 et l'incertitude sur l'effet de la coupure sur la sortie du réseau de neurones.

6.6.4 Résultats finals

Cette étude des désintégrations $B^0 \to \rho^\pm h^\mp$ où $h^\mp$ peut être un pion ou un kaon, réalisée avec les données enregistrées de 1999 à 2002 (soit 81.9 fb^{-1}), nous a permis de mesurer les rapports d'embranchements :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\rho^\pm\pi^\mp) &= (22.6 \pm 1.8\,(\text{stat}) \pm 2.2\,(\text{syst})) \times 10^{-6}\ , \\ \mathcal{B}(\rho^\pm K^\mp) &= (7.3^{+1.3}_{-1.2}\,(\text{stat}) \pm 1.3\,(\text{syst})) \times 10^{-6}\ . \end{aligned}$$

Pour les paramètres de violation de CP, nous avons mesuré :

$$\begin{aligned} A_{CP}^{\rho K} &= 0.28 \pm 0.17\,(\text{stat}) \pm 0.08\,(\text{syst})\ , & A_{CP}^{\rho\pi} &= -0.18 \pm 0.08\,(\text{stat}) \pm 0.03\,(\text{syst})\ , \\ C &= 0.36 \pm 0.18\,(\text{stat}) \pm 0.04\,(\text{syst})\ , & S &= 0.19 \pm 0.24\,(\text{stat}) \pm 0.03\,(\text{syst})\ , \end{aligned}$$

et pour les paramètres représentant les dilutions, nous avons obtenu

$$\Delta C = 0.28^{+0.18}_{-0.19}\,(\text{stat}) \pm 0.04\,(\text{syst})\ , \qquad \Delta S = 0.15 \pm 0.25\,(\text{stat}) \pm 0.03\,(\text{syst})\ .$$

6.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons résumé une analyse qui constitue la première étude de la violation de CP dans les désintégrations $B^0 \to \rho^\pm\pi^\mp$ et $B^0 \to \rho^\pm K^\mp$. Cette étude a été présentée dans de nombreuses conférences [14] et elle a aussi donné lieu à une

publication [63]. On observe que l'asymétrie A_{+-} qui représente la violation directe de CP est différente de zéro à 2.5 écarts standards. Il est bien sûr trop tôt pour en tirer une quelconque conclusion et il est donc indispensable d'accroître le nombre d'événements pour voir s'il s'agit d'un effet réel ou d'une simple fluctuation statistique.

D'autre part, moyennant l'utilisation d'un modèle d'hadronisation comme par exemple, la factorisation QCD [69], la mesure des rapports d'embranchement, $\mathcal{B}(\rho^{\pm}\pi^{\mp})$, $\mathcal{B}(\rho^{\pm}K^{\mp})$, des paramètres de violation de CP, $A_{CP}^{\rho K}$, $A_{CP}^{\rho\pi}$, C, S et des paramètres de dilution, ΔC, ΔS permettra de contraindre la détermination de l'angle α du Triangle d'Unitarité. Cependant, il est important de remarquer que la factorisation QCD est incapable d'expliquer l'origine d'une violation directe de CP de l'ordre de celle observée actuellement dans l'asymétrie A_{+-}.

Conclusion

Depuis l'obtention de mon doctorat en 1993 jusqu'en 2003, j'ai collaboré à deux expériences CPLEAR er *BABAR* qui toutes les deux ont pour vocation d'étudier la violation des symétries discrètes T, CPT et CP. Ce mémoire, reflet de mon activité scientifique au cours des dix dernières années, se sépare en cinq parties distinctes.

Dans l'expérience CPLEAR, dans le prolongement de mon travail de thèse, je me suis concentré sur les sujets liés aux désintégrations $K^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$. J'ai participé activement aux premières publications de l'expérience entre 1993 et 1995, et mon travail a permis de préparer les publication finales de l'expérience CPLEAR. Cette expérience a fait progresser la connaissance des symétries discrètes T, CPT et CP dans le système $(K^0 - \overline{K}^0)$. En particulier, elle a démontré, plus de trente ans après sa découverte, que la violation de CP provenait essentiellement de la violation de T.

Par mon travail sur la compréhension du prototype du DIRC et du détecteur final et par mon travail sur la mise au point du programme de reconstruction de l'angle Cherenkov, j'ai participé au succès du DIRC. En effet, ce détecteur présente toutes les caractéristiques requises pour étudier les mésons B produits à la résonance $\Upsilon(4S)$. En association avec la mesure de la perte d'énergie dans la chambre à dérive, le DIRC identifie avec une bonne efficacité les kaons de basse énergie indispensables à l'étiquetage des B. De plus, le DIRC sépare les kaons des pions à mieux que 4 sigmas jusqu'à une impulsion de 3 GeV/c ce qui est nécessaire pour la mesure de l'angle α du Triangle d'Unitarité.

Avant que les premières collisions ne soient observées dans le détecteur *BABAR*, j'ai aussi pris part à un groupe de travail chargé de préparer l'étiquetage des mésons B dans *BABAR*. Durant cette phase préparatoire, des méthodes, basées notamment sur l'utilisation de réseaux de neurones, ont été développées pour résoudre le problème de l'étiquetage qui fait appel à plusieurs variables discriminantes. D'ailleurs, l'algorithme d'étiquetage utilisé actuellement dans *BABAR* s'inspire beaucoup de cette approche.

Dès que les premières données ont été enregistrées dans le détecteur *BABAR*, j'ai eu une participation importante dans l'étude des événements de type dilepton. Cette analyse a donné rapidement pour la mesure de Δm_d des résultats plus précis que la valeur moyenne

mondiale de l'époque. Cette mesure est une validation de toutes les méthodes reposant sur des asymétries dépendant du temps utilisées pour découvrir la violation de *CP* dans l'expérience *BABAR*. En outre, cet échantillon dilepton a permis de rechercher la violation de T et de *CP* dans le mélange et de réaliser la mesure, la plus précise à ce jour, de la norme du rapport des paramètres de mélange p et q. Pour l'instant, après cette mesure, |q/p| est encore compatible avec 1 et, par conséquent, cette violation de *CP* dans le mélange n'a toujours pas été observée dans le système $(B^0 - \overline{B}^0)$.

Je suis impliqué depuis l'été 2001 dans l'analyse qui constitue la première étude de la violation de *CP* dans les désintégrations $B^0 \to \rho^{\pm}\pi^{\mp}$ et $B^0 \to \rho^{\pm}K^{\mp}$. Cette étude a été présentée dans de nombreuses conférences. D'autre part, moyennant l'utilisation d'un modèle d'hadronisation , la mesure des rapports d'embranchement, $\mathcal{B}(\rho^{\pm}\pi^{\mp})$, $\mathcal{B}(\rho^{\pm}K^{\mp})$ et des paramètres de violation de *CP*, permettra de mesurer l'angle α du Triangle d'Unitarité. Dans l'avenir, l'expérience *BABAR* va accumuler encore plus d'événements rendant cette mesure de plus en plus précise.

Enfin, pour conclure, on peut résumer mon activité de recherche par deux mots : *complémentarité* et *cohérence*. Complémentarité, car j'ai travaillé à la fois à la compréhension et la mise en oeuvre de détecteurs (chambres à dérive pour CPLEAR, DIRC pour *BABAR*) et sur des analyses de physiques qui ont donné lieu à des publications. Complémentarité, aussi, car ma connaissance du DIRC m'a permis par exemple de mieux appréhender l'importance de la séparation K/π dans l'étude des désintégrations $B^0 \to \rho^{\pm}\pi^{\mp}$ et $B^0 \to \rho^{\pm}K^{\mp}$. Cohérence, car j'ai toujours travaillé dans le même thème de physique : l'étude des symétries discrètes T, *CPT* et *CP*. Cohérence, aussi, car j'ai utilisé d'une expérience à l'autre des outils d'analyse souvent identiques : réseaux de neurones, asymétries dépendant du temps.

Bibliographie

[1] Christenson *et al.* Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[2] CPLEAR Collaboration, A. Angelopoulos *et al.*, Phys. Lett. B **444**, 43 (1998).

[3] NA48 Collaboration, A. Lai *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **22**, 231 (2001).

[4] KTeV Collaboration, A. Alavi-Harati *et al.*, Phys. Rev. D **67**, 012005 (2003).

[5] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).

[6] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001).

[7] Ch. Yèche, "Violation de *CP* et *CPT* dans l'expérience CPLEAR", DAPNIA/SPP 93-15 (1993).

[8] CPLEAR Collaboration, R. Adler *et al.*, Phys. Lett. B **363**, 243 (1995).

[9] Ch. Yèche for the CPLEAR Collaboration, 6th International Symposium on Heavy Flavor Physics, Pisa, Nucl. Instr. and Methods A **109**, 981 (1996).

[10] DIRC-*BABAR* Collaboration, Ch. Yèche, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 75B, 356 (1999).

[11] *BABAR* Collaboration, P. F. Harrison and H. R. Quinn, ed., "The *BABAR* Physics Book," SLAC-R-504 (1998).

[12] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 231803 (2002).

[13] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 231801 (2002).

[14] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, BABAR-CONF-02/033, SLAC-PUB-9303, hep-ex/0207068, Amsterdam, The Netherlands, 2002.

[15] E. Noether, "Invariante Variationsprobleme", Nachr. v. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, 235-257, (1918).

[16] W. Pauli and V.F. Weisskopf Helv.Phys.Acta. **7**, 709 (1934).

[17] Wu C.S. *et al.* Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).

[18] W. Pauli "Exclusion Principle, Lorentz Group and Reflection of Space-time and Charge" (New York, Mc Graw-Hill), (1955).

[19] R. Aleksan, editor T. Ferbel, Techniques and Concepts of High Energy Physics, Kluwer Academic Publishers, 487 (1999).

[20] T. Nakada , "CP Violation in K and B Meson decays", PSI-PR-91-02 (1991) ; T. Nakada, Lectures note for Cargese 99 Summer School, hep-ex/0002039 (2000).

[21] V.F. Weisskopf and E. Wigner, Z. Phys. **63**, 54 (1930).

[22] M. C. Bañuls and J. Bernabéu, Nucl. Phys. **B590**, 19 (2000).

[23] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002) ;

[24] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961) ; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).

[25] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963) ; M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Th. Phys. **49**, 652 (1973).

[26] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964).

[27] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).

[28] E. Gabathuler and P. Pavlopoulos, Strong and Weak CP violation at LEAR, Proc. Workshop on Physics at LEAR with Low Energy Cooled Antiprotons, Erice, 1983, eds. U. Gastaldi and R. Klapisch (Plenum, New York), 747 (1984).

[29] CPLEAR Collaboration, A. Angelopoulos *et al.*, Phys. Rep. **374**, 1 (2003).

[30] CPLEAR Collaboration, R. Adler *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **309**, 76 (1996).

[31] CPLEAR Collaboration, R. Adler *et al.*, Phys. Lett. B **363**, 237 (1995).

[32] A. Pais and O. Piccioni, Phys. Rev. **100**, 1487 (1955).

[33] K. Kleinknecht, Ann. Rev. Nucl. Sci. **26**, 9 (1976).

[34] P.H. Eberhard and F. Uchiyama, Nucl. Instr. and Methods, Phys. Res. **A350**, 144 (1994).

[35] CPLEAR Collaboration, A. Apostolakis *et al.*, Phys. Lett. B **458**, 545 (1999).

[36] CPLEAR Collaboration, A. Angelopoulos *et al.*, Phys. Lett. B **444**, 38 (1998).

[37] CPLEAR Collaboration, A. Angelopoulos *et al.*, Phys. Lett. B **413**, 422 (1997).

[38] M. C. Bañuls and J. Bernabéu, Nucl. Phys. **B590**, 19 (2000).

[39] CPLEAR Collaboration, A. Angelopoulos *et al.*, Phys. Lett. B **444**, 52 (1998).

[40] J.S. Bell, J.Steinberger, Weak interactions of kaons, in Proc. of the Oxford Int. Conf. on Elementary Particles, eds. R.G. Moorhouse et al. (Rutherford Laboratory, Chilton), 195 (1965).

[41] CPLEAR Collaboration, A. Apostolakis *et al.*, Phys. Lett. B **456**, 297 (1999).

[42] CPLEAR Collaboration, A. Angelopoulos *et al.*, Phys. Lett. B **471**, 332 (1999).

[43] P. Odonne, Linear Collider $B\bar{B}$ Factory Conceptual Design, proceedings of the UVLA Workshop, ed. by D. Stork, World Scintific, 243 (1987).

[44] *BABAR* Collaboration, "Letter of Intent", SLAC-443 (1994).

[45] PEP-II, SLAC-418, LBL-5379, (1993).

[46] *BABAR* Collaboration, A. Palano *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **479**, 1 (2002).

[47] R. Santonico, R. Cardarelli, Nucl. Instr. and Methods A **187**, 377 (1981).

[48] P. Coyle, *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **343**, 292 (1994).

[49] DIRC-*BABAR* Collaboration, H. Staengle *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **397**, 261 (1997).

[50] List of approved plots, DIRC performances, maintained by J. Schwiening, http ://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/official/DRC/index.html.

[51] A. Gaidot, *et al.*, *BABAR* Note #461, (1998).

[52] F. Le Diberder, *et al.*, *BABAR* Analysis Document #5, (1999).

[53] C. Peterson, *et al.*, Comput. Phys. Commun. **81**, 185 (1994).

[54] J. Beringer, *BABAR* Analysis Document #317, (2002).

[55] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 201802 (2002).

[56] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, BABAR-CONF-00/10, SLAC-PUB-8532, Osaka, Japan, 2002.

[57] G. De Domenico, "Etude du bruit de fond de l'accélérateur PEP-II et étude des oscillations des mésons B neutres avec des dileptons", DAPNIA/SPP-00-03-T (2000).

[58] C. Bozzi *et al.*, *BABAR* Analysis Document #28, (2000).

[59] CLEO Collaboration, J. Bartelt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 1680 (1993).

[60] C. Borean *et al.*, *BABAR* Analysis Document #167, (2001).

[61] C. Borean *et al.*, *BABAR* Analysis Document #199, (2001).

[62] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Z. Phys. C **76**, 401 (1997) ; CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **55**, 2546 (1997) ; OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **12**, 609 (1999) ; ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **20**, 431 (2001) ; CLEO Collaboration, D. E. Jaffe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5000 (2001).

[63] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett. , (2003).

[64] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 071801 (2002).

[65] R. Aleksan *et al.*, Nucl. Phys. **B 361**, 141 (1991).

[66] Belle Collaboration, A.Gordon, Y.Chao *et al.*, Phys. Lett. B **542**, 183 (2002).

[67] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, BABAR-CONF-01/10, SLAC-PUB-8926, hep-ex/0107058, Lepton-Photon Conference, Roma, Italy, 2001.

[68] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett. , SLAC-PUB-9317, hep-ex/0207055, 2002.

[69] M. Beneke *et al.*, Nucl. Phys. **B 606**, 245 (2001).

[70] M. Gronau and D. London, Phys. Rev. Lett. **65**, 3381 (1990).

[71] J. Charles, "Désintégration des mésons B", LPT-Orsay 99-31 (1999).

[72] Y. Grossman and H. R. Quinn, Phys. Rev. D **58**, 017504 (1998).

[73] H. R. Quinn and A. E. Snyder, Phys. Rev. D **48**, 2139 (1993).

[74] R. Aleksan, *et al.*, *BABAR* Analysis Document #350, (2002).

[75] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Z. Phys. **C48**, 543 (1990).

[76] K. S. Cranmer, Comp. Phys. Comm. **136**, 198 (2001).

Annexes

A

Étude de CP et CPT dans CPLEAR

Cette annexe contient un article publié par la collaboration CPLEAR, en 1995, deux ans après la fin de ma thèse qui ne portait que sur les données accumulées de 1990 à 1992. Pour la mesure de η_{+-}, il reprend les idées et les méthodes développées dans cette thèse avec une statistique notablement accrue (données de 1990 à 1994) et une valeur de Δm différente. En effet, la valeur de $\Delta m = 527.4 \pm 2.9) \times 10^7\,\mathrm{s}^{-1}$ utilisée dans cette mesure de η_{+-} a été obtenue par CPLEAR en étudiant, cette fois, les désintégrations semi-leptoniques des mésons K^0. Cet article a été publié dans la revue Physics Letters B avec la référence :
CPLEAR Collaboration, R. Adler *et al.*, Phys. Lett. B **363**, 243 (1995).

La deuxième partie de cette annexe est un article publié dans les actes de la conférence «International Symposium on Heavy Flavour Physics» ayant eu lieu à Pise en Italie du 6 Juin au 10 Juin 1995. On retrouve dans ce papier le résultat pour η_{+-} présenté dans l'annexe A.1 ; mais en plus, ce papier contient un test de la symétrie CPT à travers la mesure de la phase de η_{+-}.

A.1 Measurement of the CP Violation Parameter η_{+-} using tagged K^0 and $\overline{K}^0$

CPLEAR Collaboration.

Abstract

The CP violation parameter η_{+-} is determined through the eigentime-dependent asymmetry in the rates of initially tagged K^0 and $\overline{K}^0$ decaying to $\pi^+\pi^-$. The obtained values are $|\eta_{+-}| = (2.312 \pm 0.043_{\text{stat.}} \pm 0.030_{\text{syst.}} \pm 0.011_{\tau_S}) \times 10^{-3}$ and $\phi_{+-} = 42.7° \pm 0.9°_{\text{stat.}} \pm 0.6°_{\text{syst.}} \pm 0.9°_{\Delta m}$ with $\Delta m = (527.4 \pm 2.9) \times 10^7 \hbar\, s^{-1}$ measured in the same experiment using the semileptonic decay channel.

A.1.1 Introduction

Thirty years after the discovery of CP violation in the neutral kaon decays, systematic and precise studies of discrete symmetries in the neutral kaon system are still of great interest and may reveal physics beyond the Standard Model. For example, a comparison of the phase ϕ_{+-} with the superweak phase ϕ_{SW} provides the most sensitive test of CPT invariance [1]. Such tests probe interactions at very high energy scales [2], and are one of the main objectives of recent and planned experiments [3–7].

The magnitude and phase of the CP violation parameter η_{+-} are obtained by measuring the interference between K_L and K_S decay amplitudes into two charged pions. In the CPLEAR experiment this interference is directly measured using the asymmetry between the rates of K^0 and $\overline{K}^0$ decays. In contrast to other interference experiments [3–6] the initial strangeness of the neutral kaon is known event by event using this approach [8]. In this paper we present a new precise measurement of $|\eta_{+-}|$ and ϕ_{+-} from data collected up to mid 1994.

A.1.2 Overview of the method

The CPLEAR experiment uses initially pure K^0 and $\overline{K}^0$ states produced concurrently in the annihilation channels $(p\overline{p})_{rest} \to K^0K^-\pi^+$ and $(p\overline{p})_{rest} \to \overline{K}^0K^+\pi^-$, each with a branching ratio of $\approx 0.2\%$. The strangeness of the neutral kaon is tagged by the charge sign of the accompanying kaon. The rates for initially pure K^0 and $\overline{K}^0$ decaying into the $\pi^+\pi^-$ final state, $R(\tau)$ and $\overline{R}(\tau)$ respectively, can be expressed as a function of the decay eigentime τ by :

$$\begin{matrix} R(\tau) \\ \overline{R}(\tau) \end{matrix} \propto \frac{1 \mp 2\mathrm{Re}(\varepsilon)}{2} \left[e^{-\tau/\tau_S} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\tau/\tau_L} \pm 2|\eta_{+-}| e^{-\frac{1}{2}(\tau/\tau_L + \tau/\tau_S)} \cos(\Delta m \tau - \phi_{+-}) \right], \tag{A.1}$$

where Δm is the K_L–K_S mass difference, $\tau_L(\tau_S)$ is the $K_L(K_S)$ mean life and ε describes CP violation in the kaon mixing matrix. Since $R(\tau)$ and $\overline{R}(\tau)$ are the decay rates of CP conjugate processes, any difference between the two is a sign of CP violation. In Fig. A.1 the decay rates for K^0 and $\overline{K}^0$ measured by our experiment are shown separately, demonstrating the expected CP violation effect.

The K_L–K_S interference term in Eq. 1 is isolated by forming the asymmetry of the observed number of K^0 and $\overline{K}^0$ decays to $\pi^+\pi^-$, $N(\tau)$ and $\overline{N}(\tau)$, as a function of the decay time :

$$A_{+-}(\tau) = \frac{\overline{N}(\tau) - \alpha N(\tau)}{\overline{N}(\tau) + \alpha N(\tau)} = -2\frac{|\eta_{+-}|e^{\frac{1}{2}(\tau/\tau_S - \tau/\tau_L)}\cos(\Delta m\tau - \phi_{+-})}{1 + |\eta_{+-}|^2 e^{(\tau/\tau_S - \tau/\tau_L)}}. \tag{A.2}$$

The acceptances common to K^0 and $\overline{K}^0$ cancel in the asymmetry, thus reducing the systematic uncertainties. The normalization factor α includes the tagging efficiency ξ of $\overline{K}^0$ relative to K^0, $\alpha \simeq [1 + 4\mathrm{Re}(\varepsilon)] \times \xi$, and is determined from the data together with the CP violation parameters $|\eta_{+-}|$ and ϕ_{+-}.

A.1.3 The detector

The CPLEAR experiment uses an intense 200 MeV antiproton beam ($\approx 10^6\,\overline{p}$/s) from the Low Energy Antiproton Ring (LEAR) at CERN. A detailed description of the detector can be found elsewhere [9] and only a brief outline is presented here. Viewed from the centre to the outside, the detector consists of a spherical gaseous hydrogen target (16 bar pressure and 7 cm radius), cylindrical tracking devices (two proportional, six drift chambers and two streamer tube layers), a threshold Čerenkov counter sandwiched between two layers of scintillator to provide charged particle identification (Čerenkov light, time of flight and energy loss), and an electromagnetic calorimeter (18 layers of lead converters and streamer tubes). All components are situated in a 0.44 T solenoid (1 m radius $\times$ 3.6 m length). A fast background rejection is achieved online by a multilevel trigger system.

A.1.4 Data analysis

First results based on the data sample taken in 1990, when only the early stages of the trigger were operational, have already been published [10]. Since 1992 the full CPLEAR trigger including reconstruction of charged tracks and particle identification has been operational, accepting events over all the available decay time region. In the analysis, the desired $p\overline{p}$ annihilations followed by the decay of a neutral kaon into two charged pions are selected by demanding events with four tracks and zero total charge. A good reconstruction quality is required for each track and vertex. The transverse momentum of the charged kaon has to be greater than 350 MeV. In addition to online and offline event selections, a kinematical and geometrical fit with nine constraints is imposed on the events. These constraints require conservation of energy and momentum, the missing mass at the annihilation vertex to be equal to the K^0 mass, the intersubsections of two track helices at the annihilation and decay vertices, respectively, and the K^0 momentum to be colinear with the line joining the two vertices. The fit improves the signal–to–background ratio

and the decay–time resolution. A simulation study of the detector shows this resolution varying from 4 ps to 10 ps as a function of the neutral kaon decay radius. The simulation also yields the acceptance for the signal and residual background events as a function of the decay time. The only remaining background source consists of semileptonic decays, which are further reduced by using electron identification [9]. Figure A.2 shows the sum of the decay–time distributions of K^0's and $\overline{K}^0$'s in which the K_S–K_L interference cancels. A fit of the expected kaon decay rate and the background shape (Fig. A.2, open circles) yields a value for the K_S mean life in agreement (within 1%) with the world average value [1]. The background level obtained with this fit is in good agreement with Monte Carlo calculations based on known branching ratios. A total of 1.6×10^7 $K^0(\overline{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-$ events remain after background subtraction (only a fraction of the data with decays below $1\,\tau_S$ has been analysed since these decays do not contribute to the statistical significance of the final results).

A.1.5 Normalization of K^0 and $\overline{K}^0$ rates

The detection efficiency of the neutral kaon decay vertex cancels in the asymmetry (Eq. A.2), since the kinematics is identical for K^0 and $\overline{K}^0$ decays to $\pi^+\pi^-$. However, the detection efficiency of $(K^+\pi^-)$ and $(K^-\pi^+)$ pairs, used to tag K^0 and $\overline{K}^0$ respectively, differs due to the geometrical imperfections of the detector and strong interactions of kaons and pions with the detector material (mainly in the scintillator and Čerenkov counters).

In order to eliminate geometrical biases causing a different detection efficiency for particles with opposite curvature sign, the magnetic field polarity is frequently reversed (approximately three times per day). Figure A.3 shows the ratios between the numbers of tagged $\overline{K}^0$ and K^0 events corresponding to the same curvature sign of the associated charged kaon as a function of its momentum. The momentum dependence of these ratios, which are free from geometrical biases, is only due to strong interactions and therefore the ratios are the same for the two curvature signs. Since we average the detection efficiency over the $K\pi$ phase space configuration accepted in each decay time interval, the relative tagging efficiency between K^0 and $\overline{K}^0$ varies when the $K\pi$ configuration changes with the decay time. The radius–dependent decay acceptance, as well as the limited fiducial volume together with the correlation of the neutral kaon momentum with the $K\pi$ configuration lead to this effect. To take this variation into account, each event is weighted with the tagging efficiency corresponding to its $K\pi$ kinematics. The weights are measured at low decay times. Applying this correction changes the value of ϕ_{+-} by 0.2° while $|\eta_{+-}|$ remains the same with the systematic uncertainty given in Table A.1.

After this procedure, the value of the normalization factor α, introduced in Eq. A.2, is expected to be one. To accommodate possible residual effects and to include the correlations between α and the CP–violation parameters, the value of α is left free in the fit of Eq. A.2 to the data, where it is determined with a precision of 6×10^{-4}.

A.1.6 Regeneration

The effect of coherent regeneration on the K^0 and $\overline{K}^0$ rates, mainly caused by the interference of the inherent K_S amplitude of the neutral kaon with the K_S amplitude

regenerated by scattering in the detector material, needs to be considered. In the absence of experimental data for the difference between the forward scattering amplitudes of K^0 and $\overline{K}^0$ in the momentum region of the present experiment (< 800 MeV), we have used the values calculated recently by Eberhard and Uchiyama [11]. The values used for hydrogen as input to their calculation on heavy nuclei are consistent with others [12], from which we estimate an average uncertainty smaller than 13% on the magnitude and 9° on the phase for hydrogen and for heavy nuclei [13]. We have corrected our data on an event–by–event basis depending on the measured momentum of the neutral kaon as well as on the detector materials traversed (see [13]). The values for ϕ_{+-} and $|\eta_{+-}|$ do not change by more than $\pm 0.6^0$ and $\pm 0.02 \cdot 10^{-3}$ respectively, when the magnitude and phase of the scattering amplitudes are varied within our estimated uncertainties. Diffractive regeneration and absorption are found to be negligible in our experimental set–up.

A.1.7 Fit of the asymmetry and final results

Equation A.2 folded with the decay time resolution is fitted to the asymmetry shown in Fig. A.4 with $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} and α as free parameters. The values of ϕ_{+-} and $|\eta_{+-}|$ obtained by the fit, together with their dependence on Δm (in units of $10^7\,\hbar\,\mathrm{s}^{-1}$) and τ_S (in units of ps), are :

$$|\eta_{+-}| = (2.312 \pm 0.043 - 0.001[\Delta m - 527.4] + 0.091[\tau_S - 89.26]) \times 10^{-3} \quad \text{(A.3)}$$

$$\phi_{+-} = 42.7 \pm 0.9^\circ + 0.316[\Delta m - 527.4]^\circ + 0.30[\tau_S - 89.26]^\circ, \quad \text{(A.4)}$$

where we used $\Delta m = (527.4 \pm 2.9) \times 10^7 \hbar\,\mathrm{s}^{-1}$ measured recently by the CPLEAR collaboration using semileptonic decays [14] and $\tau_S = (89.26 \pm 0.12)$ ps [1]. The correlation coefficient between ϕ_{+-} and $|\eta_{+-}|$ given by the fit is 12%. Floating Δm in the fit gives $\Delta m = (529.5 \pm 6.7) \times 10^7 \hbar\,\mathrm{s}^{-1}$, in good agreement with the value used. By changing the background level, the decay time resolution, the regeneration amplitude, Δm and τ_S within their estimated uncertainties we derive the systematic errors shown in Table A.1. Our results are :

$$|\eta_{+-}| = (2.312 \pm 0.043_{\text{stat.}} \pm 0.030_{\text{syst.}} \pm 0.011_{\tau_S}) \times 10^{-3} \quad \text{(A.5)}$$

$$\phi_{+-} = 42.7^\circ \pm 0.9^\circ_{\text{stat.}} \pm 0.6^\circ_{\text{syst.}} \pm 0.9^\circ_{\Delta m}\,. \quad \text{(A.6)}$$

Using the PDG [1] value of $\Delta m = (533.3 \pm 2.7) \times 10^7 \hbar\,\mathrm{s}^{-1}$, we find $|\eta_{+-}| = 2.311 \times 10^{-3}$ and $\phi_{+-} = 44.5^\circ$. The errors remain the same except for the error on ϕ_{+-} resulting from the uncertainty of Δm which reduces to 0.8°. The value of ϕ_{+-} obtained with our value of Δm agrees well with the superweak phase computed with the same Δm and $\Delta\Gamma$ from [1] :

$$\phi_{SW} = \tan^{-1}\frac{2\Delta m}{\Delta\Gamma} = 43.30^\circ \pm 0.16^\circ, \quad \text{(A.7)}$$

being consistent with CPT symmetry. Our systematic errors result mainly from the present uncertainty on the difference between the forward scattering amplitudes of K^0 and $\overline{K}^0$ and the uncertainty on the value of Δm.

TAB. A.1 – Systematic errors of the presented ϕ_{+-} and $|\eta_{+-}|$ values

Source	ϕ_{+-}	$\lvert\eta_{+-}\rvert \times 10^3$
Background level	0.05^0	0.02
Decay time resolution	0.10^0	0.01
Normalization procedure	0.05^0	0.005
Regeneration	0.60^0	0.02
Total syst.	$\mathbf{0.61^0}$	**0.030**
$\sigma(\Delta m)$	0.92^0	0.003
$\sigma(\tau_S)$	0.04^0	0.011

Acknowledgements : We would like to thank the CERN LEAR staff for their support and co-operation as well as the technical and engineering staff of our institutes. This work was supported by the following institutions : the French CNRS/Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, the French Commissariat à l'Energie Atomique, the Greek General Secretariat of Research and Technology, the Netherlands Foundation for Fundamental Research on Matter (FOM), the Portuguese JNICT and INIC, the Ministry of Science and Technology of the Republic of Slovenia, the Swedish Natural Science Research Council, the Swiss National Science Foundation, the UK Particle Physics and Astronomy Research Council (PPARC), and the US National Science Foundation.

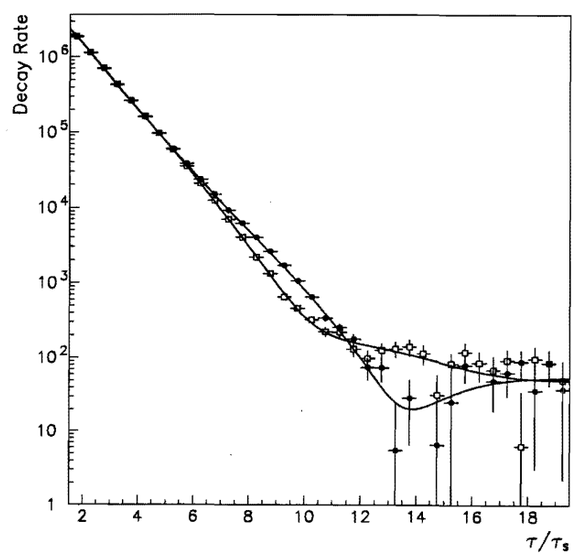


FIG. A.1 – Acceptance corrected decay rate of K^0(squares) and $\overline{K}^0$(circles) into $\pi^+\pi^-$. The lines are the expected rates (Eq. 1) when the PDG–94 values are used for Δm, Γ_S, Γ_L and η_{+-}. Only the data accumulated with the full trigger are shown (see subsection 4).

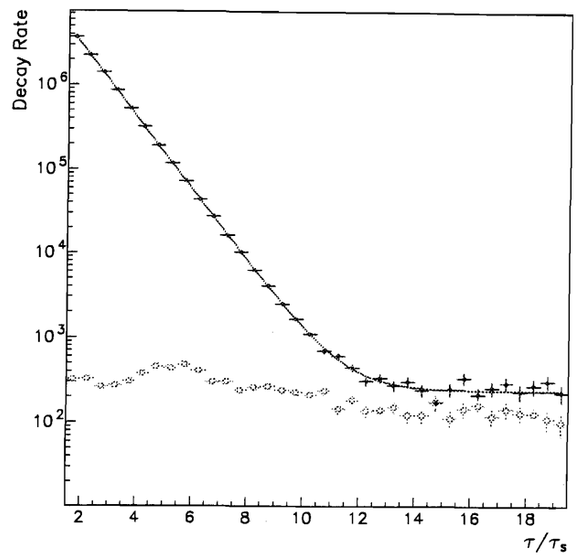


FIG. A.2 – Sum of K^0 and $\overline{K}^0$ decay rates (circles) (normalized and corrected for $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ acceptance). The solid line is a fit with two exponential functions for K_S and K_L, and the background distribution (squares) obtained from a simulation.

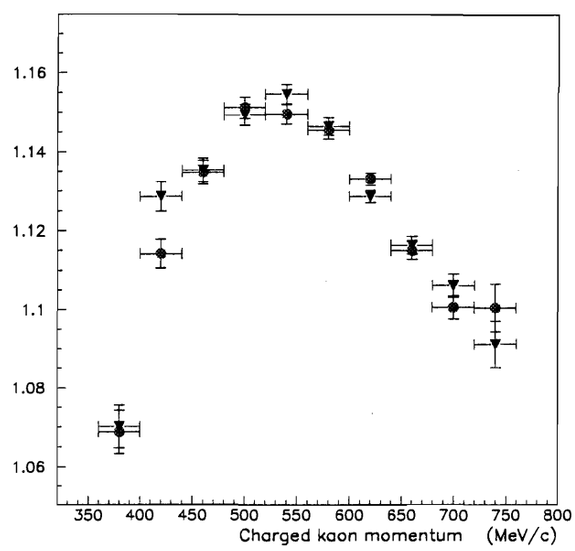


FIG. A.3 – Ratios of $\overline{K}^0/K^0$ events as a function of the charged kaon momentum for positive (circles) and negative (triangles) curvatures. The momentum dependence, resulting from different strong interactions of $K^-\pi^+$ and $K^+\pi^-$ pairs used to tag the neutral kaon, is the same for both curvatures.

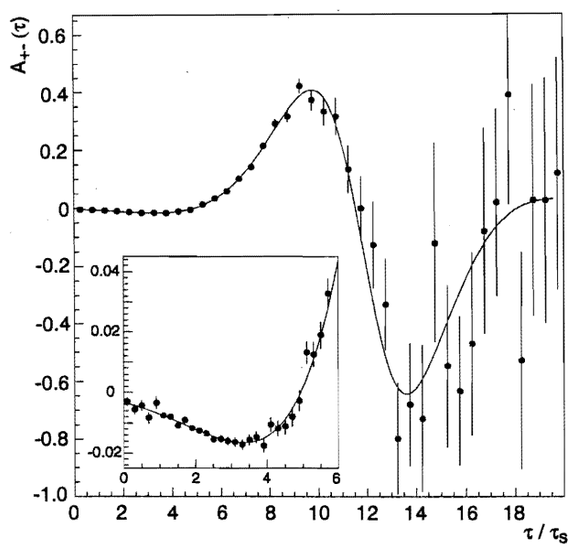


FIG. A.4 – Decay rate asymmetry as a function of the decay eigentime. The solid line is the result of our fit. The inset displays the data at short decay times with a refined binning. Only part of the data below $1\,\tau_S$ was analyzed (see section 4).

A.2 CPLEAR Results - Pisa Conference

MEASUREMENT OF CP VIOLATION PARAMETERS AND TEST OF CPT INVARIANCE WITH $\overline{K}^0$ AND K^0 AT LEAR

Presented by Christophe Yèche,
on behalf of the CPLEAR Collaboration.

Abstract

The CPLEAR experiment at CERN studies the CP, T and CPT symmetries in the neutral kaon system by measuring the rate asymmetries between the decays of initially pure K^0 and $\overline{K}^0$ states. Using data taken between 1990 and mid 1994, precise measurements of $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} and Δm are reported. The comparison of ϕ_{+-} with the superweak phase gives one of the most sensitive test of CPT invariance and leads to a new limit on the K^0-$\overline{K}^0$ mass difference.

A.2.1 Introduction

So far, CP violation has been observed using K_L and K_S beams, in decays of neutral kaons into two-pion final states ($\pi^\pm$, $\pi^0\pi^0$ [15] and recently $\pi^\pm\gamma$ [16]) and in the charge asymmetry of semileptonic K_L decays. Rather than studying the physical states K_S and K_L, the CPLEAR experiment is unique in making direct use of the flavour eigenstates K^0 and $\overline{K}^0$ [17]. For the decay into two pions at the decay eigentime τ, the decay rates of initial K^0 and $\overline{K}^0$ are given by :

$$\left.\begin{array}{l} R(K^0,\pi^\pm,\tau) \\ R(\overline{K}^0,\pi^\pm,\tau) \end{array}\right\} \propto \frac{1 \mp 2Re(\varepsilon)}{2}\left[e^{-\gamma_S\tau} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\gamma_L\tau} \pm 2\,|\eta_{+-}|\, e^{\frac{-(\gamma_S+\gamma_L)\tau}{2}} \cos(\Delta m\tau - \phi_{+-})\right],$$

where γ_S and γ_L are the decay widths of K_S and K_L, Δm is the mass difference between K_L and K_S and ε describes CP violation in the kaon mixing matrix. The parameter η_{+-} is defined as the ratio of the CP forbidden to the CP allowed amplitude :

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \to \pi^\pm)}{A(K_S \to \pi^\pm)} = |\eta_{+-}|e^{i\phi_{+-}}.$$

The corresponding decay rate asymmetry defined as

$$A_{+-}(\tau) = \frac{R(\overline{K}^0,\pi^\pm,\tau) - \alpha R(K^0,\pi^\pm,\tau)}{R(\overline{K}^0,\pi^\pm,\tau) + \alpha R(K^0,\pi^\pm,\tau)} \tag{A.8}$$

is sensitive to the interference term and therefore to the magnitude and the phase of the ratio η_{+-}. The normalisation factor α is proportional to the tagging efficiency of $\overline{K}^0$ relative to K^0 and is determined from the data. $A_{+-}(t)$ is related to the parameters $|\eta_{+-}|$ and ϕ_{+-} through the equation :

$$A_{+-}(\tau) = -\frac{2\,|\eta_{+-}|\,e^{\frac{(\gamma_S-\gamma_L)\tau}{2}}\cos(\Delta m\tau - \phi_{+-})}{1+|\eta_{+-}|^2\,e^{(\gamma_S-\gamma_L)\tau}} \tag{A.9}$$

With a typical decay length of $\sim$ 2.5 cm for the K_S the interference pattern is fully contained inside the CPLEAR detector, and we can extract a precise value of $|\eta_{+-}|$ and ϕ_{+-} from the measurement of this asymmetry. Analogous asymmetries are constructed in the case of $\pi^+\pi^-\pi^0$ and $\pi e\nu$ final states allowing different tests of the discrete symmetries (T, CP, CPT). We report here the precise measurement of the phase of η_{+-}. A comparison of the phase ϕ_{+-} with the superweak phase $\phi_{SW} = \arctan(2\Delta m/(\gamma_S - \gamma_L))$ provides one of the most sensitive test of CPT invariance. The measurement of ϕ_{+-} is strongly correlated to the value of the $K_L - K_S$ mass difference Δm. A precise measurement of Δm is obtained in the CPLEAR experiment with semileptonic decays and this new value of Δm is used in equation (A.9) to determine ϕ_{+-} when fitting it to the data.

A.2.2 The CPLEAR experiment

The CPLEAR experiment uses an intense 200 MeV antiproton beam ($\approx 10^6\,\bar{p}$/s) from the Low Energy Antiproton Ring (LEAR) at CERN. The K^0 and $\overline{K}^0$ mesons are symmetrically produced in proton-antiproton annihilations at rest through the reactions

$$\begin{aligned} p\bar{p} &\rightarrow K^-\pi^+K^0, \qquad \mathrm{Br} = 2\times10^{-3} \\ p\bar{p} &\rightarrow K^+\pi^-\overline{K}^0, \qquad \mathrm{Br} = 2\times10^{-3}\,. \end{aligned} \tag{A.10}$$

The strangeness of the neutral kaon is tagged by observing the sign of the charged kaon. The symmetrical production of K^0 and $\overline{K}^0$ together with a symmetrical detection of their decay states have the advantage of minimizing the systematic effects.

The detector[18] has a cylindrical geometry and is mounted inside a solenoid of 3.6 m length and 1m radius, which produces a magnetic field of 0.44 T parallel to the antiproton beam. The antiprotons stop and annihilate inside a target filled with gaseous hydrogen at 16 bar pressure. The charged particle tracking is performed with two Multiwire Proportional Chambers, followed by six Drift Chambers and two layers of Streamer Tubes. All tracking devices provide a fast on-line position coordinate for trigger processors. The charged kaons and pions are identified using the Particle Identification Detector (PID) [19], consisting of a Scintillator-Čerenkov-Scintillator sandwich (SCS). The threshold for producing light in the Čerenkov counter is 300 MeV for pions and 700 MeV/c for kaons. Therefore $K^\pm$ mesons produced in the reactions (A.10) with momenta less than 700 MeV/c are required to have a $S\overline{C}S$ pattern in the PID. Finally, there is an 18-layer gas sampling electromagnetic calorimeter (6.2 radiation lengths) with a high spatial resolution.

Because of the small branching ratio of the desired channels (A.10), the experiment requires a high annihilation rate. In order to provide an efficient online event selection and background rejection, a sophisticated multi-level trigger has been designed. The maximum trigger decision time is around 34 μs and the trigger rejection factor is about 1000. At a beam intensity of 1 MHz, the data acquisition system writes about 450 events per second on tape.

A.2.3 Data analysis

The offline analyses of $\pi^+\pi^-$ and semileptonic events are very similar. For both, the event selection requires a four track topology with a kaon candidate of momentum larger than 350 MeV. The events are then passed through kinematical and geometrical constraint fits to minimize the background and to improve the resolution of the measured K^0 decay eigentime (0.05 τ_S after constrained fits). These constraints require conservation of energy and momentum, the missing mass at the annihilation vertex to be equal to the neutral kaon mass, the intersections of two track helices at the annihilation and decay vertices, respectively, and the neutral kaon momentum to be colinear with the line joining the two vertices (9 constraints for $\pi^+\pi^-$ events and 6 constraints for semileptonic events).

The offline identification of the electrons (positrons) is done with an e/π separator which consists of a neural network based on the PID information (energy loss in scintillators, number of photo-electrons per unit path length in the Čerenkov counter and time of flight).

A.2.4 Δm measurement

A precision measurement of Δm is done by using the semileptonic decay channel. Assuming the $\Delta S = \Delta Q$ rule (in the Standard Model $\Delta S = -\Delta Q$ is highly suppressed), K^0 can only decay to $\pi^- e^+ \nu_e$ and $\overline{K}^0$ can only decay to $\pi^+ e^- \bar{\nu}_e$. Therefore the charge of the lepton $e^\pm$ is a marker of the strangeness at the decay time, whereas the charge of the kaon $K^\pm$ is a marker of the strangeness of the neutral kaon at the production time. We can define two different kinds of rates for initial K^0 and $\overline{K}^0$:

$$\overline{N}^+ = R(\overline{K}^0, \pi^- e^+ \nu_e, \tau), \quad N^- = R(K^0, \pi^+ e^- \bar{\nu}_e, \tau), \tag{A.11}$$

$$\overline{N}^- = R(\overline{K}^0, \pi^+ e^- \bar{\nu}_e, \tau), \quad N^+ = R(K^0, \pi^- e^+ \nu_e, \tau) \, . \tag{A.12}$$

The first two rates (A.11) correspond to events with a ($\Delta S = 2$) transition whereas the rates (A.12) correspond to events with a ($\Delta S = 0$) transition. The rates (A.12) and (A.11) are compared by forming the asymmetry

$$A_{\Delta m}(\tau) = \frac{N^+ + \overline{N}^- - (\overline{N}^+ + N^-)}{N^+ + \overline{N}^- + \overline{N}^+ + N^-}, \tag{A.13}$$

and the strangeness oscillation frequency is determined through the equation :

$$A_{\Delta m}(\tau) = \frac{2\cos(\Delta m\, \tau)\; e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S + \gamma_L)\tau}}{(1 + Re(x))e^{-\gamma_S \tau} + (1 - Re(x))e^{-\gamma_L \tau}} \tag{A.14}$$

where a possible violation of the $\Delta S = \Delta Q$ rule is taken into account by the parameter $Re(x)$. The fit of the asymmetry $A_{\Delta m}(t)$ to the data leaving Δm and $Re(x)$ as free parameters (fig. A.5) gives the following result :

$$\Delta m = (0.5274 \pm 0.0029_{stat} + 0.0005_{sys}) \times 10^{10} \hbar s^{-1}, \tag{A.15}$$

and the value of $Re(x)$ is compatible with zero.

The systematic error comes mainly from the the Monte Carlo estimation of the background at short decay times.

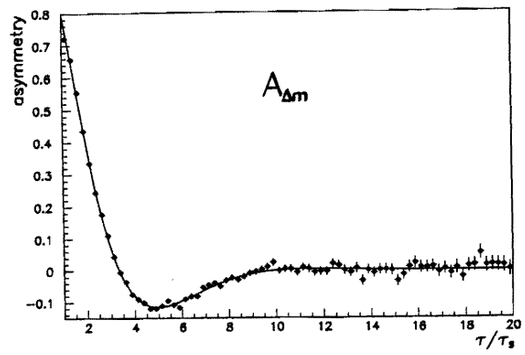


FIG. A.5 – *The time dependent asymmetry $A_{\Delta m}$. The solid line is the result of the fit.*

A.2.5 η_{+-} measurement

For the $\pi^+\pi^-$ channel, the K^0 and $\overline{K}^0$ decay time distribution corrected for the acceptance is displayed in figure A.6. For decay times $\tau \lesssim 10\ \tau_S$, it is clearly dominated by two-pion decays whereas at large decay time a significant fraction of background remains, consisting mainly of semileptonic K_L decays. From a fit to the data, leaving the K_S mean life and the amount of background semileptonic decays as free parameters, the number of background events is found to be 1.05 ± 0.15 times the number of K_L decaying to two pions.

Even if the K^0 and $\overline{K}^0$ are produced symmetrically, the number of tagged K^0 and $\overline{K}^0$ is not exactly equal. This is due to different interactions of K^+ and K^- in the detector material (essentially the PID) and to geometrical imperfections of the detector. In order to cancel the geometrical biases, the magnetic field polarity is frequently reversed. The remaining difference in the tagging efficiency depends on the kinematical configuration of the primary tracks ($K\pi$). Hence, we correct this effect event by event by applying a weight as a function of the ($K\pi$) kinematical variables.

Despite the fact, that the material of the detector was minimized, the effect of coherent regeneration on the K^0 and $\overline{K}^0$ rates is not negligible. In the absence of experimental data for the difference between the forward scattering amplitudes of K^0 and $\overline{K}^0$ in the momentum region of the present experiment (< 800 MeV), we have used the values calculated recently by Eberhard and Uchiyama [22] in order to correct event by event for coherent regeneration.

After background subtraction, correction of relative tagging efficiencies and correction of regeneration the asymmetry $A_{+-}(t)$ of equation (A.8) is constructed from the time-dependent decay rates (see fig. A.7) and fitted with equation (A.9) to extract $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} and α.
With the Δm value (A.15) obtained from the semileptonic decays our results are :

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &= (2.312 \pm 0.043_{\text{stat.}} \pm 0.030_{\text{syst.}} \pm 0.011_{\tau_S}) \times 10^{-3} \\ \phi_{+-} &= 42.7^\circ \pm 0.9^\circ_{\text{stat.}} \pm 0.6^\circ_{\text{syst.}} \pm 0.9^\circ_{\Delta m}. \end{aligned}$$

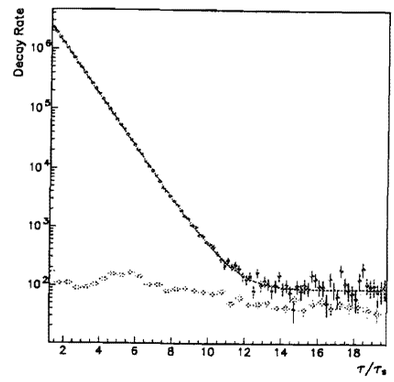


FIG. A.6 – *Sum of K^0 and $\overline{K}^0$ decay rates (normalized and corrected for $K^0 \to \pi^+\pi^-$ acceptance) and the background contribution determined with a Monte Carlo simulation.*

Using the PDG [15] value of Δm, we find :

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &= (2.311 \pm 0.043_{\text{stat.}} \pm 0.030_{\text{syst.}} \pm 0.011_{\tau_S}) \times 10^{-3} \\ \phi_{+-} &= 44.5^\circ \pm 0.9^\circ_{\text{stat.}} \pm 0.6^\circ_{\text{syst.}} \pm 0.8^\circ_{\Delta m}. \end{aligned}$$

Our systematic errors result mainly from the present uncertainties on the regeneration and the value of Δm.

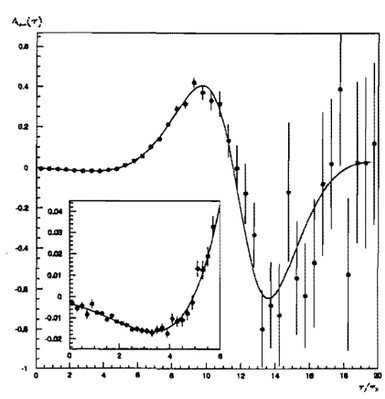


FIG. A.7 – *Decay rate asymmetry as function of the decay time. The line is the result of our fit.*

A.2.6 Test of CPT invariance

The comparison of ϕ_{+-} with $\phi_{SW} = 43.30^\circ \pm 0.16^\circ$ yields an indirect test of CPT invariance. Under the assumption that CPT is conserved in the decay matrix ($\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$)

and neglecting the direct CP violation, we have

$$\eta_{+-} = \varepsilon_{\mathrm{T}} + \delta_{\mathrm{CPT}} + i\phi_0 \tag{A.16}$$

where ε_{T} and δ_{CPT} describe respectively (CP and T) violation and (CP and CPT) violation in the kaon mixing matrix $M - i\frac{\Gamma}{2}$. The phase of ε_{T} is ϕ_{SW} and different by $\frac{\pi}{2}$ from the phase of δ_{CPT}.

$$\varepsilon_{\mathrm{T}} = \frac{\Delta m \cdot \arg(-M_{12}\Gamma_{12}^*)}{\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta\Gamma^2}} e^{i\phi_{\mathrm{SW}}} \qquad \delta_{\mathrm{CPT}} = \frac{m_{\overline{K}^0} - m_{K^0}}{\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta\Gamma^2}} e^{i(\phi_{\mathrm{SW}} + \frac{\pi}{2})}$$

A limit on the $\overline{K}^0 - K^0$ mass is deduced from equation (A.16) :

$$m_{\overline{K}^0} - m_{K^0} = [|\eta_{+-}|(\phi_{+-} - \phi_{\mathrm{SW}}) - \phi_0 \cos(\phi_{\mathrm{SW}})].\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta\Gamma^2}.$$

Normally the term ϕ_0 is neglected when analysing the phase difference $\phi_{+-} - \phi_{\mathrm{SW}}$ [23]. With the CPLEAR results, we can give a strict experimental limit on this term defined as

$$\phi_0 = \frac{1}{2}(\arg(\Gamma_{12}) - \arg(a_0^* \overline{a_0})),$$

where a_0 and $\overline{a_0}$ are respectively the amplitudes for the K^0 and $\overline{K}^0$ decays to $\pi\pi$ in $I = 0$. From the unitarity of the decay matrix Γ, its off-diagonal element can be written as $\Gamma_{12} = \sum_f < K^0|H|f >< f|H|\overline{K}^0 >$ (sum over all final states $|f >$). Neglecting final states like $(\pi\pi, \mathrm{I} = 2)$, $\pi^+\pi^-\gamma$ and $\gamma\gamma$, assuming that the possible violation of the $\Delta S = \Delta Q$ rule (described by the parameter x) is identical for μ and e, and that $\eta_{+-0} = \eta_{000}$, we find :

$$\arg(\Gamma_{12}) \simeq \arg(a_0^* \overline{a_0}) + 2\frac{\gamma_{\mathrm{L}}}{\gamma_{\mathrm{S}}} \left[Br(\mathrm{K_L} \to \pi\pi\pi) Im(\eta_{+-0} - \eta_{+-}) + 4Br(\mathrm{K_L} \to l^+\pi^-\nu_l) Im(x)\right].$$

The measurements of $Im(\eta_{+-0})$ and $Im(x)$ by CPLEAR improve the estimation of ϕ_0. Using data taken between 1990 and 1993, we have $Im(\eta_{+-0}) = -16 \pm 20_{\mathrm{stat.}} \pm 8_{\mathrm{syst.}}$ and $Im(x) = 4.8 \pm 4.3_{\mathrm{stat.}} \pm 0.6_{\mathrm{syst.}}$[24]. They give $\phi_0 \cdot \cos(\phi_{\mathrm{SW}})/|\eta_{+-}| = 0.3° \pm 0.4°$ instead of $-0.2° \pm 2.9°$ with the PDG [15] values. Thus we obtain the limit :

$$\left|\frac{m_{\overline{K}^0} - m_{K^0}}{m_{K^0}}\right| < 2.1 \cdot 10^{-18} (90\% C.L.)$$

A.2.7 Summary and prospects

We have reported the precise measurements of ϕ_{+-} and Δm performed in an independent way. The comparison of ϕ_{+-} with the superweak phase ϕ_{SW} taking into account the CPLEAR results on $Im(\eta_{+-0})$ and $Im(x)$ provides one of the most sensitive indirect tests of CPT invariance.

With additional data collected during 1994 and 1995, the statistical errors will be decreased by a factor 1.5 to 2. A dedicated measurement of regeneration parameters in 1996 will help to decrease our systematic error in ϕ_{+-} by more than a factor 2.

Bibliographie

[1] Particle Data Group, Phys. Rev. D50 (1994) 1173.

[2] J. Ellis, N.E. Mavromatos and D.V. Nanopoulos, Phys. Lett. B293 (1992) 142;
J. Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos and M. Srednicki, Nucl. Phys. B241 (1984) 381;
P. Huet and M.E. Peskin, Nucl. Phys. B434 (1995) 3.

[3] R. Carosi et al., Phys. Lett. B237 (1990) 303.

[4] L.K. Gibbons et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1199;
B.Schwingenheuer et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4376.

[5] K. Arisaka et al., KTEV (E832) proposal, 1990.

[6] G.D. Barr et al., NA48 proposal, CERN/SPSC/90–22 SPSC/P253, 1990.

[7] The DAFNE Physics Handbook, Ed. L. Maiani, G. Pancheri and N. Paver, (LNF, Frascati, 1992).

[8] E. Gabathuler and P. Pavlopoulos, Strong and weak CP violation at LEAR, Proceedings of the Workshop on physics at LEAR with low energy cooled antiprotons, Ed. U. Gastaldi and R. Klapisch, Plenum New York, p.747 (1982).

[9] R. Adler et al., The CPLEAR detector at CERN, in preparation.

[10] R. Adler et al., Phys. Lett. B286 (1992) 180.

[11] P.H. Eberhard and F. Uchiyama, Nucl. Instrum. and Methods, Phys. Res. A350 (1994) 144.

[12] J. Antolin, Phys.Rev. 35D (1987) 122;
J. Antolin, J. Math. Phys. 31 (1990) 791;
J. Antolin and A.Cruz, J. Phys. G : Nucl. Phys. 12 (1986) 297;
P. Baillon et al., Nucl. Phys. B105 (1976) 365;
P. Baillon et al., Nucl. Phys. B107 (1976) 189;
P. Baillon et al., Nucl. Phys. B134 (1978) 31;
A.D. Martin, Nucl. Phys. B179 (1981) 33.

[13] CPLEAR internal note, CP/PHY–034 (1994);
CERN/SPSLC/95–47, SPSLC/M561 (1995).

[14] R. Adler et al., Measurement of K_L–K_S mass difference by using semileptonic decays of tagged neutral kaons, submitted to Phys. Lett. B, CERN-PPE/95-103.

[15] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173.

[16] E.J. Ramberg et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2529.

[17] E. Gabathuler and P. Pavlopoulos, Proceedings of the Workshop on Physics at LEAR eds. U. Gastaldi and R. Klapisch, (Plenum New York, 1982) p. 747.

[18] R. Adler et al., The CPLEAR detector at CERN, to be submitted for publication in Nucl. Instr. and Methods A.

[19] A. Angelopoulos et al., (CPLEAR Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. **A311** (1992) 78.

[20] R. Adler et al., submitted for publication in Phys. Lett. B, CERN/PPE 95-103.

[21] R. Adler et al., (CPLEAR Collaboration), Phys. Lett. **B286** (1992) 180.
R. Adler et al., submitted for publication in Phys. Lett. B, CERN/PPE 95-107.

[22] P.H. Eberhard and F. Uchiyama, Nucl. Instrum. and Methods, Phys. Res. **A350** (1994) 144.

[23] R. Carosi et al., (NA31 Collaboration), Phys. Lett. **B237** (1990) 303.

[24] B. Pagels, Recent results of the CPLEAR experiment, 23rd INS International Symposium on Nuclear and Particle Physics with Meson Beams in the 1 GeV/c Region, Tokyo, Japan (to be published).

B

Le DIRC, un détecteur d'identification de particules

Dans cette annexe, on trouve un article publié dans les actes de la conférence «Hyperons, Charm and Beauty Hadron» ayant eu lieu à Gènes en Italie du 30 Juin au 3 Juillet 1998. Cet article présente succintement le concept du DIRC, utilisant pour identifier une particule chargée la lumière Cherenkov qu'elle émet en traversant un barreau de quartz ; il décrit le détecteur lui-même et enfin, il donne les résultats des études réalisées avec un prototype auprès d'un faisceau de test au CERN pendant une durée de 12 mois de 1995 à 1996.

Cet article a été publié dans la revue Nuclear Physics avec la référence : DIRC-*BABAR* Collaboration, Ch. Yèche, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 75B, 356, 1999.

The DIRC, the Particle Identification Detector of *BABAR*

DIRC Group of the *BABAR* Collaboration
Presented by C. Yèche,
DAPNIA/Service de Physique des Particules,
CEA-Saclay 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, France.

Abstract

A novel Particle Identification Detector (PID) has been developed for the BABAR experiment which will operate at the PEP-II B factory at SLAC. The principles of this new concept of PID called the DIRC, based on ring imaging Cherenkov techniques, are briefly described. The results obtained with a large scale prototype and pion, kaon and proton beams at CERN are presented. The performances of this prototype are compared to the Monte-Carlo simulations and the BABAR requirements.

B.1 INTRODUCTION

The *BABAR* detector[1] has been designed to study *CP* violation in the $(B^0, \overline{B}^0)$ system using an asymmetric e^+e^- collider (PEP-II) with the center of mass energy tuned to the $\Upsilon(4S)$ mass. *BABAR* will begin taking data in Spring 1999.

The identification of charged pions, kaons and protons is crucial for the *BABAR* experiment. For example, the measurement of the angle α of the CKM unitarity triangle by the study of the rare decay process $B^0 \to \pi^+\pi^-$ requires a good rejection of the $B^0 \to K^+\pi^-$ background decay for momenta up to 4 GeV/c. Moreover, a part of the tagging of the flavor of B^0 decaying to a CP channel is performed by using the sign of the kaon associated to the decay of the opposite B.

The DIRC[2] (acronym for **D**etection of **I**nternally **R**eflected **C**herenkov light) is very well matched to *BABAR* requirements, including its small radial dimension that allows to minimize the cost of the crystal calorimeter. Indeed, the DIRC radiator consists of a thin quartz bar with a rectangular cross section (see Figure B.1) and the photodetection surface is positioned about 1.2 m from the end of the bar in the "backward" (lower energy) direction.

A charged particle crossing the radiator emits Cherenkov light in a cone around the trajectory with an opening angle which depends on the initial particle speed. Part of this Cherenkov light is trapped in the bar due to total internal reflection and transported to the end of the bar. Then, the light emerges in a "standoff" region filled with water (medium with a high refractive index at low cost) where the Cherenkov image is allowed

to expand. The detection of the photons is performed by an array of photomultiplier tubes. After reconstruction of the Cherenkov "ring" and determination of the opening angle, the velocity of the initial particle is determined. The collection of the Cherenkov light is therefore radically different from usual RICH techniques.

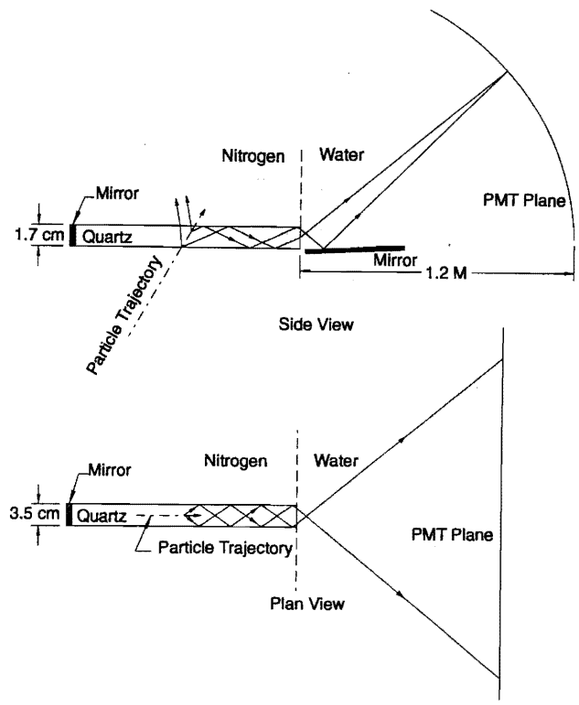


FIG. B.1 – Scheme of a single bar of DIRC.

B.2 THE DIRC FOR *BABAR*

The *BABAR* detector is shown schematically in an elevation view section in Figure B.2. The DIRC bars are arranged as a 12-sided polygonal barrel between the drift chamber and the crystal calorimeter. Each side of the polygon consists of 12 bars placed very close together (75 μm gap) side by side, for a total of 144 bars. Each quartz bar is 1.7 cm thick, 3.5 cm wide and about 4.90 m long, and is constructed by gluing end-to-end four 1.225 m bars.

To avoid having to instrument both bar ends with photon detectors, a mirror is placed perpendicular to the bar axis, at the end on the forward (higher energy) direction side. A quartz 'wedge' with a trapezoidal profile is glued to the other end. The purpose of the wedge is to reflect the photons going down at the exit of the bar.

The photon detector is equipped with 10751 PMTs with a 2.82 cm diameter built by Thorn EMI. They are organized in a close-packed array at a distance of 1.17 m of the end of the bars on an approximately toroidal detection surface.

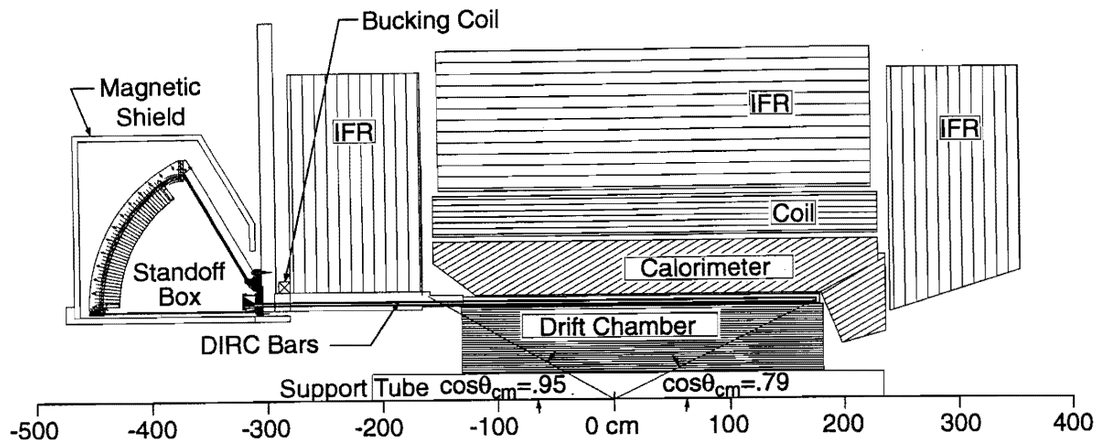


FIG. B.2 – Schematic midplane section of the top half of the *BABAR* detector and its DIRC.

B.3 TESTS OF A LARGE SCALE PROTOTYPE AT CERN

To prove the viability of this new concept of PID and to study many aspects of the final design of the DIRC, a large scale prototype has been constructed. This prototype consists of two $1.67 \times 4.6 \times 120$ cm quartz bars glued together to form a bar of 2.40 m long. The prototype standoff box is 2.4 m wide by 1.2 m on each edge. The photo-detection is performed by 500 PMTs separated from the water by a flat 2 cm thick quartz window. The prototype was tested with pion, kaon and proton beams with a momentum range from 0.8 to 10 GeV/c at CERN[3].

B.3.1 Attenuation of light in the quartz bar

Figure B.3 shows the measurements of the Cherenkov quality factor[4] $N_0(Z)$ versus Z, the effective bar distance defined as the distance traveled by the photons projected along the bar axis. The data are fitted to an exponential with a discontinuity of $11.4 \pm 1.5\%$ at $Z = 240$ cm, to account for reflection loss at the bar-end mirror. The fitted attenuation per meter is equal to $4.1 \pm 0.7\%$. In addition, there is no clear observation of a light loss at the glue joint ($Z = 120$ cm and $Z = 360$ cm) and this potential loss is consistent with zero within two standard deviations.

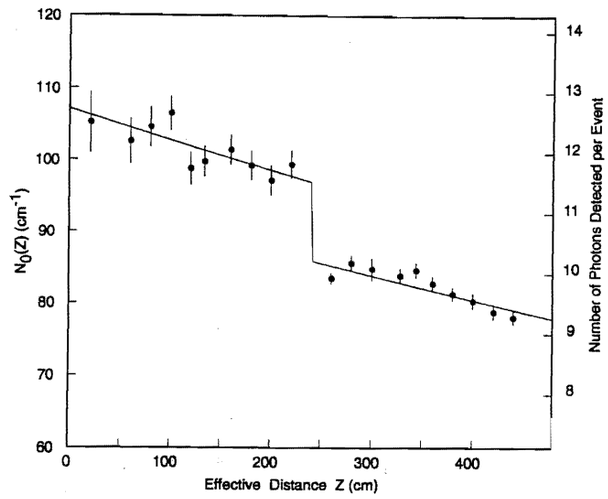


FIG. B.3 – Quality factor N_0 as a function of the effective bar transmission distance Z.

B.3.2 Cherenkov angle resolution

The Cherenkov angle θ_c resolution per photon σ_S was found to be equal to 10.0 ± 0.2 mrad, in agreement with Monte Carlo expectations. No significant variation in this resolution with either Z or ϕ_c (Cherenkov azimuthal angle) was observed. Then, by combining the θ_c measured for each hit of a single particle in a maximum likelihood fit, we can extract the θ_c per track.

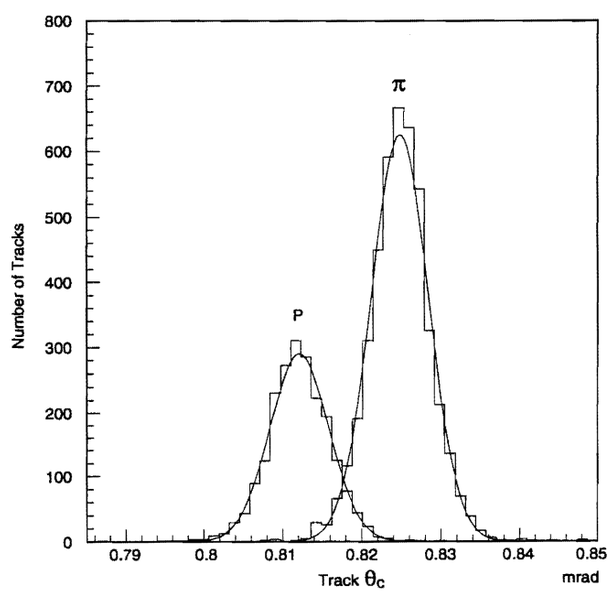


FIG. B.4 – θ_c per track at 5.4 GeV/c for π and p.

Figure B.4 shows the results of the likelihood fit for pions and protons at 5.4 GeV/c (this is equivalent to comparing pions and kaons at about 3 GeV/c). The measured resolution per track of $\sigma_R = 3.6$ mrad gives a pion/proton separation for the prototype of 3.6 standard deviations. This result extrapolated to the final DIRC with more closer-packed tubes leads to a four sigma π/K separation up to 4 GeV/c. The Cherenkov track resolution σ_R follows the expected dependence on the single photon resolution and on the number of photoelectrons N_γ varying from 5 to 15, with an additional term $\sigma_0 = 1.1 \pm 0.3$ mrad which represents an estimation of mis-alignment and multiple scattering effects in the bar.

$$\sigma_R{}^2 = \frac{\sigma_S^2}{N_\gamma} + \sigma_0{}^2$$

B.4 CONCLUSIONS AND PROSPECTS

The DIRC has many attractive features and is well matched to the requirements for a particle identification device in the BaBar detector at the PEP-II B Factory. The beam tests performed at CERN with a large scale prototype have shown that the final detector should achieve a π/K separation better than four standard deviations at all relevant momenta. The measured single photon resolution is consistent with the Monte-Carlo predictions and essentially independent of particle type, track position in the bar, or Cherenkov azimuthal angle. The attenuation of the light is small and better than seen in earlier prototypes.

At present, the mechanical construction of the different elements of the final DIRC is finished. The production of the quartz bars is in its last stage (polishing of the surfaces). The assembly and the installation of the DIRC is in progress at SLAC. First tests with the final DIRC will be performed during *BABAR* cosmic runs in November 1998. The first physics collisions are foreseen in Spring 1999.

Bibliographie

[1] *The BABAR Collaboration, Technical Design Report*, SLAC-REP-950457 (1995).

[2] B.N. Ratcliff, SLAC-PUB-5946 (1992) and Dallas HEP (1992) 1889
B.N. Ratcliff, SLAC-PUB-6047 (1993)
P. Coyle *et al.*, NIM A 343 (1994) 292.

[3] R. Aleksan *et al.*, NIM A 397 (1997) 261.

[4] PDG, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 155.

C

Étiquetage de la saveur des mésons B dans *BABAR*

Avant le démarrage de l'expérience *BABAR* en 1999, un livre donnant un état des lieux de la physique du B a été réalisé par la collaboration *BABAR*. Ce livre regroupe le travail commun des physiciens de l'expérience *BABAR* et d'un groupe de théoriciens au cours de quatre «Ateliers de travail» portant sur la physique du B de Novembre 1996 à Septembre 1997. Il donne donc un instantané de la physique du B accessible par l'expérience *BABAR* en 1998. Depuis, les objectifs établis dans ce livre qui semblaient un peu optimiste ont bien souvent été atteints, voire parfois dépassés.

Cette annexe reprend un extrait de ce livre ; elle présente des méthodes d'analyse de problèmes à plusieurs variables discriminantes (Section C.1) et elle montre un exemple d'application de ces méthodes pour résoudre le problème de l'étiquetage de la saveur initiale du B^0 étudié (Section C.2).

Cet extrait provient du chapitre 4 intitulé «Snapshot of *BABAR* Software and Analysis Tools» du livre «The *BABAR* Physics Book» publié sous la référence :
BABAR Collaboration, P. F. Harrison and H. R. Quinn, ed., SLAC-R-504 (1998).

C.1 Multivariate Analysis Tools

In standard analyses one often has to characterize events for acceptance or rejection. This task is generally performed by applying cuts on various distributions which distinguish signal events from background. This approach is not always the optimal solution to the problem, because all the information (the shapes of the variable distributions, the correlations between the variables) is not exploited and this leads to a loss in signal efficiency. Statistical methods based on multivariate analysis have been developed over many years to tackle this kind of problem. For historical reasons these methods have been focused on linear problems which are easily tractable. In order to deal with nonlinearities, artificial neural networks have been shown to be a powerful tool in the discrimination task, and during the last decade they have been more and more extensively used in the Particle Physics community, either for searches for new particles (top, Higgs) or in B physics at LEP.

In the specific case of the *BABAR* experiment, in order to measure CP violation it will be necessary to suppress the huge $q\bar{q}$ background to a level of some 10^{-5}, or even less, and to tag with a reasonably high efficiency the CP mode B candidate after reconstruction. In the first step of the background rejection, one deals with loose cuts, in which the signal sample is preserved with the maximum possible efficiency, but for the tagging and the remaining background suppression, the use of multivariate analysis provides a quantity which can be used as a weight for the event to originate from a b or $\bar{b}$ quark or continuum background.

C.1.1 Presentation of the Different Methods

In this section, the different multivariate analysis methods used in the rest of this book are summarized. In order to separate a signal from its background, the simplest approach consists of applying cuts to the discriminating variables. First, a method (Genetic Algorithm) which allows the optimization of a set of cuts is presented. Then, a likelihood method (Parameterized Approach) which deals with the shape of the distributions of the discriminating variables is described. Finally, two methods are presented, (Fisher and Neural Network approaches) in which the correlations between the variables are taken into account respectively by a linear or non-linear combination of the variables.

In the following discussion, the case where one has to discriminate between two classes of events is considered. One class is associated with the signal—the events to be characterized. The other class is referred to as background. These methods are collected together in a single package called `Cornelius` which returns the probabilities for an event to belong to the two classes, according to any of the different methods.

Method to optimize cut approaches : genetic algorithms

Genetic Algorithms [1] are search algorithms based on the mechanics of Darwinian evolution : survival of the fittest. Each possible solution to a given problem (*e.g.*, a set of cuts on some discriminating variables) is considered an *individual* : each cut may be regarded as one *gene*, the set of cuts comprising the individual. The genetic algorithm is

designed to find the best solution to the problem from a *population* of possible solutions. The algorithm calculates a *fitness* value for each individual (set of cuts). This is specified by the user with his/her problem in mind, and could be, for example, a measure of the signal to background ratio for each set of cuts (individual). Then the worst candidate solutions (the least fit) are removed from the population. The algorithm then acts on the surviving solutions using three fundamental (genetic) operators : *reproduction*, *crossover* and *mutation* : more individuals are "spawned" from combinations of the surviving ones in order to form a new (descendant) population, which retains the best characteristics of the previous one. The individuals comprising the population improve, on average, after each iteration, *i.e.,* they gain better and better *fitness* values.

In Experimental Particle Physics it has been demonstrated [2] [3] that genetic algorithms can help in physics analysis when statistical significance optimization is needed. Applications of genetic algorithms [2] include distinguishing signal from background (in rare decays) and flavor tagging.

The parameterized approach

The Parameterized Approach (PA) [4] is based on the use of relative likelihood and is constructed from the distributions of the discriminating variables for the two classes of events (1 and 2) which should be distinguished. Ideally, for N discriminating variables, the likelihood for an event to belong to the class α ($\alpha = 1$ or 2) is given by the N-dimensional density distribution $g^{\alpha}(x_1, \cdots x_N)$. To characterize this event one can then construct the ratio of the likelihood for the two hypotheses :

$$X_{PA} = \frac{g^1(x_1, \cdots x_N)}{g^1(x_1, \cdots x_N) + g^2(x_1, \cdots x_N)} . \tag{C.1}$$

In practice, it is difficult to obtain N dimensional distributions for $g^1(x_1, \cdots x_N)$ and $g^2(x_1, \cdots x_N)$. Hence in the PA, the approximation may be made that the discriminating variables are uncorrelated, *i.e.,* that :

$$g^{\alpha}(x_1, \cdots x_N) = \prod_{i=1}^{N} g_i^{\alpha}(x_i) , \tag{C.2}$$

where $g_i^1(x_i)$ ($g_i^2(x_i)$) is the one-dimensional density distribution of the variable x_i for events of Class 1 (2). Several points should be emphasized :

- By construction, X_{PA} tends to 1 for Class 1 events and tends to 0 for Class 2 events.
- If a discriminating variable x_i is not useful, ($g_i^1(x_i) \simeq g_i^2(x_i)$ over all the range considered for x_i), it does not dilute the information from the other discriminating variables.
- If there is no correlation between the different discriminating variables the combined variable X_{PA} is optimal.
- In the case where there are correlations between the discriminating variables, some information is lost. Nevertheless the use of X_{PA} as a new discriminating variable (cf. Probability building below) insures that no bias is introduced into the analysis. However, care should be taken not to incorporate too many correlated variables, to avoid a dilution of the discriminating power of the PA.

Despite the above advantages, the PA may be improve for a given application by the use of two-dimensional distributions for the highly correlated pairs of variables.

Linear multidimensional methods (Fisher, Mahalanobis)

In Linear Discriminant Analysis (LDA) [5], also known as the Fisher method, the initially selected N variables which characterise the events, are combined linearly to provide the best separation between the two classes of events. The discrimination task consists of determining an axis in the R^N space of the discriminating variables such that the two classes are maximally separated. In order to apply this method, one needs only the mean values of each variable over the full sample, $(\bar{\mathbf{x}})$, the means over each class, $(\bar{\mathbf{x}}_1, \bar{\mathbf{x}}_2)$, and the total variance-covariance matrix, $T_{\mu\nu}$. This matrix may be separated into two components : $T_{\mu\nu} = W_{\mu\nu} + B_{\mu\nu}$ where $W_{\mu\nu}$ and $B_{\mu\nu}$ are the Within- and Between-class matrices respectively. W reflects the dispersion of the events relative to the center of gravity of their own class, and B represents the distance of a class to the total center of gravity.

The distance between the projected points will naturally be maximum along the direction defined by the line between $\mathbf{x}_1$ and $\mathbf{x}_2$. Then the segment $(\bar{\mathbf{x}}_1, \bar{\mathbf{x}}_2)$ is the projection axis. In his original work [5], Fisher proposed to normalize the projected distance by the quadratic sum of the projected dispersion of each class. Mathematically, discriminating an event means : compare the value of a discriminating function (the projection) for the event $(\mathbf{x})$, given by

$$X_{FI} = \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n} (\bar{\mathbf{x}}_1 - \bar{\mathbf{x}}_2)^T W^{-1} \mathbf{x} \tag{C.3}$$

with some threshold value. For the case of interest here, the threshold is

$$\theta_0 = \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n} (\bar{\mathbf{x}}_1 - \bar{\mathbf{x}}_2)^T W^{-1} (\bar{\mathbf{x}}_1 + \bar{\mathbf{x}}_2)/2 \tag{C.4}$$

where n_1, n_2 are the number of events in each sample and n is the total number of events. More generally, as will be discussed below, one merely calculates the probability for X_{FI} to be in each class and uses these probabilities rather than making a cut. The Mahalanobis analysis uses the full covariance matrix instead of the W matrix. An event is classified in Class 1 if $X_{FI} > \theta_0$. Otherwise, it is classified in Class 2. It is often preferable to compare to 0, in which case the discriminating function is simply redefined by $X_{FI} - \theta_0$.

Non-linear multidimensional methods (neural networks)

A natural extension of the previous linear approaches is to use a non-linear one [6], *e.g.,* neural networks. Here, the focus is on the multilayer perceptron architecture (MLP) using backpropagation of the error. The basic building block of the architecture of the NN is a processing element called a neuron. To this single neuron j is associated N input variables x_k and a response, the output z_j. The inputs are linearly combined according to some parameters called weights, ω_{jk}. A constant term (the threshold θ_j) can be added to the weighted sum of the inputs, giving the signal Z which will activate the neuron :

$$Z = \sum_{k=1}^{N} \omega_{jk} x_k + \theta_j \tag{C.5}$$

The activation of the neuron j is simulated by evaluation of a non-linear function $a(x)$ at the point Z,

$$z_j = a(Z) \tag{C.6}$$

where the activation function is generally given by the sigmoid function

$$a(x) = \frac{1}{2}(1 + \tanh x). \tag{C.7}$$

For the tagging, background fighting and particle ID studies, two different packages were used : the feed-forward NN developed by the JETNET group ([7]), and the C++ package (NNO [8]). In the MLP architecture ($N : N_h : 1$), the neurons are put into layers. The data flow is directed from the first layer of N data inputs (discriminating variables) to the last layer, which gives the response of the NN, through N_h neurons placed in hidden layers in between. The weights ω_{1j} and ω_{jk} of the connection between the neurons, respectively (output layer–hidden layer) and (hidden layer–input layer), are determined by minimizing the error function :

$$E = \frac{1}{2n}\sum_{p=1}^{n}(X_{NN} - t_1^p)^2 \ , \tag{C.8}$$

where X_{NN} is the output parameter defined as a function of the input parameters x_k by :

$$X_{NN} = a\,(\sum_{j=1}^{N_h} \omega_{1j}\, a\,(\sum_{k=1}^{N} \omega_{jk}\, x_k + \theta_j) + \theta_1) \ , \tag{C.9}$$

where n is the number of patterns (number of events used for the training) and t_1^p is the desired value of the output parameter. This parameter, t_1^p, is fixed to 0 if the pattern p is a background event and t_1^p is fixed to 1 if the pattern p is a signal event.

C.1.2 Description of Cornelius

Considering the large choice of multivariate analysis methods, and the need to compare their performances, it was considered desirable to provide common software for all of them. In order to achieve this goal, a general purpose package, named `Cornelius` [1], was developed. This groups together the above described methods (except genetic algorithms). It handles the input/output requirements of each multivariate method, and translates the outputs into probabilities.

In general, the output of each method can be used in two ways : one can either apply a cut on the output value to associate an event to a given class, or, one can derive from the distributions of the output, a probability for an event to belong to a given class [2]. In order to exploit the full information carried by these methods, one should use the probabilities (cf. [9]). If there are two classes of events, the relative probability for an event to originate from Class 1 is defined by :

$$p_1 = \frac{f_1 F_1(X)}{f_1 F_1(X) + f_2 F_2(X)} \tag{C.10}$$

[1] Combined Optimal Reconstruction with NEural network and Likelihood for Identification USage.
[2] This does not apply to the genetic algorithms method, as there, the output is a binary one.

where the f_i are the fractions of events coming from class i ($f_1 + f_2 = 1$) and F_i the density distribution of the output variable X (i.e. $X = X_{NN}, X_{FI}...$), normalized to unity. An example is provided in Figure C.1, where the F_i distributions are shown and the corresponding p_1 distribution [3].

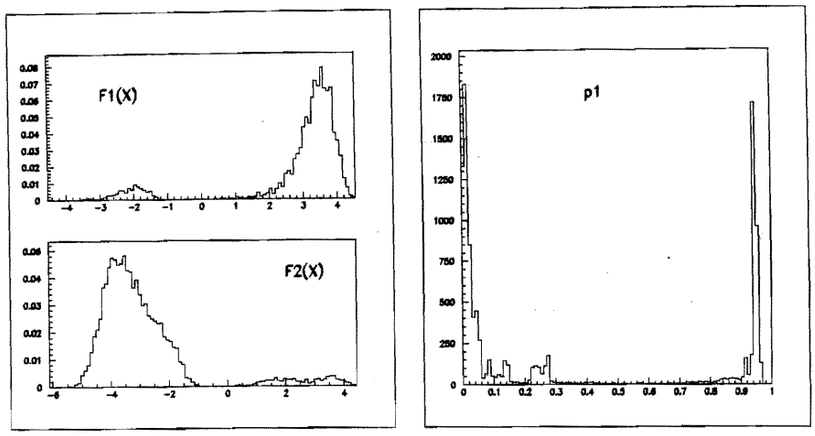


FIG. C.1 – Example of the distribution of the output of the FI method (on the left) and the related probability (on the right). These distributions are obtained with the discriminating variables defined for the tagging category (lepton+kaon) (cf. Section C.2.4).

By default, `Cornelius` is set up to perform tagging (cf. Section C.2) but it also provides the user with various tools and options. In particular, for a user wishing to use the package for another specific application, it handles the learning phase of the multivariate methods and proceeds to an evaluation of the best set of variables to be retained.

Among the features of the package is the possibility for the user to treat events differently depending on the reconstructed final state : one may introduce different categories of final states. An event may belong to several such categories and one must predefine a ranking between them. For example, when used for tagging, the package treats differently events with one lepton and events with one lepton and a Kaon, using different variables. In that case, the chosen hierarchy uses the second category because its discriminating power is better.

C.2 Tagging

The physical asymmetries which need to be measured in order to establish CP violation depend on the time difference $t_{CP} - t_{\text{tag}}$ between the decay of the CP mode B meson, B_{CP}, and the decay of the recoiling meson B_{tag}, and on the flavor of the b-quark (b or $\bar{b}$) of this tagging-B. The purpose of the tagging is to identify this flavor.

[3]Some peaks may appear in the probability distribution. This is simply due to relation (C.10) when $F_1(X) \propto F_2(X)$ within a given range in X.

C.2.1 Direct and Reverse-Sign Classes

The b-quark flavor is derived from the correlation between the sign of the charge of the quark and signed characteristics of the decay products. The presence of a lepton in the final state provides the most simple example of such a correlation. If the lepton stems from a semi-leptonic decay of the B meson, as in Fig. C.2 a), the sign of the charge of the lepton is identical to q_b, the sign of the b quark. However, the lepton may originate from a cascade, in which case the sign of its charge may be opposite to that of q_b, as in Fig. C.2 b), or the same as q_b, as in Fig. C.2 c). Whereas it is not possible to distinguish between the two types of cascade decays, leptons from the semi-leptonic decays ($b \rightarrow c$) may be distinguished from those coming from cascade decays by using the momentum of the lepton in the $\Upsilon(4S)$ rest frame, since the spectrum of those is known to be harder than the spectrum of the cascade decays.

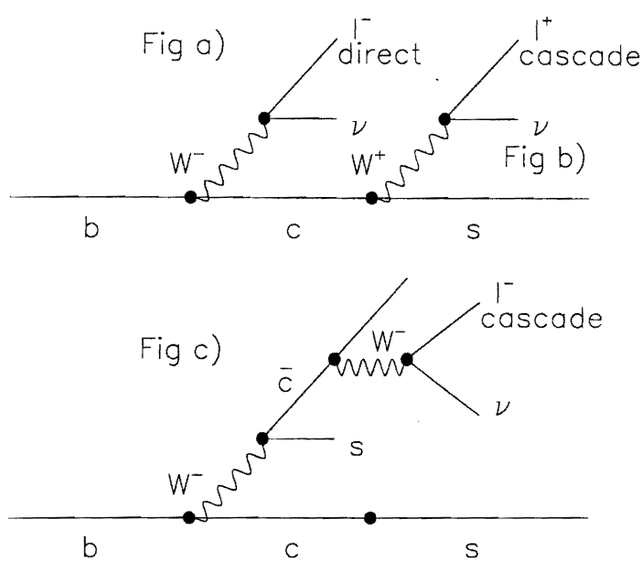


FIG. C.2 – a) Direct production of a lepton. b) Cascade production of a lepton with reverse-sign. c) Cascade production of a lepton with direct-sign.

More generally, events can be sorted into two classes : the direct-sign class, in which the sign attributed to the decay products is the same as the sign of the q_b, and the reverse-sign class, in which the sign attributed to the decay products is the opposite of the sign of q_b. It is the purpose of the tagging to perform the most efficient discrimination between these two classes, hence performing the best identification of the flavor of the tagging B.

C.2.2 The Tagging Strategy

The classification of events in the direct-sign class or in the reverse-sign class is based on a category (*e.g.*, a lepton is present in the final state (see below)) and on kinematical and/or topological quantities (*i.e.*, a set of discriminating variables) characterizing the tagging-B decay products. As discussed in Section C.1.2, two approaches can be adopted to tag events on the basis of a set of discriminating variables. One can either use a fixed criterion to associate each event to a given class, or one can associate to each event, a probability to belong to each class. This latter approach is the method advocated here.

The measured *CP* asymmetries are quantities which are diluted by two effects :

- The tagging efficiency ϵ^c_{tag}, which is the fraction of events which can be associated to a tagging category. This parameter contains the branching ratio of the decay channel and the particle ID efficiency of the tagging particles.
- The tagging separation $\langle s^2 \rangle$, which is a measurement of the tagging purity. In the fixed criterion approach, the separation is a fixed number which can be written as

$$\langle s^2 \rangle = (1 - 2w)^2 \,, \tag{C.11}$$

  where w is the wrong tag probability, *i.e.*, the probability that the criterion associates an event to the wrong class. In the probability approach, the separation is given by

$$\langle s^2 \rangle = \langle (\frac{p_R - p_D}{p_R + p_D})^2 \rangle = \langle (1 - 2p_D)^2 \rangle = \langle (1 - 2p_R)^2 \rangle \,, \tag{C.12}$$

  where p_D (p_R) is the relative probability (cf. Section C.1.2) for the tagging B of a given event to belong to the direct-sign (reverse-sign) class.

In both approaches, apart from other detector and background effects, the statistical uncertainty on the measured asymmetries for events tagged in a given category (c), is inversely proportional to the product of the tagging efficiency and the separation :

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{\epsilon_c^{\text{tag}} \langle s_c^2 \rangle}} \,. \tag{C.13}$$

Hence, as far as *CP* violation is concerned, the absolute separation, defined by the sum :

$$S^2 = \sum_{category} \epsilon_c^{\text{tag}} \langle s_c^2 \rangle \,, \tag{C.14}$$

plays the role of a selection efficiency common to all *CP* channels. It is therefore a crucial task to maximize this quantity, in order to maximize the sensitivity of the experiments to *CP* violation, without introducing large systematics effects.

C.2.3 Definition of Discriminating Variables

The tagging is performed using variables computed after the explicit removal from the event of the tracks belonging to the *CP* final state. Thus the correlation between the tagging performance and the *CP* final state under study are minimized. The discriminating

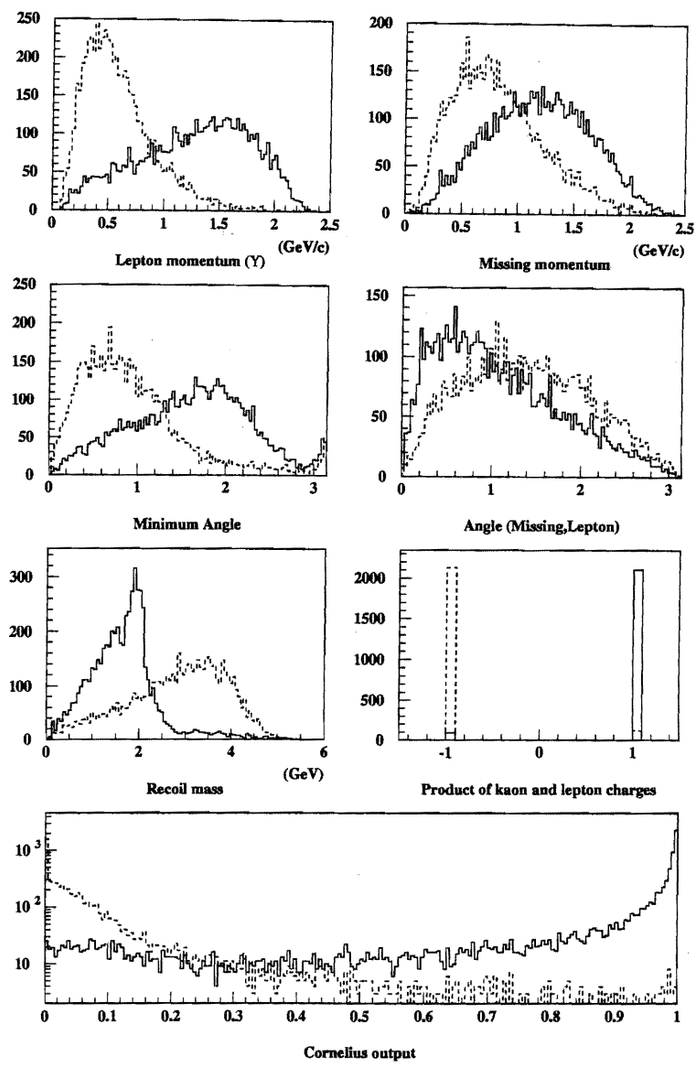


FIG. C.3 – Distributions of the discriminating variables (P_l^*, M_{recoil}, P_{miss}, θ_{miss}, θ_{min}^W, $Q_l Q_K$) of the lepton and the `Cornelius` output for "direct-sign" (solid line) and "reverse-sign" (dotted line).

variables computed are based on the information associated with the leptons (muons and electrons) and the charged kaons from the decay of the tagging B^0.

In order to discriminate between direct-sign leptons, mostly produced by the $b \to c$ transitions, and reverse-sign leptons produced by the cascade decays of the c quarks, many topological and kinematical variables (see Fig. C.3) have been studied. A systematic study of the performance of each variable has enabled the definition of the following set of discriminating variables :

1. P_l^*, the lepton momentum in the $\Upsilon(4S)$ center of mass (CM) system
2. M_{recoil}, the recoil mass of the lepton.
3. P_{miss}, the missing momentum of the event.
4. θ_{miss} in the B^0 CM, the angle between the lepton direction and the missing momentum of the tagging B.
5. θ_{min}^W in the B^0 CM, the angle between the the direction of the reconstructed virtual W and the paticle closest to this direction. The direction of the virtual W is approximated by the sum of the lepton and missing momenta.
6. E_{90}^W, the energy in the B^0 CM in the 90 degrees cone defined around of the direction of the reconstructed virtual W.
7. *Asym*, the asymmetry in the B^0 CM between the projection with respect to the lepton direction of the sum of all the particle momenta in the lepton hemisphere, and the projection of the sum of the other particles' momenta.
8. Q^2, the invariant mass of the virtual W from the lepton momentum and the reconstructed neutrino momentum.
9. $Q_l Q_K$, the product of the charge of the lepton and that of the kaon.
10. $Q_{l1} Q_{l2}$, the product of the charges of the 2 leptons.

In the case of the tagging performed with the charged kaons, the sign of the kaon's charge is a very efficient discriminating variable. However, the discrimination between the direct-sign and reverse-sign kaons may be improved by introducing two variables :

1. N_{imp}, the number of tracks in the event with impact parameter $\geq 1\,\text{mm}$ in the transverse plane.
2. M_{miss}, the missing mass of the tagging B^0.

When two kaons (of any charge) are produced by the same B^0, the kaon information is not useful for tagging. The purpose of these two discriminating variables is to identify the events with an associated neutral kaon. N_{imp} helps to discriminate events with decays of long-lived particles, such as K_S^0, and M_{miss} allows the identification of significant mass loss as K_L^0.

C.2.4 Definition of Categories of Events Treated

In tagging studies, the events are separated into several different categories : events with at least one lepton, events with one lepton and one kaon and events with a single kaon. This splitting into categories allows the treatment of about 60% of the events produced.

In order to take into account the fact that the discriminating variables may have different shapes due to the different nature of the particle identification algorithms, a separate category is created for electrons and muons. Therefore, for the three methods (PA, LDA and NN), there are five categories with a set of discriminating variables :

Lepton : P_l^*, M_{recoil}, P_{miss}, θ_{miss}, θ_{min}^W.

Lepton and kaon : $Q_l Q_K$.

Kaon : N_{imp}, M_{miss}.

In order to increase the performance of the NN method, a special category has been created. In this, the above five categories (lepton, lepton+kaon) are merged into a single category where all the variables are treated at the same time. Moreover, some variables linked to a second lepton are added. The set of 15 variables used for this category is as follows :

1st **Lepton** : P_l^*, M_{recoil}, P_{miss}, θ_{miss}, θ_{min}^W, E_{90}^W, $Asym$, Q^2.

Kaon : $Q_l Q_K$, N_{imp}, M_{miss}.

2nd **Lepton** : P_l^*, M_{recoil}, E_{90}^W, $Q_{l1} Q_{l2}$.

C.2.5 Performances of the Tagging Methods

The performances obtained for the different methods implemented in `Cornelius` and for different categories of event (one or two categories for the leptons) are summarized in Table C.1. These results were obtained using the full simulation and reconstruction chain of *BABAR* and were generated with the standard event generator, `EvtGen`. The identification of the reconstructed tracks was performed with a preliminary (and unoptimised) version of the particle identification tools.

The three different methods are seen to each have approximately the same performance. However, a slight gain, essentially due to the increase in the number of discriminating variables (15 instead of 5), is observed when the lepton and lepton+kaon categories are merged into a single category.

In terms of separation, the total performance of around 23% reported in Table C.1) may be considered a lower limit of the eventual tagging performance, in view of the fact that these results were obtained with unoptimised particle ID software. In order to obtain an upper limit, on the performance, the same tagging method and the same set of discriminating variables was used with perfect particle ID (using Monte Carlo truth information). A total separation of 36% was achieved, as seen in Table C.2.

It was found that the absolute performance of the tagging software is very sensitive to the assumed branching ratios in the event generator ; for example, the recent measurement of the branching ratio, $\mathcal{B}(\bar{B} \to D\bar{D}X) = 7.9 \pm 2.2\%$ [4] by CLEO [10], leads to a loss of $\simeq$20% of leptonic separation. This is because in this channel, secondary leptons are produced with the same sign as direct leptons in the decay of the $\bar{D}$ (cf. Fig. C.2-c).

[4] These recent results are included in `EvtGen`.

TAB. C.1 – Comparison between the different discriminating methods (PA, LDA and NN) obtained using fully reconstructed `BBsim` events with preliminary particle ID software.

Tagging Category	**Methods**	**Separation** $\langle s^2 \rangle$ (%)	**Tagging Efficiency** ϵ_{tag} (%)	**Absolute Separation** $\epsilon_{\text{tag}}\langle s^2 \rangle$ (%)
Electron (1)	**PA**	34.6	12.9	4.5
	LDA	34.2	12.9	4.4
	NN	36.0	12.9	4.6
Electron + Kaon (2)	**PA**	60.2	6.0	3.6
	LDA	62.6	6.0	3.8
	NN	60.6	6.0	3.6
Muon (3)	**PA**	31.5	7.9	2.5
	LDA	31.1	7.9	2.5
	NN	34.6	7.9	2.7
Muon + Kaon (4)	**PA**	51.8	4.6	2.4
	LDA	57.0	4.6	2.6
	NN	57.5	4.6	2.6
Electron (5)	**NN**	44.4	18.9	8.4
Muon (6)	**NN**	42.9	12.5	5.4
Kaon (7)	**PA**	39.3	24.2	9.5
	LDA	39.5	24.2	9.6
	NN	39.5	24.2	9.6
TOTAL (1)+(2) (3)+(4)+(7)	**PA**		55.6	22.5
	LDA		55.6	22.9
	NN		55.6	23.1
TOTAL (5)+(6)+(7)	**NN**		55.6	23.4

TAB. C.2 – Comparison between the different discriminating methods (PA, LDA and NN) obtained with fully reconstructed `BBsim` events and using perfect (MC-truth) particle ID.

Tagging Category	Methods	Separation $\langle s^2 \rangle$ (%)	Tagging Efficiency ϵ_{tag} (%)	Absolute Separation $\epsilon_{\text{tag}}\langle s^2 \rangle$ (%)
Lepton (1)	PA	41.5	25.7	10.7
	LDA	42.0	25.7	10.8
	NN	43.1	25.7	11.1
Lepton + Kaon (2)	PA	77.6	13.8	10.7
	LDA	77.4	13.8	10.7
	NN	81.1	13.8	11.2
Lepton (3)	NN	58.0	39.5	22.9
Kaon (4)	PA	60.0	21.3	12.8
	LDA	59.9	21.3	12.8
	NN	60.8	21.3	13.0
TOTAL (1)+(2)+(4)	PA		60.8	34.2
	LDA		60.8	34.3
	NN		60.8	35.3
TOTAL (3)+(4)	NN		60.8	35.9

With the tools used at the time of this tagging study, it is very difficult to give an accurate figure for the eventual tagging performance of *BABAR*, but the final number is likely to be between the two limits 23% and 36%. A value of 30% has been used for the estimates of eventual *CP* reach in the rest of this book.

C.2.6 Measuring the Tagging Performance with Real Data

The uncertainty on the tagging purity has a direct impact on every *CP* violation measurement because $A_{\text{meas}} = (1 - 2w)A_{\text{phys}}$, where A_{meas} and A_{phys} are the measured and the true asymmetry. Moreover, the tagging algorithm depends crucially on a number of features of the distributions of the discriminating variables, including their correlations. Therefore, it is mandatory to be able to measure the performances of the tagging algorithms with a data sample, independent of the Monte Carlo simulation, and to extract the distributions of the discriminating variables used in the algorithm.

Although a number of checks can be done on a generic $B\overline{B}$ sample, studying the multiplicities of leptons and kaons, for example, and momentum spectra *etc.*, the most important studies are those on a sample which is independently tagged, where for example,

one B^0 meson has been completely reconstructed in an exclusive state [11]. The tagging algorithm can then be applied to the recoil neutral B meson, in the same way as for a CP analysis. The measurement of the wrong tag probability, w, can then be done very easily. In fact,

$$w = \frac{f_{\text{mix}} - \chi}{1 - 2\chi} \tag{C.15}$$

where f_{mix} is the fraction of events which are classified as mixed according to the tagging and χ is the time-integrated mixing probability[5].

A more sophisticated approach is to use the time information by fitting the time distributions of events which have been classified as mixed and unmixed with

$$M(t) = (1 - 2w)m(t) + wu(t) \quad \text{and} \quad U(t) = (1 - 2w)u(t) + wm(t). \tag{C.16}$$

Here, $m(t)$ and $u(t)$ are the time distributions of true mixed and unmixed events convoluted with the experimental resolution. Using this method, the experimental error on w is 50% lower than using the time-integrated method discussed above.

The efficiency ϵ_{rec} of the exclusive reconstruction of a B^0 can be estimated in two ways : using the `Aslund` efficiencies for the reconstruction of the modes $B^0 \to D^{(*)}h$ where $h = \pi, \rho, \pi\pi\pi$, a value $\epsilon_{\text{rec}} = 2 \times 10^{-3}$ is obtained. As a lower limit, it will be assumed that this efficiency will be at least as large as at CLEO, where it was 0.3×10^{-3} [12] [6]. Taking conservatively the latter figure, a sample of 10^4 tagged B^0 would be obtained for 30 fb^{-1}, leading to an error on $1 - 2w$ of 0.7%. The same method can be applied in the case of the probability approach by considering the value of $\langle s^2 \rangle$ on this tagged sample.

Using the same sample, it is possible to extract the distributions of the discriminating variables for direct and reverse signs. In this case, as previously discussed, both a time-integrated measurement and a time-dependent fit can be used. Both approaches have been implemented and tested on data generated with the fast simulation program `Aslund`. A method using the tagged sample to train a neural network has also been developed and tested on simulated data.

Thus, the performances of the tagging algorithms can be checked and measured using the data themselves, completely independent of the Monte Carlo simulation. The precision of this measurement, which is a source of systematic error for every CP violation analysis, will be below 1% for one year of nominal luminosity, much lower than the overall statistical error.

C.2.7 Future Prospects and Improvements

Within the present version of the tagging package, several improvements have been considered. In addition, the intrinsic performance of the particle identification will improve. Various studies have been performed to improve the lepton categories, and discri-

[5]The small contamination which will be present in the tagged sample has been neglected and it has been assumed that the flavor of the completely reconstructed B^0 meson is known without ambiguity. A realistic analysis can easily take these small effects into account.

[6]Though the *BABAR* acceptance is slightly smaller than that of CLEO, improvements in particle ID should make up for this loss.

minating variables such as those related to the information of the soft pion produced in the decay of a $D^{*\pm} \to D^0\pi^\pm$ have been reviewed [13].

For the Kaon-alone category, the discriminating variables applied improve the separation by a few percent. A more elaborate program has already been started to improve the tagging. It relies on the fact that b quarks decay almost exclusively to c quarks. As a consequence the exclusive reconstruction of charm mesons (and baryons) provides very good tagging information. D^0, D^+ and D_s^- mesons can be used as $\overline{B}^0$ tags. Compared to the more classical kaon-tag method, charm tagging offers three advantages :

- a higher tagging purity for charm tagged events already correctly tagged with kaons
- when a D meson is reconstructed, a correct assignment of an opposite sign to the tagging kaon (the improvement occurs mainly when two kaons are produced but only one identified)
- addition of new tags for previously untagged events

Preliminary estimates show that D decay modes containing up to four charged tracks and two π^0s could provide a relative enhancement of the overall tagging performance of the order of 20%. Work is in progress to determine to what extent large multiplicity D decays can really be used for this purpose. If proven, this new tagging method will be incorporated into `Cornelius`.

C.2.8 Conclusions

A general package, named `Cornelius`, has been set up for multivariate analyses. It offers several different methods (presently a Likelihood approach, a Fisher discriminant and a Neural Network) to discriminate between hypotheses given a set of discriminating variables. Its main application is currently the B^0 $\overline{B}^0$ tagging for CP violation studies. It provides the *probability* that each event is a B^0 or a $\overline{B}^0$. Rather than using a deterministic estimate of the type of event (with some fraction of wrong tags) this probability may be input to the final likelihood fit (for the extraction of the amount of CP violation) giving results which are much closer to optimal. The so-called *dilution* factor used in the deterministic approach $(1-2w)^2$ (with w being the fraction of wrong tags) is replaced by the *separation*, which is a measurement of the overlap of the output distributions for the two hypotheses tested.

The absolute separation (*i.e.*,accounting for the tagging efficiency) obtained for the tagging lies in the range 23-36%, depending on whether one uses the Monte Carlo truth information for identifying leptons and kaons (36%) or the preliminary version of the general particle identification tools (23%). It must be stressed that the particle identification is in a preliminary stage at the time of these studies and substantial improvements are expected before *BABAR* begins to take real data. For this reason, the average of 30% has been used for all the CP violation analyses presented in this book.

Finally, the tagging performance relies on some input distributions obtained from the Monte Carlo. They will eventually be extracted directly from the data, thereby minimizing systematics, once sufficient data become available.

Bibliographie

[1] D. E. Goldberg, "Genetic Algorithms in Search Optimization and Machine Learning" Addison Wesley (1989).

[2] G. Organtini, Int. Jour. Mod. Phys. **C6**, 605 (1995).

[3] G. Cavoto and F. Ferroni, "A Genetic Algorithm for Cut Optimization at *BABAR*," *BABAR Note* # 377, (1997).

[4] F. Le Diberder, *et al.*, "Treatment of Weighted Events in a Likelihood Analysis of B_s Oscillations or *CP* Violation," *BABAR Note* # 132, (1994).

[5] R. A. Fisher, *Annals of Eugenics* **7**, 179 (1936) ;
M. S. Srivastava and E. M. Carter, "An Introduction to Applied Multivariate Statistics," North Holland, Amsterdam (1983).

[6] C. M. Bishop, "Neural Networks for pattern recognition," Oxford University Press (1995).

[7] C. Peterson, T. Rögnvaldsson and L. Lönnblad, Comput. Phys. Commun. **81**, 185 (1994).

[8] M. Kunze and J. Steffens, Nucl. Instr. and Methods A **389**, 12 (1997).

[9] *BABAR* Tagging Group, Internal Tagging Notes 1 to 9.

[10] T. E. Coan *et al.*, (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **80**, 1150 (1998).

[11] Tagging Group, *BABAR Note* # 427 in preparation.

[12] M. Athanas *et al.*, (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **73**, 3503 (1994).

[13] R. Waldi, "Flavour Tagging Studies for the *BABAR* TDR," *BABAR Note* # 204 (1995).

D

Événements dileptons dans *BABAR*

Cette annexe regroupe trois sections qui reprennent trois publications :
- Section D.1 : **Measurement of the time dependence of $B^0\overline{B}^0$ oscillations using inclusive dilepton events**, sousmis à la XXX^{ieme} conférence de physique des hautes énergies, à Osaka au Japon en 2000 ; la référence de ce papier est : *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*. BABAR-CONF-00/10, SLAC-PUB-8532.
- Section D.2 : **Measurement of the $B^0 - \overline{B}^0$ Oscillation Frequency with Inclusive Dilepton Events**, publié sous la référence : *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 231803 (2002).
- Section D.3 : **Search for T and CP Violation in B^0-$\overline{B}^0$ Mixing with Inclusive Dilepton Events**, sous la référence : *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 231801 (2002).

La première section comprend un papier soumis à la conférence de physique des hautes énergies en 2000 à Osaka. Il présentait un des premiers résultats significatifs de *BABAR* : la mesure du paramètre Δm_d de mélange B^0-$\overline{B}^0$ avec des événements dileptons inclusifs. Après moins d'un an de fonctionnement et avec seulement 7.7 fb^{-1}, cette mesure était aussi précise que la moyenne de l'ensemble des mesures effectuées auparavant. On trouve ensuite, dans la deuxième section, un prolongement de cette analyse avec une plus grande statistique (20.7 fb^{-1}) et une meilleure compréhension des incertitudes expérimentales ce qui a permis de réduire considérablement à la fois l'erreur statistique et systématique et a donné lieu à une publication dans Physical Review Letters. Enfin, la dernière section résume la recherche de la violation de T et CP dans le mélange avec le même type d'événements pour un échantillon identique de 20.7 fb^{-1}.

D.1 Measurement of the time dependence of $(B^0 - \overline{B}^0)$ oscillations using inclusive dilepton events

BABAR Collaboration.

Abstract

A preliminary study of time dependence of $B^0\overline{B}^0$ oscillations using dilepton events is presented. The flavor of the B meson is determined by the charge sign of the lepton. To separate signal leptons from cascade and fake leptons we have used a method which combines several discriminating variables in a neural network. The time evolution of the oscillations is studied by reconstructing the time difference between the decays of the B mesons produced by the Υ(4S) decay. With an integrated luminosity of 7.7 fb^{-1} collected on resonance by BABAR at the PEP-II asymmetric B Factory, we measure the difference in mass of the neutral B eigenstates, Δm_d, to be $(0.507 \pm 0.015 \pm 0.022) \times 10^{12}\,\hbar\, s^{-1}$.

D.1.1 Introduction

A precision measurement of the $B^0\overline{B}^0$ oscillation frequency is of great importance since it is sensitive to the CKM matrix element $|V_{td}|$ and, in combination with knowledge of the B_s $\overline{B}_s$ oscillation frequency, provides a stringent constraint on the Unitarity Triangle.

The mass difference Δm_d between the two mass eigenstates of the $B^0\overline{B}^0$ system may be measured by comparing the rate for pairs of neutral B mesons to decay with the same b quark flavor with the rate to decay with the opposite flavor sign at the $\Upsilon(4S)$ in the following time dependent asymmetry :

$$\frac{N(B^0\overline{B}^0)(\Delta t) - (N(B^0B^0)(\Delta t) + N(\overline{B}^0\overline{B}^0)(\Delta t))}{N(B^0\overline{B}^0)(\Delta t) + (N(B^0B^0)(\Delta t) + N(\overline{B}^0\overline{B}^0)(\Delta t))} = \cos(\Delta m_d \cdot \Delta t), \tag{D.1}$$

where Δt is the difference between the two B meson decay times in the $\Upsilon(4S)$ center of mass system. The simplest way to determine the b quark flavor of the decaying neutral B is to use leptons as tagging particles. By counting the number of "like" events $(l^+, l^+) + (l^-, l^-)$ and "unlike" events (l^+, l^-), a measurement of Δm_d may be extracted through the asymmetry :

$$A_{obs}(|\Delta t|) = \frac{N(l^+, l^-) - (N(l^+, l^+) + N(l^-, l^-))}{N(l^+, l^-) + (N(l^+, l^+) + N(l^-, l^-))}. \tag{D.2}$$

The semileptonic (muon or electron) branching ratio of B mesons is about 20%. Therefore, the dilepton events useful for this analysis represent 4% of the $\Upsilon(4S) \rightarrow B\overline{B}$ decays. In statistical terms, the dilepton tagging is more efficient than the semi-exclusive tagging performed at the ARGUS [1] and the CLEO [2] experiments. Moreover the new asymmetric B factories, like PEP-II, allow a time-dependent measurement, which is radically different from measurements of the time-integrated probability χ_d performed at

the previous e^+e^- colliders operating at the $\Upsilon(4S)$, where $\chi_d = x_d^2/(2 \cdot (1 + x_d^2))$ and $x_d = \Delta m_d/\Gamma_{B^0}$. Previous measurements of the time-dependence of B^0 $\overline{B}^0$ oscillations have been done by the LEP, SLD and CDF experiments [3].

The present measurement is performed on events collected by the *BABAR* detector at the PEP-II asymmetric B Factory between January and June 2000. The corresponding integrated luminosity is $7.7\,\mathrm{fb}^{-1}$ taken on the $\Upsilon(4S)$ resonance and $1.2\,\mathrm{fb}^{-1}$ taken 40 MeV below resonance. The *BABAR* detector and its performance are described elsewhere [4]. The event selection and particle identification criteria are described in section D.1.2. The selection of signal events and a study of the fraction of events with the wrong flavor tagging (*mistag*) are detailed in Section D.1.2. The method to determine the time-separation of the two B semileptonic decays is explained in Section D.1.3. Section D.1.4 shows the details of the fit on data and the result of the Δm_d measurement. A list of cross-checks of the result is in Section D.1.5, while the evaluation of systematic uncertainties is reported in Section D.1.6.

D.1.2 Selection of dilepton events

In this study of the oscillation frequency Δm_d , the flavor of the B meson at decay is determined by the sign of leptons produced in semileptonic B decays. To reduce the mistag rate, an attempt is made to suppress cascade leptons (produced in $b \to c \to \ell$ transitions).

Lepton identification

Electron and muon candidates are required to pass the *very tight* selection criteria fully described in [4]. Electrons are selected by specific requirements on the ratio of the energy deposited in the Electromagnetic Calorimeter (EMC) and the momentum measured in the Drift Chamber (DCH), on the lateral shape of the energy deposition in the calorimeter, and on the specific ionization density measured in the DCH. Muons are identified by the use of the energy released in the calorimeter, as well as the strip multiplicity, track continuity and penetration depth in the Instrumented Flux Return. The performance of the *very tight* selection criteria are estimated on data control samples, as a function of the particle momentum as well as the polar and azimuthal angles. The electron and muon selection efficiencies are about 92% and 75%, respectively, with pion misidentification probabilities around 0.3% and 3%, respectively. Lepton candidates consistent with the kaon hypothesis as measured in the Detector of Internally Reflected Cherenkov light (DIRC) are rejected. More than 60% of the kaon contamination in the muon sample is rejected with negligible effect on lepton identification efficiency.

Background rejection

Non $B\bar{B}$ events are suppressed by requiring the Fox-Wolfram ratio of second to zeroth order moments to be less than 0.4.

The residual contamination from radiative Bhabha and two-photon events is reduced by requiring the event squared invariant mass to be greater than 20 $(\mathrm{GeV}/c^2)^2$, the event

aplanarity to be greater than 0.01, and the number of charged tracks to be greater than 4.

Electrons from gamma conversions are identified (see [4]) and rejected with a negligible loss of efficiency for signal events. Leptons from J/ψ decays are identified by pairing them with the other oppositely-charged candidates of the same lepton species, selected with looser criteria. We reject the whole event if any combination has an invariant mass within $40\,\mathrm{MeV}/c^2$ of the J/ψ mass.

Track quality requirements

We finally apply selection criteria on the quality of the tracks, in order to improve the Δz reconstruction, where Δz is the difference between the decay points of the two B mesons along the beam direction. Any lepton candidate must have a distance of closest approach to the nominal beam position in the transverse plane, d_0, less than 1 cm, and a distance of closest approach along the beam direction, $|z_0|$, less than 6 cm, at least 20 hits in the DCH, at least 4 z-coordinate hits in the Silicon Vertex Tracker, a momentum range in the center of mass system between $700\,\mathrm{MeV}/c$ and $2.5\,\mathrm{GeV}/c$, a momentum range in the laboratory system between $500\,\mathrm{MeV}/c$ and $5\,\mathrm{GeV}/c$, and a polar angle in the range between 0.5 and 2.6 radians. We also require the total error on Δz, computed on an event-by-event basis to be less than $175\,\mu$m. When estimating the event-by-event error, it should be noticed that, due to non-zero flight length of the B mesons in the transverse plane, the two leptons do not actually originate from the same point in that plane. The total error is therefore the quadratic sum of the tracking error and of this additional uncertainty. As reported in Section D.1.3, the non-negligible effect of the track quality requirements on signal efficiency yields only a small degradation of the resulting statistical uncertainty in Δm_d.

Selection of the direct dileptons

The discrimination between direct and cascade leptons is based on a neural network which combines five discriminating variables, all calculated in the $\Upsilon(4S)$ center of mass system :

- the momenta of the two leptons with highest momenta, p_1^* and p_2^*;
- the total visible energy, E_{tot}, and the missing momentum, p_{miss}, of the event;
- the opening angle between the leptons, θ_{12}.

The distributions of these variables are shown in Figure D.1, for data and Monte Carlo simulation. The first two variables, p_1^* and p_2^*, are very powerful in discriminating between direct and cascade leptons. The last variable, θ_{12}, efficiently removes direct-cascade lepton pairs coming from the same B and further rejects gamma conversions. Some additional discriminating power is also provided by the other two variables. The chosen neural network architecture (5 :5 :2) is composed of 3 layers, with 2 outputs in the last layer (one for each lepton). The network is trained with 40,000 dileptons from generic B^0 and $B^\pm$, and the outputs are chosen to be 1 and 0 for direct and cascade leptons respectively. Figure D.2 shows good agreement between data and simulation for the neural network outputs of the two leptons. We require both outputs to be greater than 0.8.

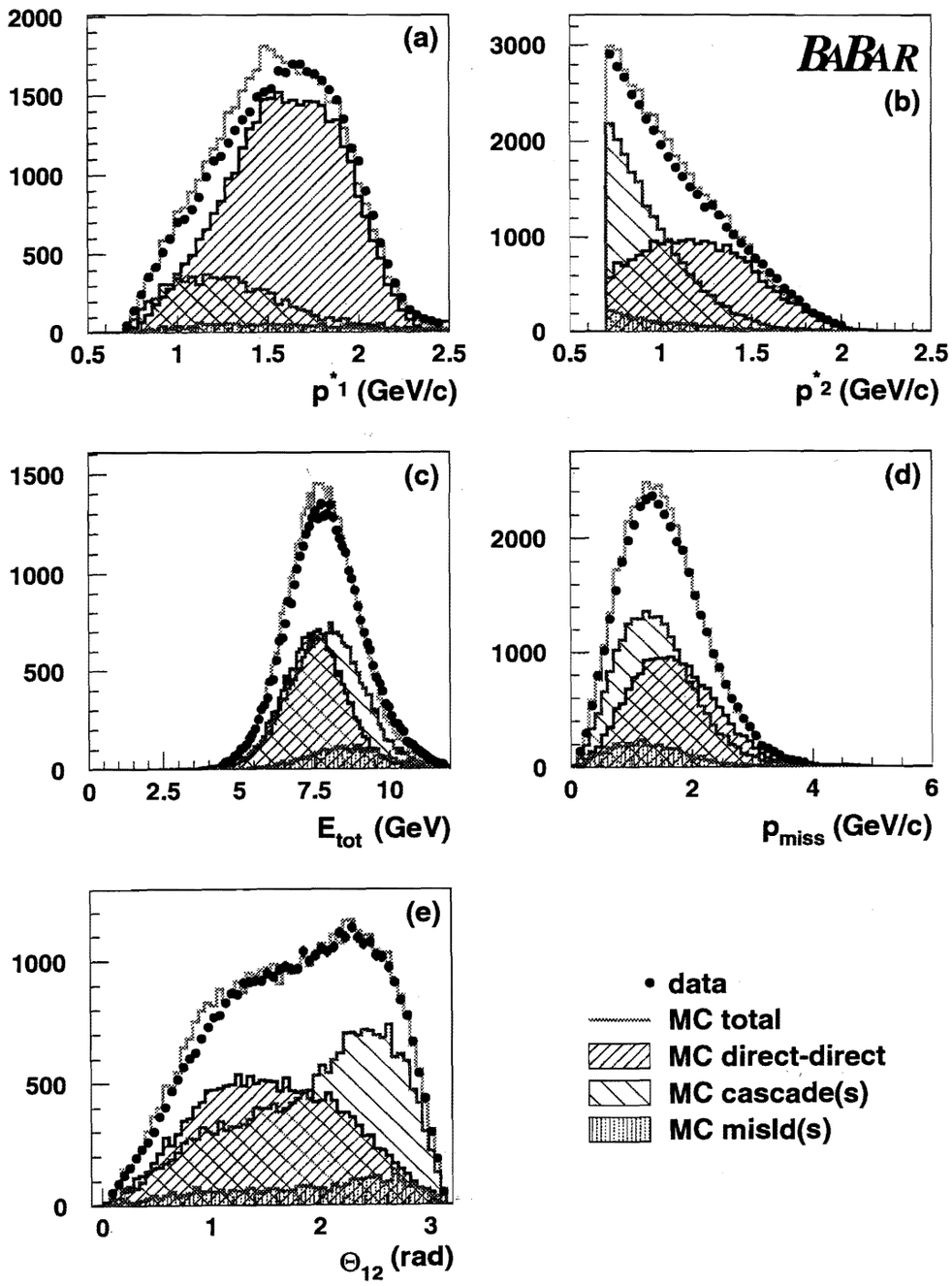


FIG. D.1 – Distributions of the discriminating variables (a) p_1^*, (b) p_2^*, (c) E_{tot}, (d) p_{miss}, and (e) θ_{12}, for data (points) and Monte Carlo (histograms). The contributions from direct-direct pairs, direct-cascade pairs, and pairs with one or more fake leptons, are shown for the Monte Carlo simulation.

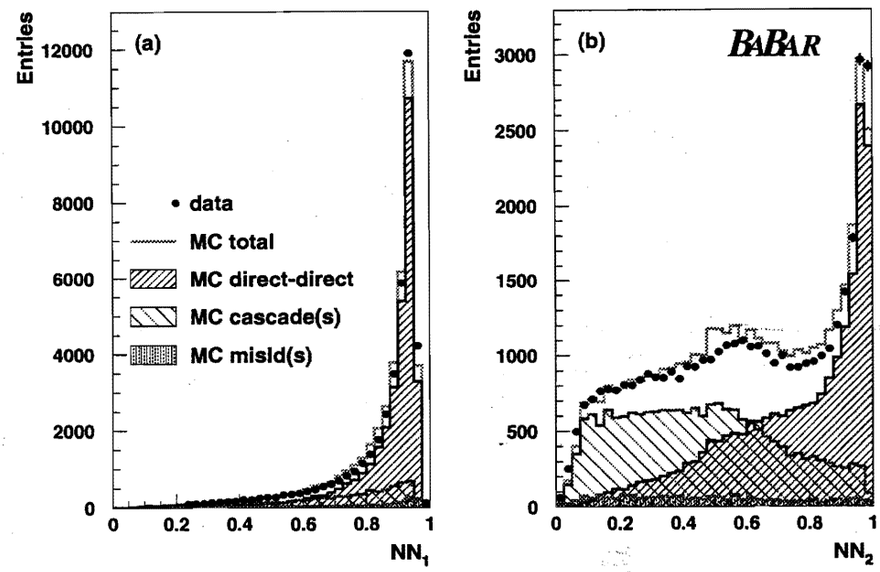


FIG. D.2 – Neural network outputs distributions for the (a) highest and (b) second-highest momentum leptons, for data and Monte Carlo simulation. The various Monte Carlo contributions are shown separately.

The combined effect of the above cuts gives, from simulated events, signal purity and efficiency of 78% and 9%, respectively. The remaining background consists of 12% direct-cascade events (8% with the wrong tagging), 5% $B\overline{B}$ events with one or more fake leptons, 2% $B\overline{B}$ events with one or more non-prompt leptons, a negligible contribution from cascade-cascade events, and 3% from continuum events. The latter was determined in data by rescaling the number of off-resonance events that pass the selection with the ratio of on- and off-resonance luminosities. The total number of selected on-resonance events is 36631 (10742 electron pairs, 7836 muon pairs, and 18053 electron-muon pairs).

D.1.3 Determination of Δt

A determination of the z coordinate of the B decay vertex using only the lepton track can be obtained, to first approximation, by taking the z of the point of closest approach between the track and the beam spot in the transverse plane. This estimator is a fairly good way to determine the z position of the B^0 decays vertices since the selected direct leptons have rather high momenta. However, it is possible to use the two lepton tracks and a beam spot constraint in a simple χ^2 vertex fit to obtain a better estimate of the primary vertex of the event in the transverse plane, and to compute the points of closest approach of the two tracks to this new point. The corresponding z coordinates represent a better approximation of the z coordinate of the B decay vertices, and the corresponding Δz resolution function has much reduced tails. For this reason we adopt the latter method to compute the Δz.

Further studies show that a requirement on the total error to be less than 175 μm

reduces the tails of the Δz resolution function by a factor four and reduces the signal efficiency by 30%. However, due to the improved resolution, the total statistical uncertainty on Δm_d is degraded only by 3% despite the loss of efficiency. A two-Gaussian fit to the resulting Δz resolution function from simulated dilepton events gives $\sigma_n = 87\,\mu$m and $\sigma_w = 195\,\mu$m for the narrow and wide Gaussian, respectively, and 76% of the events in the narrow Gaussian.

The time difference between the two B decay times is defined as $\Delta t = \Delta z/(< \beta\gamma > c)$, with $< \beta\gamma >= 0.554$. This approximation neglects the B meson motion in the $\Upsilon(4S)$ rest frame. In this inclusive approach it is not possible to determine the exact boost. Therefore, the effect of this shift was studied with Monte Carlo by comparing the fitted value of Δm_d with the true Δt and with $\Delta z/(< \beta\gamma > c)$. This study shows that the effect is negligible compared to the current level of accuracy of this analysis.

D.1.4 Fitting procedure

Time dependence of the fraction of mistagged events

Even after a cut on the neural net output, a non-negligible fraction of events are mistagged (i.e. a true $B^0\overline{B}^0$ pair is tagged as a B^0B^0 or $\overline{B}^0\overline{B}^0$ pair and vice versa for B^0B^0 or $\overline{B}^0\overline{B}^0$ events). The fraction of mistagged events is directly determined in the fit. However we have to take into account that the time dependence of cascade leptons from the same B, or from the other B, are different. In the case of a cascade from a same B (Fig. D.3(a)), we observe a peak at low Δz, due the flight length of the charm hadron, which is fitted by an exponential decay. For the cascade leptons from the other B, (circles in Fig. D.3(b)), the fraction of mistagged events as a function of the true Δz between the two leptons shows a linear dependence which comes from the fact that the Δz measured between the two leptons contains the additional flight length of the charm hadron. The same distribution, determined using the z distance of the true B vertices, is flat to first order (squares in Figure D.3). Actually, the linear dependence on Δz can be explained by considering the time distribution of the cascade lepton. Assuming that the flight length of the charmed hadron is small compared to that of the B, the time distribution of the cascade lepton from the other B can be approximated by :

$$\eta\, e^{-t/(\tau_B + <\tau_c>)} \simeq \eta\,(1 + \frac{<\tau_c>}{\tau_B^2} \cdot t)\, e^{-t/\tau_B},$$

where τ_B and $< \tau_c >$ are the B meson lifetime and an average lifetime of the D mesons, respectively. In the final fit procedure, the linear dependence is taken into account by a free parameter; the time shape of the cascade lepton from a same B is determined from the Monte Carlo simulation.

Measurement of Δm_d

The value and statistical error for Δm_d are extracted with a χ^2 minimization fit to the dilepton asymmetry (see Eq. D.2). The fit function, $A_{fit}(\Delta t)$, takes into account the various time distributions of the dilepton signal ($f^{unmix}(\Delta t)$, $f^{mix}(\Delta t)$), the cascade lepton and the non-$B\overline{B}$ backgrounds ($f^{OS}_{other}(\Delta t)$, $f^{SS}_{other}(\Delta t)$) :

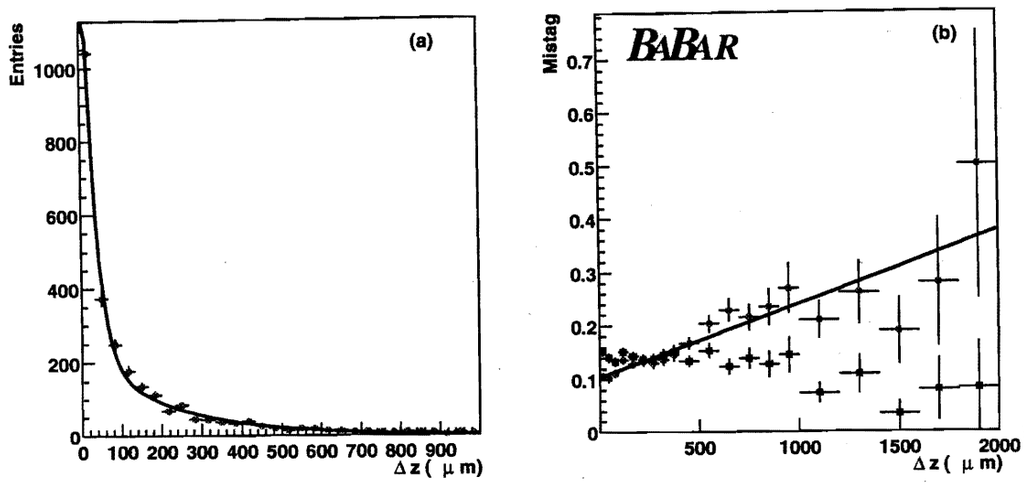


FIG. D.3 – (a) Distribution of Δz between direct and cascade leptons that come from the same B. (b) Fraction of mistagged events for cascade leptons coming from the other B, as a function of the true Δz between the two leptons (circles) and the true Δz between the B mesons (squares).

$$A_{fit}(\Delta t) = \frac{(f^{OS} - f^{SS}) \otimes f_{reso}(\Delta t) + (f^{OS}_{other}(\Delta t) - f^{SS}_{other}(\Delta t))}{(f^{OS} + f^{SS}) \otimes f_{reso}(\Delta t) + (f^{OS}_{other}(\Delta t) + f^{SS}_{other}(\Delta t))},$$

where $\otimes$ stands for the convolution product with the resolution function $f_{reso}(\Delta t)$ (see Section D.1.3), and the f-functions are expressed in terms of the various signal and background contributions as

$$\begin{aligned} f^{OS}(\Delta t) &= f^{unmix}(\Delta t) \cdot (1 - (1 + f_c)\eta_0) + f^{SB}_{mistag}(\Delta t) \cdot f_c \cdot \eta_0 \\ &\quad + f^{mix}(\Delta t) \cdot (\eta_0 + \alpha \Delta t) \\ f^{SS}(\Delta t) &= f^{mix}(\Delta t) \cdot (1 - (1 + f_c)\eta_0) + f^{unmix}(\Delta t) \cdot (\eta_0 + \alpha \Delta t), \end{aligned}$$

The signal contributions for unmixed and mixed events are given respectively by

$$\begin{aligned} f^{unmix}(\Delta t) &= \frac{1}{2(1+R)}[\Gamma^0 e^{-\Gamma^0|\Delta t|}(1 + \cos(\Delta m_d \Delta t)) + 2R \cdot \Gamma^+ \cdot e^{-\Gamma^+|\Delta t|}], \\ f^{mix}(\Delta t) &= \frac{1}{2(1+R)}[\Gamma^0 e^{-\Gamma^0|\Delta t|}(1 - \cos(\Delta m_d \Delta t))], \end{aligned}$$

where R is proportional to the ratio $(b_+^2 f_{+-})/(b_0^2 f_{00})$ (b_+ and b_0 are respectively the semileptonic branching ratio of charged and neutral B, and f_{+-}/f_{00} is the production ratio of charged and neutral B pairs at the $\Upsilon(4S)$).

The time distribution of direct-cascade events where both leptons originate from the same B is represented by $f^{SB}_{mistag}(\Delta t) = [< \Gamma^c > e^{-<\Gamma^c>|\Delta t|}]$, with $< c/\Gamma^c >= 60\,\mu m$ as determined from simulated events (Fig. D.3). The difference in the fraction of direct-cascade events between the cascade lepton from the same B and from the other B (due, for instance, to the cut on the angle between the 2 leptons) is estimated by the parameter f_c, determined to be 0.6 from simulated events (Fig. D.3).

The time dependence observed for the mistag fraction of direct-cascade events where the cascade lepton comes from the other B, as discussed in Section D.1.4, is parametrized by a constant term, η_0, and a slope, α. The same functional dependences as for signal events, $f^{unmix}(\Delta t)$ and $f^{mix}(\Delta t)$, are used.

The time distributions of the non-$B\overline{B}$ background, $f^{OS}_{other}(\Delta t)$ and $f^{SS}_{other}(\Delta t)$, and their absolute normalizations, are obtained from off-resonance data.

Four parameters, Δm_d, η_0, R, and α, are fitted directly to the observed asymmetry. The lifetimes of the charged and neutral B, Γ^+ and Γ^0, are fixed to their world average values [5].

The off-resonance data is used to measure the fraction of the non-$B\overline{B}$ background to be $(0.7 \pm 0.1)\%$ for same-sign dileptons and $(2.2 \pm 0.3)\%$ for opposite-sign dileptons, respectively. A fit to the time distribution of these events yields an effective lifetime equal to $130\,\mu m$ and $135\,\mu m$ for same-sign and opposite-sign dileptons, respectively.

The fit to the measured asymmetry $A_{fit}(\Delta t)$ shown in Fig. D.4 and obtained with an integrated luminosity of $7.73\,fb^{-1}$, yields the following values : $\Delta m_d = (0.507 \pm 0.015) \times 10^{12}\,\hbar\,s^{-1}$, $\eta_0 = 0.109 \pm 0.004$, $R = 1.34 \pm 0.11$ and $\alpha = (-1.7 \pm 3.3) \times 10^{-5}$, with a χ^2 of 20.8 for 21 degrees of freedom.

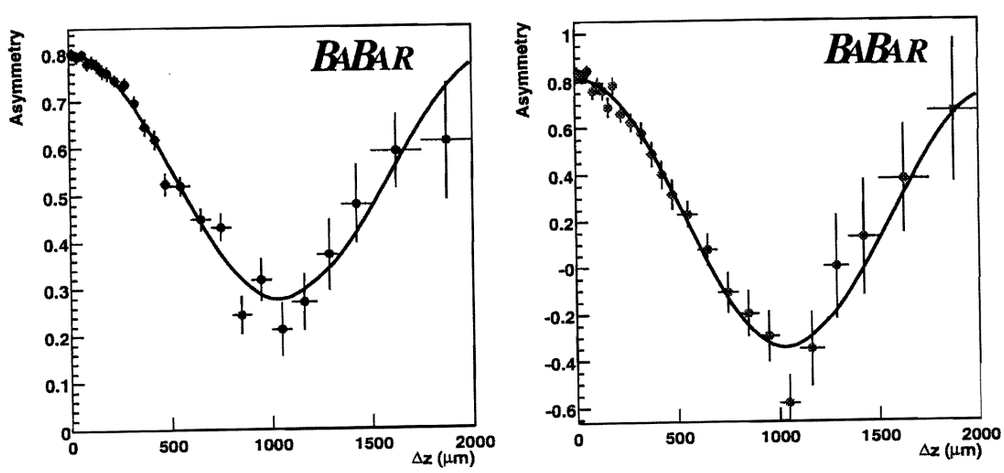


FIG. D.4 – Distribution of the measured asymmetry $A_{obs}(|\Delta t|)$ between unlike-sign events (l^+, l^-) and like-sign events $(l^+, l^+) + (l^-, l^-)$ for (a) the inclusive dilepton sample and (b) the dilepton sample enriched with soft pions, which is discussed in Section D.1.5. The curve represents the result of the fit.

D.1.5 Cross-checks and stability of the Δm_d measurement

Enrichment of the neutral B with a soft pion

In the inclusive approach proposed in this analysis, the final dilepton sample contains both charged and neutral mesons B in almost equal proportions. Therefore, the observed oscillation amplitude is reduced by the presence of the non-oscillating charged B. To enrich the B^0 fraction, the direct lepton can be correlated with the soft pion produced by a $D^{*\,+}$ decay. Charged B mesons can only produce a direct lepton and a charged D^* through the D^{**} decay or through the non-resonant 4 body decay $B^- \to D^{*+}\pi^-\ell^-\overline{\nu}$. The branching fractions of these modes are not perfectly measured, but they should represent roughly 10-20% of the semileptonic decays.

The identification of an event with a soft pion is based on a method proposed by the CLEO Collaboration [2] : only tracks with momentum less than 190 MeV/c in the center-of-mass system are considered. The direction of motion of the D^* is very close to that of the soft pion (the D^0 and the soft pion are produced almost at rest in the D^* system) and the energy $E^*_{D^*}$ of the D^* in the $\Upsilon(4S)$ system is approximated by using the energy of the soft pion E^*_π in the $\Upsilon(4S)$ system and the energy of the soft pion $E^{D^*}_\pi$ in the D^* system : $E^*_{D^*} \simeq (E^*_\pi/E^{D^*}_\pi)\cdot M_{D^*}$. With the four-vector of the lepton and the D^*, one can compute the missing mass squared M^2_m of the neutrino. In the analysis, events are kept if $|M^2_m| \leq 1.0(\,\mathrm{GeV}/c^2)^2$.

The fit of this sub-sample gives $\Delta m_d = (0.518 \pm 0.017) \times 10^{12}\,\hbar\, s^{-1}$, in good agreement with the value obtained with the dilepton sample. Even though the fraction of events with the additional soft pion represents only 16.5% of the total dilepton sample, the statistical errors are comparable. While, for the moment, this preliminary method constitutes an excellent cross-check, it may later become an alternative approach in its own right.

Stability studies

We have investigated the stability of the fit results against various changes in selection criteria. The fit was performed in several ranges of azimuthal angles, as well as for a range of values for the cut on the neural network outputs, (0.6 $\leftrightarrow$ 0.9), on the total error of the Δz (150 μm $\leftrightarrow$ 300 μm) and for a range in Δz. Subsamples composed of only $\mu\mu$, ee and $e\mu$ were also considered. In all cases, variations in Δm_d were found to be small or consistent with the nominal value within statistical errors.

D.1.6 Systematic uncertainties

In this analysis the fraction of mistagged events η_0 is directly extracted from the fit of the asymmetry but a time dependence of this component, as well as the fraction of misidentified leptons, may induce a bias in the Δm_d determination. These effects are corrected by using the time distribution of the mistagged events determined from the Monte Carlo, and by fitting a slope to the mistag fraction time dependence. The systematic error is determined by assuming that the Monte Carlo corrections are known at the 30% level.

A conservative estimate of the uncertainty due to fake leptons is taken to be the difference between the results of the fit to Monte Carlo with perfect and simulated particle identification.

Another important source of systematic errors comes from the determination of the resolution function, which is taken from simulated events. To estimate the uncertainty involved in this procedure, we have compared the Δz resolution between data and Monte Carlo using J/ψ events, where the leptons are known to come from the same vertex. From this comparison, shown in Figure D.5, we estimate an uncertainty on the width of the narrow and wide Gaussians of the resolution function of 5% and 10%, respectively.

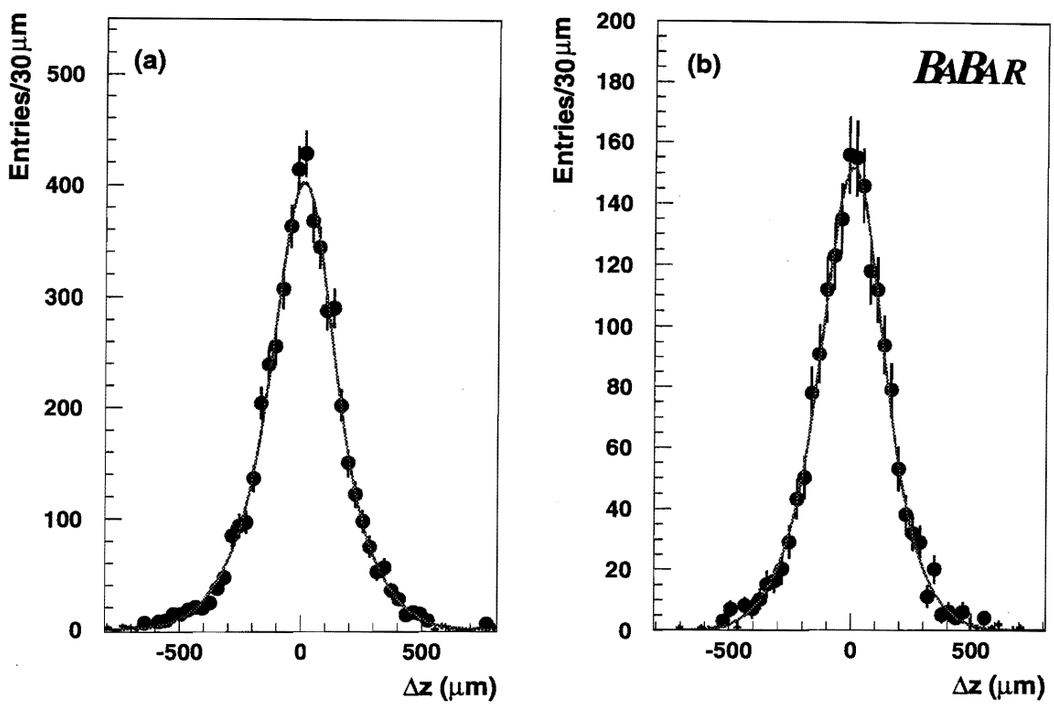


FIG. D.5 – Δz distribution for lepton pairs in the J/ψ mass window in (a) data and (b) Monte Carlo events. The distributions are fitted with a sum of two Gaussians. The resolutions for the narrow and wide Gaussians are 101 μm and 205 μm in data, 102 μm and 184 μm in Monte Carlo, respectively.

The effect of a charge asymmetry in the identification of the lepton ($\varepsilon^+ \neq \varepsilon^-$) or a mistag asymmetry $\eta^+ \neq \eta^-$ on the Δm_d measurement is negligible since the effects cancel in the asymmetry. However, the mistag probability η may be different for the charged and neutral B. The impact of such an effect on the Δm_d measurement is negligible because the bias is fully absorbed by the parameter R, which implies that the fitted value of this ratio need not necessarily be unity.

The list of systematic effects is summarized in Table D.1. The sum of the different contributions gives a total systematic uncertainty of $0.022 \times 10^{12}\,\hbar\,s^{-1}$.

TAB. D.1 – Summary of the contributions to the systematic uncertainty in Δm_d.

Source of systematic uncertainty	$\sigma(\Delta m_d)$ $(10^{12}\,\hbar\,s^{-1})$
Non-$B\overline{B}$ background	0.005
Mis-Identification	0.011
Time-dependence of the cascade events	0.009
Correction of the boost approximation	0.001
y-motion of the beam spot ($\leq 20\,\mu$m)	0.001
Δz resolution function	0.009
Tails of the Δz resolution function	0.004
Time-dependence of the resolution function	0.006
Sensitivity to Γ^+ (PDG 98 $\pm 1\sigma$)	0.007
Sensitivity to Γ^0 (PDG 98 $\pm 1\sigma$)	0.007
Total	0.022

D.1.7 Conclusions

We present a preliminary study of the $B^0\overline{B}^0$ oscillation frequency with an inclusive sample of dilepton events corresponding to a total luminosity of $7.73\,fb^{-1}$ collected by the *BABAR* experiment. We obtain $\Delta m_d = (0.507 \pm 0.015 \pm 0.022) \times 10^{12}\,\hbar\,s^{-1}$. The accuracy is already comparable with the current world average.

D.1.8 Acknowledgments

We are grateful for the extraordinary contributions of our PEP-II colleagues in achieving the excellent luminosity and machine conditions that have made this work possible. The success of this project also relies critically on the expertise and dedication of the computing organizations that support *BABAR*. The collaborating institutions wish to thank SLAC for its support and the kind hospitality extended to them. This work is supported by the US Department of Energy and National Science Foundation, the Natural Sciences and Engineering Research Council (Canada), Institute of High Energy Physics (China), the Commissariat à l'Energie Atomique and Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (France), the Bundesministerium für Bildung und Forschung and Deutsche Forschungsgemeinschaft (Germany), the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (Italy), the Research Council of Norway, the Ministry of Science and Technology of the Russian Federation, and the Particle Physics and Astronomy Research Council (United Kingdom). Individuals have received support from the A. P. Sloan Foundation, the Research Corporation, and the Alexander von Humboldt Foundation.

D.2 Measurement of the B^0-$\overline{B}^0$ Oscillation Frequency with Inclusive Dilepton Events

BABAR Collaboration.

Abstract

The B^0-$\overline{B}^0$ oscillation frequency has been measured with a sample of 23 million $B\overline{B}$ pairs collected with the BABAR detector at the PEP-II asymmetric B Factory at SLAC. In this sample, we select events in which both B mesons decay semileptonically and use the charge of the leptons to identify the flavor of each B meson. A simultaneous fit to the decay time difference distributions for opposite- and same-sign dilepton events gives $\Delta m_d = 0.493 \pm 0.012$ (stat) ± 0.009 (syst) ps^{-1}.

PACS numbers : 13.25.Hw, 12.39.Hg

The B^0-$\overline{B}^0$ oscillation frequency Δm_d is directly related to the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrix element $|V_{td}|$ [6, 7]. Thus, its precise measurement is of fundamental importance; in particular, when combined with a knowledge of the B_s-$\overline{B}_s$ oscillation frequency, it allows a stringent constraint on the Unitarity Triangle of the CKM matrix.

In this Letter, we present a measurement of the time dependence of B^0-$\overline{B}^0$ mixing using data collected with the *BABAR* detector at the PEP-II asymmetric energy e^+e^- collider operated at or near the $\Upsilon(4S)$ resonance. The data sample corresponds to an integrated luminosity of $20.7\,\mathrm{fb}^{-1}$ on the $\Upsilon(4S)$ resonance (*on-resonance*), and $2.6\,\mathrm{fb}^{-1}$ collected at 40 MeV lower energies (*off-resonance*). $B\overline{B}$ pairs from the $\Upsilon(4S)$ decay move along the high-energy beam direction (z) with a nominal Lorentz boost $\langle\beta\gamma\rangle = 0.55$. Therefore, the two B decay vertices are separated by about $260\,\mu$m on average.

The measurement technique is based on the identification of events containing two leptons from semileptonic decays of B mesons. The flavor of the B mesons at the time of their decay is determined or "tagged" by the charge of the leptons. Thus, for $\Upsilon(4S)$ resonance decays into $B^0\overline{B}^0$ pairs, neglecting backgrounds, opposite-sign (+) and same-sign (−) lepton pairs correspond to unmixed and mixed events, respectively. Because the $B^0\overline{B}^0$ pair is in a coherent P-wave state, the time evolution of the B mesons is a function of the proper time difference Δt between the two B decays :

$$\mathcal{S}_\pm(\Delta\mathrm{t};\Delta m_d) = \frac{e^{-|\Delta\mathrm{t}|/\tau}}{4\tau}(1 \pm \cos\Delta m_d\Delta\mathrm{t}),$$

where τ is the B^0 lifetime and the lifetime difference between the two mass eigenstates is neglected. The corresponding time-dependent asymmetry is $(\mathcal{S}_+(\Delta\mathrm{t})-\mathcal{S}_-(\Delta\mathrm{t}))/(\mathcal{S}_+(\Delta\mathrm{t})+\mathcal{S}_-(\Delta\mathrm{t})) = \cos\Delta m_d\Delta\mathrm{t}$.

This simple picture is modified by the effects of detector resolution and the presence of backgrounds. The most important background, about 55% of the selected sample, is due

to B^+B^- events, which are not removed by the event selection critieria. The fraction of B^+B^- events is determined from the data itself in order to reduce systematic uncertainties. Other non-negligible backgrounds are leptons from the $b \to c \to \ell$ decay chain (*cascade decays*), which are also the main source of wrong tags, and hadrons that are misidentified as leptons. Signal and background probability density functions (PDF) for opposite- and same-sign events are included as additional terms in the full PDF. The corresponding likelihood function, combining opposite- and same-sign dilepton events, is maximized to determine Δm_d.

The *BABAR* detector is described in detail elsewhere [8]. Charged particle tracking is provided by a 5-layer, double-sided silicon vertex tracker (SVT) and a 40-layer drift chamber (DCH), both operating inside a 1.5-T super-conducting solenoidal magnet. The CsI(Tl) electromagnetic calorimeter (EMC) detects photons and electrons. Particle identification is provided by a ring-imaging Cherenkov detector (DIRC) and specific ionization measurements $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in the DCH. Muons are identified with the instrumented flux return (IFR), segmented to contain resistive plate chambers.

Events are selected with more than 5 reconstructed charged tracks, at least 3 of which must originate from the interaction region and be reconstructed in the DCH, a normalized second Fox-Wolfram moment [9] less than 0.4 and the event aplanarity greater than 0.01, an invariant mass squared of the event greater than $20\,\mathrm{GeV}^2/c^4$.

Electrons are selected by requirements on the ratio of the energy deposited in the EMC to the momentum measured in the DCH, the lateral shape of the energy deposition in the EMC, and $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in the DCH. Muons are identified on the basis of the energy in the EMC, as well as the strip multiplicity, track continuity and penetration depth in the IFR. Lepton candidates consistent with the kaon hypothesis as measured in the DIRC are rejected. Electron (muon) selection efficiencies and misidentification rates at high momentum are about 92% (75%) and 0.15% (3%), respectively.

Electrons from photon conversions are rejected by requirements on the invariant mass and distance of closest approach in combination with all other oppositely-charged loosely-selected electron candidates. Events with J/ψ or $\psi(2S)$ decays to lepton pairs are rejected by veto of corresponding mass windows, again with looser identification requirements on the second lepton.

Events with at least two leptons are retained and the two highest momentum leptons in the $\Upsilon(4S)$ rest frame are used in the following.

The two lepton tracks and a beam spot constraint are used in a vertex fit to find the primary vertex of the event in the transverse plane. The positions of closest approach of the two tracks to this vertex in the transverse plane are computed and their z coordinates are denoted as z_1 and z_2, where the subscripts 1 and 2 refer to the highest and second highest momentum leptons in the $\Upsilon(4S)$ rest frame. The time difference $\Delta\mathrm{t} = \Delta\mathrm{z}/\langle\beta\gamma\rangle c$ is obtained from the measured $\Delta\mathrm{z} = z_1 - z_2$ and average boost $\langle\beta\gamma\rangle$. Since the boost is known to good precision, the $\Delta\mathrm{z}$ measurement dominates the $\Delta\mathrm{t}$ resolution.

To improve the $\Delta\mathrm{z}$ (and $\Delta\mathrm{t}$) resolution, reduce the fraction of incorrectly measured tracks, and minimize related systematic uncertainties, charged tracks are required to satisfy the following criteria. Lepton candidates must have a distance of closest approach to the nominal beam position of less than 1 cm (6 cm) transverse to (along) the beam direction, at least 12 hits in the DCH and four z-coordinate hits in the SVT, a momen-

tum between 0.7 and 2.5 GeV/c in the $\Upsilon(4S)$ rest frame and between 0.5 and 5.0 GeV/c in the laboratory frame, and a polar angle between 0.5 and 2.6 radians in the laboratory frame. The total error on Δz, computed on an event-by-event basis, is required to be less than 175 μm. The vertex fit constrains the lepton tracks to originate from the same point in the transverse plane, thereby neglecting the non-zero flight length for B mesons. As a consequence, the Δz resolution function is Δz dependent, becoming worse at higher $|\Delta z|$. Neglecting this dependence introduces a small bias, discussed below.

The separation between direct leptons and background from cascade decays is achieved with a neural network that combines five discriminating variables for each event and provides two outputs, one for each lepton, chosen to vary between 0 for cascade leptons and 1 for direct leptons. The discriminating variables are the momenta of the two leptons, their opening angle, the total visible energy, and the missing momentum of the event, all computed in the $\Upsilon(4S)$ rest frame. The first two variables are very powerful in discriminating between direct and cascade leptons. The third efficiently removes direct-cascade lepton pairs from the same B decay and further reduces contributions from photon conversions. Minimization of the total error on Δm_d leads to the requirement that both neural network outputs be greater than 0.8.

The numbers of selected on-resonance and off-resonance events are 99010 and 428, respectively. The combined requirements give a direct dilepton purity and efficiency of about 83% and 9%, respectively, based on Monte Carlo simulation. Semileptonic B decays in the simulation have been modeled separately for each charm meson involved. HQET form factors are used for $B \to D^*\ell\nu$ [10], while current models are used for $B \to D^{(*)}\pi\ell\nu$ [11], and $B \to D\ell\nu$ and $B \to D^{**}\ell\nu$ [12]. The measured branching fractions for decays to D^{**} and $D^{(*)}\pi$ states are fixed to their world averages [13] and unmeasured processes have inferred rates from isospin arguments.

Events from $B\overline{B}$ decays are grouped in three topologies, each of which is assigned its own PDF with different Δt dependence and tagging properties.

Direct dilepton events are described by the convolution of an oscillatory term for neutral B decays, or an exponential function for charged B decays, with the resolution function $\mathcal{R}$:

$$\mathcal{S}_{\pm}^{n(c)} = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{n(c)}}}{4\tau_{n(c)}}(1 \pm D_{\rm sig}^{n(c)}\xi_{n(c)}) \otimes \mathcal{R}$$

for neutral (n) and charged (c) events, where $\tau_{n(c)}$ is the B meson lifetime, $\xi_n = \cos\Delta m_d \Delta t$ and $\xi_c = 1$. The resolution function $\mathcal{R}$ is taken as the sum of three Gaussian distributions, with three widths and two fractions as free parameters. We find that this functional form is a good description of the vertex resolution for leptonic J/ψ decays, both in data and Monte Carlo simulation. The correction factors $D_{\rm sig}^{n(c)} \approx 0.95$ account for the (small) fraction of wrongly tagged direct dilepton events. These events are due to hadrons from the B vertex that are misidentified as leptons or leptons from the decay of resonances (*e.g.*, events where only one lepton comes from a J/ψ) produced at the B vertex. Both of these sources give almost random tagging and, in the absence of such events, $D_{\rm sig}^{n(c)}$ would be exactly 1. A small fraction of events of the type $b \to \tau^- \to \ell^-$, which have the correct charge correlation, are also included in the signal topology. Neglecting the τ lepton lifetime introduces a negligible bias on the Δm_d measurement.

Opposite B cascade (OBC) events, 9% of the selected sample, contain one lepton from a $b \to \ell$ decay and one from a $b \to c \to \ell$ decay of the companion B meson. These events are the main source of wrong tags. Their PDFs are modeled by the convolution of Δt-dependent terms of a form similar to the signal with a resolution model that takes into account the effect of the charmed meson lifetimes by convoluting three Gaussians with a single-sided exponential decay distribution. Since both short-lived D^0 and D_s, and long-lived D^+ mesons are involved in cascade decays, the global OBC PDFs are

$$\mathcal{C}^{n(c)}_{\rm OBC} = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{n(c)}}}{4\tau_{n(c)}} \sum_i f_i^{n(c)} (1 \pm D^{i,n(c)}_{\rm OBC} \xi_{n(c)}) \otimes \mathcal{R}^i_{\rm OBC}$$

where the index i runs over the short- and long-lived charm meson components. The two resolution functions $\mathcal{R}^i_{\rm OBC}$ allow for different effective charm lifetimes and parameters of the three Gaussians, since the resolution function depends on the B and D flight lengths. Due to the different decay processes involved, the relative fractions $f_i^{n(c)}$ of short- and long-lived charm mesons are also different in neutral and charged B events. With the chosen sign convention for Δz, the sign for the single-sided exponential of the resolution function must be flipped 25% of the time to account for events where the most energetic lepton originates from a cascade decay. If particle identification were perfect and cascade leptons originated only from the $b \to c \to \ell^+$ process, then flavor tagging would always be wrong and the factors $D^{i,n(c)}_{\rm OBC}$ would be exactly -1. Hadron misidentification (PID) and resonance decays, as well as leptons originating from the $b \to c\bar{c}(\to \ell^-)s$ chain, give a fraction of right tags (15%) even in the OBC topology. These two processes have been factorized by writing $D^{i,n(c)}_{\rm OBC} = D^{i,n(c)}_{\rm PID} \cdot D^{i,n(c)}_{b\to c\bar{c}s}$ and assuming no correlation between the two terms.

Same B cascade (SBC) events, 4% of the selected sample, contain two leptons from a single B meson, obtained via the decay chain $b \to c\ell^-\overline{\nu}$, with $c \to x\ell^+\nu$. SBC events are insensitive to mixing and, in the case of perfect particle identification and in the absence of resonances, would always give opposite-sign leptons. The PDFs are

$$\mathcal{C}^{n(c)}_{\rm SBC} = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau^{n(c)}_{\rm SBC}}}{4\tau^{n(c)}_{\rm SBC}} (1 \pm D^{n(c)}_{\rm SBC}), \otimes \mathcal{R}$$

where $\tau^{n(c)}_{SBC}$ are effective lifetimes and $D^{n(c)}_{\rm SBC}$ are corrections for wrong tags in the SBC topology. The resolution $\mathcal{R}$ is taken to be the same as for signal events, with no significant bias on the final result.

A small residual background remains (0.3% of the total sample) where both leptons are from an unrecognized J/ψ decay. These are described by a term $\Psi = \delta(\Delta t) \otimes \mathcal{R}$, whose normalization is obtained from simulation. Events where one lepton originates from a cascade decay and the other from a B decay to τ or to a resonance, and events where both leptons come from cascade decays, (0.3% of the total sample) are assigned the OBC event topology with no significant bias on Δm_d.

The fraction $f_{\rm cont} = 3.4\%$ and Δt dependence of the continuum background are determined from off-resonance data. The Δt dependence is parameterized for opposite- and same-sign leptons as $\mathcal{Q}_\pm = \tau^{-1}_{\rm cont} e^{-\tau_{\rm cont}|\Delta t|} f_\pm$, with $f_+ + f_- = 1$.

The full likelihood function is the product of likelihoods for opposite- and same-sign events, which can be schematically written as

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= (1-f_{\rm cont})(1-f_{J/\psi})[(1-f_c)(f^n_{\rm sig}\mathcal{S}^n + f^n_{\rm OBC}\mathcal{C}^n_{\rm OBC} + f^n_{\rm SBC}\mathcal{C}^n_{\rm SBC}) + \\ &\quad f_c(f^c_{\rm sig}\mathcal{S}^c + f^c_{\rm OBC}\mathcal{C}^c_{\rm OBC} + f^c_{\rm SBC}\mathcal{C}^c_{\rm SBC})] + (1-f_{\rm cont})f_{J/\psi}\Psi + f_{\rm cont}\mathcal{Q},\end{aligned}$$

where the J/ψ term and its relative abundance $f_{J/\psi}$ are present for opposite-sign events only, and $f^{n(c)}_{\rm sig} = (1 - f^{n(c)}_{\rm OBC} - f^{n(c)}_{\rm SBC})$. The fraction f_c of charged B events in the selected sample and the OBC fraction $f^n_{\rm OBC}$ in neutral B events are extracted from the fit. The OBC fraction $f^c_{\rm OBC}$ in charged B events is scaled with $f^n_{\rm OBC}$ according to the value of the ratio $f^c_{\rm OBC}/f^n_{\rm OBC}$ determined with the Monte Carlo simulation. This parameterization of OBC events significantly reduces the related systematic uncertainty. The SBC fractions are computed for simulated events and fixed in the fit. The various parameters for the OBC resolution functions are taken from a fit to Monte Carlo events. The factor $D^{1,c}_{\rm PID}$ is fitted and all the other corrections for wrong tags scale with $D^{1,c}_{\rm PID}$ according to ratios determined with simulated events.

To summarize, the values for Δm_d, f_c, $f^n_{\rm OBC}$, $D^{1,c}_{\rm PID}$, f^n_1, and the widths and relative fractions of the Gaussian components for the signal resolution are determined in the likelihood fit. The B meson lifetimes are fixed to the values quoted in [13].

The result of a binned maximum likelihood fit to the data sample with the requirement $|\Delta t| < 12\,\mathrm{ps}$ yields $\Delta m_d = 0.488 \pm 0.012\,\mathrm{ps}^{-1}$ and $f_c = 0.554 \pm 0.014$. Figure D.6a and D.6b show the Δt distributions for opposite- and same-sign dilepton events, respectively, along with the result of the fit. Figure D.6c shows the resulting asymmetry as a function of Δt. The widths of the three Gaussians for the signal resolution function are 0.55 ± 0.09, 1.06 ± 0.23 and $4.8 \pm 0.7\,\mathrm{ps}$, and the corresponding fractions of events are 76%, 22% and 2%. The probability to obtain a worse fit is 65%, evaluated with an ensemble of data-sized experiments that are generated with a parameterized simulation based on the observed total PDF. The global fit is also performed on a sample from full Monte Carlo simulation, where the fitted results for parameters are consistent with generated values.

The fit result is found to be stable and consistent under a variety of choices for free parameters, where fixed values obtained from Monte Carlo simulation are substituted.

A summary of the systematic uncertainties is given in Table D.2, where the total is estimated to be $0.0087\,\mathrm{ps}^{-1}$. The most important contributions are due to the B meson lifetimes, the Δt resolution function, and the modeling of OBC events. Varying the neutral and charged B meson lifetimes independently within their known errors [13] contributes uncertainties of 0.005 and $0.004\,\mathrm{ps}^{-1}$, respectively, on Δm_d.

The systematic error due to the uncertain knowledge of the resolution function for OBC events is estimated by varying the parameters within their errors from the fit to simulated events, including the effect of correlations. A possible scale uncertainty between data and simulation is estimated by allowing a conservative increase of 20% in the OBC resolution width. The overall uncertainty due to the OBC resolution function is $0.0026\,\mathrm{ps}^{-1}$. The assumed form for the signal and OBC resolution functions does not incorporate the Δt dependence brought about by neglecting the B flight length in determining the vertex separation. The systematic effect introduced by this simplification, as well as the boost approximation, has been studied with large parameterized Monte Carlo samples. For this

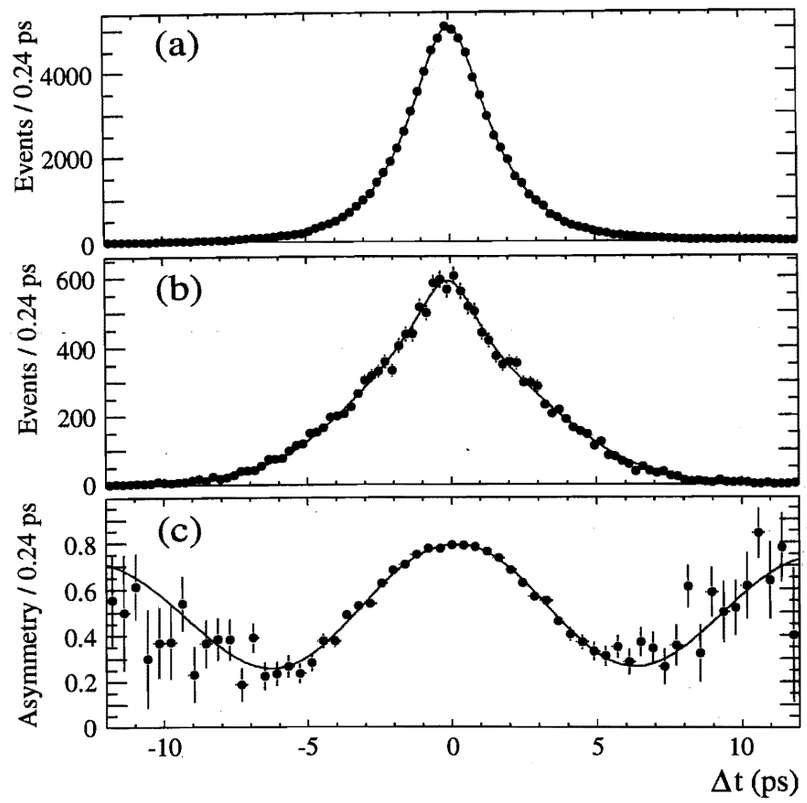


FIG. D.6 – Distributions of decay time difference for (a) opposite-sign and (b) same-sign dilepton events; (c) asymmetry between opposite- and same-sign dilepton events. Points are data and the lines correspond to the fit result.

purpose, the predicted Δt dependence is taken from full simulation. Neglecting the Δt dependence results in a bias for Δm_d of $-0.0045\,\mathrm{ps}^{-1}$. The fit result has been corrected to account for this bias and a corresponding systematic error of $0.0043\,\mathrm{ps}^{-1}$ is assigned. Knowledge of the absolute z scale of the detector and the residual uncertainties in the SVT local alignment give a combined error of $0.0020\,\mathrm{ps}^{-1}$.

Systematic effects due to the limited knowledge of the parameters of the OBC PDF, which are taken from simulated events, are greatly reduced by fitting the fractions of OBC and the short-lived charm component in neutral B events. The remaining systematic uncertainty ($0.0020\,\mathrm{ps}^{-1}$) is estimated by varying the otherwise fixed charm-related parameters (the amount of D_s, f_1^c and the various fractions of cascades) by 10%, both coherently and independently. This is a conservative range, given our present knowledge of the physics processes involved.

The ratios between the various wrong-tag factors due to hadron misidentification (PID) are conservatively varied by 30% in the fit. The maximum effect is obtained when the signal and cascade PID wrong-tag corrections are varied in opposite directions. In this case, the total systematic error is $0.0010\,\mathrm{ps}^{-1}$.

TAB. D.2 – Summary of systematic uncertainties

Source	$\sigma(\Delta m_d)$ ps^{-1}
B lifetimes	0.0064
OBC resolution/lifetimes	0.0026
Δt dependence of resolution	0.0043
z scale and SVT alignment	0.0020
OBC fractions/wrong tags	0.0020
Hadron misidentification	0.0010
J/ψ fraction	0.0003
Continuum parameterization	0.0009
Binned fit bias	0.0006
Beam energy uncertainty	0.0005
Total	0.0087

The uncertainty on the fraction of J/ψ is 30%, which contributes an error on Δm_d of 0.0003 ps^{-1}. The effective lifetime, the fraction of same-sign events, and the fraction of continuum events are varied independently, giving a combined systematic error of 0.0009 ps^{-1}. The dependence of the fit result on the number of bins has been estimated with a parameterized Monte Carlo simulation. A shift of -0.0006 ps^{-1} in Δm_d is observed and a corresponding correction applied with a systematic error of 0.0006 ps^{-1}. The uncertainty (0.1%) on the absolute scale of the beam energies gives an error of 0.0005 ps^{-1}.

In conclusion, the neutral B meson oscillation frequency has been measured with an inclusive dilepton sample to be

$$\Delta m_d = 0.493 \pm 0.012(stat) \pm 0.009(syst)\ \mathrm{ps}^{-1}.$$

This result is the single most precise measurement to date and is consistent with a recent *BABAR* measurement with a fully reconstructed B^0 sample [14], as well as the world average of previous measurements [13].

We are grateful for the excellent luminosity and machine conditions provided by our PEP-II colleagues, and for the substantial dedicated effort from the computing organizations that support *BABAR*. The collaborating institutions wish to thank SLAC for its support and kind hospitality. This work is supported by DOE and NSF (USA), NSERC (Canada), IHEP (China), CEA and CNRS-IN2P3 (France), BMBF and DFG (Germany), INFN (Italy), NFR (Norway), MIST (Russia), and PPARC (United Kingdom). Individuals have received support from the A. P. Sloan Foundation, Research Corporation, and Alexander von Humboldt Foundation.

D.3 Search for T and CP Violation in B^0-$\overline{B}^0$ Mixing with Inclusive Dilepton Events

BABAR Collaboration.

Abstract

We report the results of a search for T and CP violation in B^0-$\overline{B}^0$ mixing using an inclusive dilepton sample collected by the BABAR experiment at the PEP-II B Factory. The asymmetry between $\ell^+\ell^+$ and $\ell^-\ell^-$ events allows us to compare the probabilities for $\overline{B}^0 \to B^0$ and $B^0 \to \overline{B}^0$ oscillations and thus probe T and CP invariance. Using a sample of 23 million $B\overline{B}$ pairs, we measure a same-sign dilepton asymmetry of $A_{T/CP} = (0.5 \pm 1.2(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst}))\,\%$. For the modulus of the ratio of complex mixing parameters p and q, we obtain $|q/p| = 0.998 \pm 0.006(\text{stat}) \pm 0.007(\text{syst})$.

PACS numbers : 13.25.Hw, 12.15.Hh, 11.30.Er

Since the first observation of CP violation in 1964 [15], the neutral kaon system has provided many other results probing the CPT and T discrete symmetries [16]. Beyond the investigation of CP violation through the measurements of the unitarity triangle angles α, β and γ, the BABAR experiment can investigate T and CP violation purely in B^0-$\overline{B}^0$ mixing.

The physical states (solutions of the complex effective Hamiltonian for the B^0-$\overline{B}^0$ system) can be written as

$$|B^0_{L,H}\rangle = p|B^0\rangle \pm q|\overline{B}^0\rangle$$

where p and q are complex mixing parameters with the normalization $|p|^2 + |q|^2 = 1$.

The CPT invariant asymmetry, $A_{T/CP}$, between the two oscillation probabilities $P(\overline{B}^0 \to B^0)$ and $P(B^0 \to \overline{B}^0)$ probes both T and CP symmetries and can be expressed in terms of p and q :

$$A_{T/CP} = \frac{P(\overline{B}^0 \to B^0) - P(B^0 \to \overline{B}^0)}{P(\overline{B}^0 \to B^0) + P(B^0 \to \overline{B}^0)} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}. \tag{D.3}$$

Standard Model calculations [17] predict the size of this asymmetry to be at or below 10^{-3}. Therefore, a large measured value could be an indication of new physics.

Inclusive dilepton events, representing 4% of all $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$ decays, provide a very large sample with which to study T and CP violation in mixing. The flavor of each B meson is tagged by the charge of the lepton. Assuming $\Delta B = \Delta Q$ and CP invariance in the direct $b \to \ell$ semileptonic decay process, the asymmetry between same-sign lepton pairs, $\ell^+\ell^+$ and $\ell^-\ell^-$, allows a comparison of the two oscillation probabilities $P(\overline{B}^0 \to B^0)$ and $P(B^0 \to \overline{B}^0)$. The asymmetry $A_{T/CP}$ for direct same-sign dileptons is time independent. However, in this analysis, the time difference Δt between the two B meson decays is

used to discriminate the direct leptons from the cascade leptons produced in $b \to c \to \ell$ transitions.

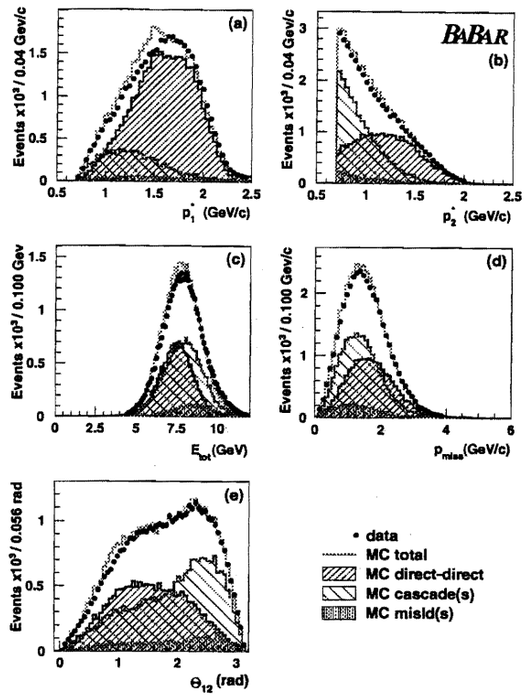


FIG. D.7 – Distributions of the discriminating variables (a) p_1^*, (b) p_2^*, (c) E_{tot}, (d) p_{miss} and (e) θ_{12}, for data (dots) and Monte Carlo events (histograms). The contributions from direct-direct pairs, direct-cascade or cascade-cascade pairs, and pairs with one or more fake leptons are shown for the Monte Carlo samples.

The measurement of $A_{T/CP}$ reported here is performed with events collected by the *BABAR* detector [18] from e^+e^- collisions at the PEP-II asymmetric-energy B Factory between October 1999 and October 2000. The integrated luminosity of this sample is 20.7 fb^{-1} recorded at the $\Upsilon(4S)$ resonance ("on-resonance") and 2.6 fb^{-1} recorded about 40 MeV below the $\Upsilon(4S)$ resonance ("off-resonance"). $B\overline{B}$ pairs from the $\Upsilon(4S)$ decay move along the high-energy beam direction (z) with a nominal Lorentz boost $\langle\beta\gamma\rangle = 0.55$.

Non-$B\overline{B}$ events are suppressed by requiring the ratio of second to zeroth order Fox-Wolfram moments [19] to be less than 0.4. In addition, residual contamination from radiative Bhabha and two-photon events is reduced by requiring the squared invariant mass of the event to be greater than $20\,\text{GeV}^2/c^4$, the event aplanarity to be greater than 0.01, and the number of charged tracks to be greater than four.

Lepton candidates must have at least 12 hits in the drift chamber (DCH), at least one z-coordinate hit in the silicon vertex tracker (SVT), and a momentum in the $\Upsilon(4S)$ center-of-mass system (CMS) between 0.7 and 2.5 GeV/c. Electrons are selected by requirements on the ratio of the energy deposited in the electromagnetic calorimeter (EMC) and the momentum measured in the DCH, on the lateral shape of the energy deposition

in the calorimeter, and on the specific ionization density measured in the DCH. Muons are identified through the energy released in the calorimeter, as well as the strip multiplicity, track continuity, and penetration depth in the instrumented flux return (IFR). Lepton candidates are rejected if they are consistent with a kaon or proton hypothesis according to the Cherenkov angle measured in the detector of internally reflected Cherenkov light (DIRC) or to the ionization density measured in the DCH. The electron and muon selection efficiencies are about 92% and 75%, with pion misidentification probabilities around 0.2% and 3%, respectively.

Electrons from photon conversions are identified and rejected with a negligible loss of efficiency for signal events. Leptons from J/ψ and $\psi(2S)$ decays are identified by pairing them with other oppositely-charged candidates of the same-lepton species, selected with looser criteria. We reject the whole event if any combination has an invariant mass within $3.037 < M(\ell^+\ell^-) < 3.137\,\mathrm{GeV}/c^2$ or $3.646 < M(\ell^+\ell^-) < 3.726\,\mathrm{GeV}/c^2$.

To minimize wrong flavor tags due to leptons from cascade charm decays, we use a neural network algorithm (NN) that combines five discriminating variables. These are calculated in the CMS (see Fig. D.7) and are the momenta of the two leptons with highest momentum, p_1^* and p_2^*, the total visible energy E_{tot}, the missing momentum p_{miss} of the event, and the opening angle between the leptons, θ_{12}. The first two variables, p_1^* and p_2^*, are very powerful in discriminating between direct and cascade leptons. The last variable, θ_{12}, efficiently removes direct-cascade lepton pairs coming from the same B, and further rejects photon conversions. Some additional discriminating power is also provided by the other two variables. The two NN outputs are each required to be greater than 0.8. In order to be insensitive to the small discrepancies between data and Monte Carlo, the fraction of cascade leptons is determined from a fit to the same-sign and opposite-sign dilepton data.

In the inclusive approach used here, the z coordinate of the B decay point is the z position of the point of closest approach between the lepton candidate and an estimate of the $\Upsilon(4S)$ decay point in the transverse plane. The $\Upsilon(4S)$ decay point is obtained by fitting the two lepton tracks to a common vertex in the transverse plane, which is constrained to be consistent with the beam-spot position. The proper time difference Δt between the two B meson decays is determined from the absolute value, Δz, of the difference in z between the two B decays by $\Delta t = \Delta z/\langle\beta\gamma\rangle c$. The same-sign background events (cascade leptons from unmixed $B^0\overline{B}^0$ events and B^+B^- events, and non-$B\overline{B}$ events) are most prominent at low Δz (see Fig. D.8). Therefore, a requirement of $\Delta z > 200\,\mu$m allows us to eliminate about 50% of background without dramatically decreasing the signal efficiency.

Application of the selection criteria described above results in a sample of 20,381 same-sign dilepton events, consisting of 5,252 electron pairs, 5,152 muon pairs and 9,977 electron-muon pairs. The fraction of non-$B\overline{B}$ events, measured with the off-resonance data, is 4.3% with a charge asymmetry of $(-5 \pm 10)\%$. The main $B\overline{B}$ backgrounds, determined with Monte Carlo simulation, include 24% of one direct lepton paired with a cascade lepton from the other B, 10% of fake leptons from the other B, 2% of fake leptons from the same B and 2% of leptons from J/ψ or resonance decays.

Since the asymmetry $A_{T/CP}$ is expected to be small, we have carefully determined the possible charge asymmetries induced by the detection and reconstruction of electrons and muons. The three sources of charge asymmetry in the selection of lepton candidates come

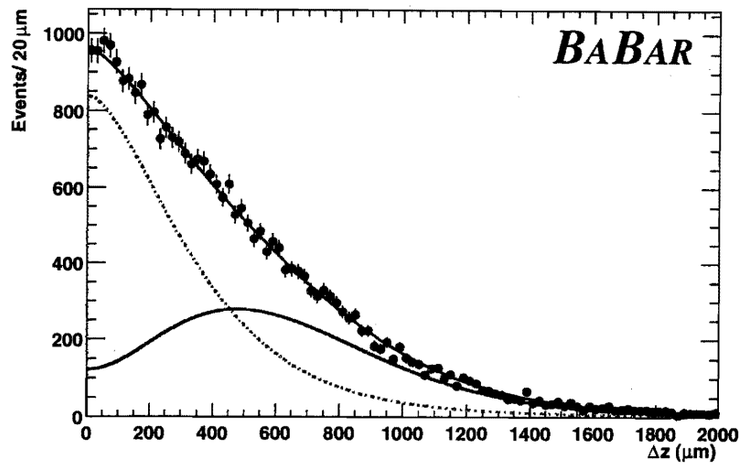


FIG. D.8 – Distribution of the same-sign dileptons as a function of Δz. The curve superimposed on the dots is determined from a fit to the same-sign and opposite-sign dileptons. The solid and dotted lines represent respectively the signal component (B^0B^0 or $\overline{B}^0\overline{B}^0$ pairs) and the background component (cascade leptons, leptons from J/ψ, resonance decays, non-$B\overline{B}$ events, and fake leptons).

from differences, for positive and negative particles, in tracking efficiency $\varepsilon^{\pm}_{track}$, in particle identification efficiency $\varepsilon^{\pm}_{pid}$, and in misidentification probability $\eta^{\pm}_{pid}$. Independent samples are used to estimate these efficiencies and probabilities seperately for electrons and muons as a function of several charged track parameters x_i : total or transverse momentum, and polar and azimuthal angles in the laboratory frame. The numbers of "detected" positive and negative leptons ($N^{\pm}_{det}$) are related to the numbers of true leptons ($N^{\pm}_{true}$) by the equation

$$\begin{aligned} N^{\pm}_{det}(x_i,p^*) =& N^{\pm}_{true}(x_i,p^*)\cdot\varepsilon^{\pm}_{track}(x_i)\cdot\big[\varepsilon^{\pm}_{pid}(x_i)+r(\pi,p^*)\cdot\eta^{\pm}_{pid}(\pi,x_i) \\ &+r(K,p^*)\cdot\eta^{\pm}_{pid}(K,x_i)+r(p,p^*)\cdot\eta^{\pm}_{pid}(p,x_i)\big], \end{aligned} \tag{D.4}$$

where $r(\pi,p^*)$, $r(K,p^*)$, and $r(p,p^*)$ are the relative abundances of hadrons (π, K, and p) with respect to the lepton abundance for a given p^* (the momentum of the track in the CMS). These quantities are obtained from $B\overline{B}$ Monte Carlo events, after applying the event selection criteria with perfect particle identification. To correct for charge asymmetries in lepton detection, we apply a weight proportional to the ratio $N^{\pm}_{true}(x_i,p^*)/N^{\pm}_{det}(x_i,p^*)$ for each lepton in the sample.

Using tracks selected from multi-hadron events, the tracking efficiencies $\varepsilon^{\pm}_{track}(x_i)$ for positive and negative particles are determined by computing the ratio of the number of SVT tracks with and without the dilepton selection requirement of at least 12 DCH hits. These tracking efficiencies are tabulated as a function of transverse momentum, and polar and azimuthal angles. The charge asymmetry in tracking efficiency is less than 0.1% on average in the relevant momentum range.

The identification efficiencies $\varepsilon^{\pm}_{pid}(x_i)$ are measured as a function of total momentum and polar and azimuthal angles, with two control samples consisting of $ee \to eeee$ (with $\gamma\gamma \to ee$) and radiative Bhabha events for electrons, and with a $ee \to ee\mu\mu$ (with $\gamma\gamma \to \mu\mu$) control sample for muons. The misidentification probabilities $\eta^{\pm}_{pid}(\text{hadron}, x_i)$ are determined with control samples of kaons produced in $D^{*+} \to \pi^+ D^0 \to \pi^+ K^- \pi^+$ decays (and charge conjugate), pions produced in $K_S \to \pi^+\pi^-$ decays, and one-prong and three-prong τ decays, and protons produced in Λ decays.

For the electrons, the charge asymmetry in the particle identification efficiency reaches (0.5–1.0)% in some regions of the lepton phase space. The impact of the charge asymmetry in misidentification is negligible because the absolute misidentification probability for pions is extremely small ($\sim$ 0.2%). However, the Λ control sample indicates a very large misidentification probability for antiprotons with momentum $\sim$ 1 GeV/c. Such an effect is due to the annihilation of antiprotons with nucleons in the calorimeter, which produces a signature similar to that of an electron. The impact of this effect is balanced by the low relative abundance of antiprotons in B decays. Overall, antiprotons induce a charge asymmetry of order 0.1% and a correction is applied for this effect.

For the muons, the $ee\mu\mu$ control sample shows that the charge asymmetry in the efficiency reaches 0.5%. The pion misidentification probability is much larger ($\sim$ 3%) than in the case of electrons but there is no indication of any charge asymmetry induced. On the other hand, the kaon misidentification distribution shows a charge asymmetry at the level of (10–20)% due to the difference between the cross sections for K^+ and K^- meson interactions with matter for momenta around 1 GeV/c.

Equation D.3 is applicable for pure signal (direct leptons from B^0B^0 and $\overline{B}^0\overline{B}^0$ events). However, the dilepton sample is contaminated by cascade leptons from B^+B^- and unmixed $B^0\overline{B}^0$ events, non-$B\overline{B}$ events, and J/ψ decays (see Fig. D.8). Assuming no charge asymmetry in the background and CP invariance in direct semileptonic B decays, we can write the measured asymmetry $A^{meas}_{T/CP}$ in terms of the weighted number of events N as

$$A^{meas}_{T/CP}(\Delta t) = \frac{N(\ell^+\ell^+, \Delta t) - N(\ell^-\ell^-, \Delta t)}{N(\ell^+\ell^+, \Delta t) + N(\ell^-\ell^-, \Delta t)} = A_{T/CP} \cdot \frac{S(\Delta t)}{S(\Delta t) + B(\Delta t)}, \tag{D.5}$$

where $S(\Delta t)$ and $B(\Delta t)$ are the numbers of signal and background events, respectively. Therefore, extraction of a value for $A_{T/CP}$ requires a determination of the dilution factor $S(\Delta t)/\left[S(\Delta t) + B(\Delta t)\right]$. The asymmetry between same-sign dileptons is corrected for the background dilution using the time-dependent probability density functions shown in Fig. D.8. These probability density functions are obtained with a simultaneous fit to the same-sign and opposite-sign dilepton samples, with the values of Δm_d, B^0 and B^+ lifetimes fixed to the world average values [20]. This fit is similar to that used in the measurement of Δm_d with dilepton events [21] : it determines the corrections to the resolution function extracted from Monte Carlo simulation, the fraction of cascade leptons, the average lifetime of the charm component for cascade leptons, and the fraction of charged B events. A possible dilution of $A_{T/CP}$ due to double mistag (both leptons from cascade decays) is neglected because the probability of double mistag is at the level of only 1%. In addition, the fraction of non-$B\overline{B}$ events is measured from off-resonance data. From a χ^2 fit of the measured asymmetry as a function of Δt for the same-sign dileptons with $\Delta z > 200\,\mu$m (see Fig. D.9), we extract $A_{T/CP} = (0.5 \pm 1.2)\,\%$.

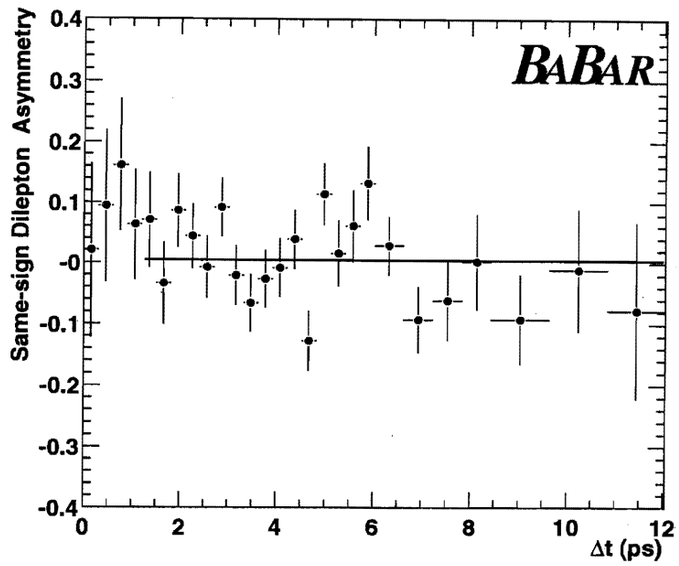


FIG. D.9 – Corrected same-sign dilepton asymmetry as a function of Δt. The line shows the result of the fit for the dileptons with $\Delta z > 200\,\mu$m.

Systematic uncertainties related to possible charge asymmetry both for tracking and lepton identification are determined with single direct leptons from semileptonic B decays. This sample has the same topology and kinematics as leptons in dilepton events. The single-lepton charge asymmetry, in addition to being sensitive to the charge asymmetry from detection bias, may also be affected by the real physical asymmetry $A_{T/CP}$ in the dilepton events. But, in practice, any contribution introduced by a non-zero $A_{T/CP}$ is suppressed by more than one order of magnitude and is therefore neglected. We select roughly 1.5 million electrons and 1.5 million muons. After subtraction of scaled off-resonance data and applying a correction weight derived from Eq. D.4, we measure the charge asymmetries to be $(-0.30\pm0.14)\%$ for the electrons and $(-0.35\pm0.17)\%$ for the muons. We assign these residual asymmetries $\pm0.30\%$ and $\pm0.35\%$ as systematic errors due to charge asymmetry in detection efficiencies. With the dilution factor correction, the total systematic errors related to the charge asymmetry in detection are $\pm0.5\%$ and $\pm0.6\%$ for electrons and muons, respectively.

The assumption of no charge asymmetry in the background is confirmed by the off-resonance data where the charge asymmetry $(-5\pm10)\%$ is consistent with zero and leads to a $\pm0.7\%$ uncertainty on the $A_{T/CP}$ measurement. In addition, the charge asymmetry of the events with $\Delta z < 100\,\mu$m, which contain 85% background (cascade leptons from $B^\pm$ and unmixed B^0), is $(1.2\pm1.4)\%$, also consistent with zero. From this asymmetry, we can constrain to $\pm0.9\%$ the uncertainty on $A_{T/CP}$ from a possible charge asymmetry in the decays producing the cascade leptons. If we assume CP invariance in the decays producing the cascade, this uncertainty vanishes.

The background dilution correction is measured with the data from the full dilepton sample. The uncertainty on the ratio B/S leads to a $\pm3\%$ multiplicative error on $A_{T/CP}$,

which is negligible.

TAB. D.3 – Summary of systematic uncertainties on $A_{T/CP}$.

Type of systematic error	$\sigma(A_{T/CP})(\%)$
Electron charge asymmetry in the detection	0.5
Muon charge asymmetry in the detection	0.6
Non-$B\overline{B}$ background charge asymmetry	0.7
$B\overline{B}$ background charge asymmetry	0.9
Correction of the background dilution	0.01
Total	1.4

In conclusion, we measure $A_{T/CP} = (0.5 \pm 1.2(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst}))\,\%$ where the total systematic uncertainty is the quadratic sum of the systematic uncertainties listed in Table D.3. From Eq. D.3, the result for $A_{T/CP}$ can be used to extract the modulus of the ratio of complex mixing parameters p and q :

$$|q/p| = 0.998 \pm 0.006(\text{stat}) \pm 0.007(\text{syst}).$$

This measurement can also be expressed in terms of the CP violating parameter $\varepsilon_B = (p-q)/(p+q)$. We obtain $\text{Re}(\varepsilon_B)/(1+|\varepsilon_B|^2) = (1.2 \pm 2.9(\text{stat}) \pm 3.6(\text{syst})) \times 10^{-3}$, which is the most stringent test of T and CP violation in B^0-$\overline{B}^0$ mixing to date and is consistent with previous measurements [22].

We are grateful for the excellent luminosity and machine conditions provided by our PEP-II colleagues, and for the substantial dedicated effort from the computing organizations that support *BABAR*. The collaborating institutions wish to thank SLAC for its support and kind hospitality. This work is supported by DOE and NSF (USA), NSERC (Canada), IHEP (China), CEA and CNRS-IN2P3 (France), BMBF and DFG (Germany), INFN (Italy), NFR (Norway), MIST (Russia), and PPARC (United Kingdom). Individuals have received support from the A. P. Sloan Foundation, Research Corporation, and Alexander von Humboldt Foundation.

Bibliographie

[1] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. **B374**, 256 (1996).

[2] CLEO Collaboration, J. Bartelt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 1680 (1993).

[3] "Combined results on b-hadron production rates, lifetimes, oscillations and semileptonic decays", ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, SLAC-PUB-8492, CERN-EP-2000-096, June 2000.

[4] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, "The first year of the *BABAR* experiment at PEP-II", *BABAR*-CONF-00/17, submitted to the XXXth International Conference on High Energy Physics, Osaka, Japan.

[5] C. Caso *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **3**, 1 (1998).

[6] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963) ; M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[7] For a recent discussion of the relation, see C. Gay, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 577 (2000).

[8] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, SLAC-PUB-8569, hep-ex/0105044, to appear in Nucl. Instr. and Methods.

[9] C.G. Fox, S. Wolfram, Nucl. Phys. **B149**, 413 (1979).

[10] CLEO Collaboration, J.E. Duboscq *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3898 (1996).

[11] J.L. Goity and W. Roberts, Phys. Rev. **D51**, 3459 (1995).

[12] D. Scora and N. Isgur, Phys. Rev. **D52**, 2783 (1995).

[13] Particle Data Group, D.E. Groom *et al.*, Eur. Phys. J. **C15**, 1 (2000).

[14] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, SLAC-PUB-9061, to be submitted to PRL.

[15] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[16] CPLEAR Collaboration, A. Apostolakis *et al.*, Phys. Lett. B **456**, 297 (1999).

[17] See, for example, R. N. Cahn and M. P. Worah, Phys. Rev. D **60**, 076006 (1999) ; Y. Nir, 27th SLAC Summer Institute on Particle Physics (1999), hep-ph/9911321, and references therein.

[18] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **479**, 1 (2002).

[19] G. C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).

[20] Particle Data Group, D. E. Groom *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **15**, 1 (2000).

[21] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, SLAC-PUB-9096, hep-ex/0112045, to be published in Phys. Rev. Lett.

[22] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Z. Phys. C **76**, 401 (1997) ; CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **55**, 2546 (1997) ; OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **12**, 609 (1999) ; ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **20**, 431 (2001) ; CLEO Collaboration, D. E. Jaffe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5000 (2001).

E

Violation de CP dans $B^0 \to \rho^{\pm} h^{\mp}$ dans *BABAR*

Cette annexe contient une étude préliminaire de la violation de CP dans la désintégration des B^0 dans les états finals $\rho^{\pm}\pi^{\mp}$ et $\rho^{\pm}K^{\mp}$ en fonction de la différence de temps de désintégration de la paire de B^0 produite. Par une telle méthode, on peut étudier à la fois la violation de CP directe et la violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange. Cette étude repose sur les données enregistrées dans le détecteur *BABAR* de 1999 à 2002. Cet article a été soumis à la conférence de physique des hautes énergie qui a eu lieu à Amsterdam aux Pays-Bas durant l'été 2002, avec la référence : "Search for CP Violation in $B^0/\overline{B}^0$ Decays to $\pi^+\pi^-\pi^0$ and $K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$ in Regions Dominated by the $\rho^{\pm}$ Resonance", *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, BABAR-CONF-02/033, SLAC-PUB-9303, hep-ex/0207068, Amsterdam, The Netherlands, 2002.

La deuxième partie de cette annexe est un article en cours de soumission à Phys. Rev. Lett. pendant la rédaction de ce mémoire. Cela implique en particulier que cette version ne contient pas les corrections proposées par le comité de lecture du journal. Ce papier reprend l'analyse précédente avec la même statistique. La modélisation du bruit de fond provenant des B est différente ce qui explique que l'on obtienne des résultats légèrement différents pour les paramètres de violation de CP et de dilution. Cet article propose en plus une mesure des rapports d'embranchement $\mathcal{B}(\rho^{\pm}\pi^{\mp})$, $\mathcal{B}(\rho^{\pm}K^{\mp})$.

E.1 Search for *CP* Violation in $B^0/\overline{B}^0 \to \rho^\pm(\pi^\mp/K^\mp)$ Decays

BABAR Collaboration.

Abstract

We present preliminary measurements of direct and indirect CP-violating asymmetries in the decays of neutral B mesons to $\pi^+\pi^-\pi^0$ and $K^\pm\pi^\mp\pi^0$ final states dominated by the $\rho^\pm$ resonance, using a time-dependent maximum likelihood analysis. The data sample comprises 88×10^6 $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$ decays (80.8 fb^{-1}) collected with the BABAR detector at the PEP-II asymmetric-energy B Factory at SLAC. For the CP violation parameters, we measure

$$A_{CP}^{\rho K} = 0.19 \pm 0.14 \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)}, \quad A_{CP}^{\rho\pi} = -0.22 \pm 0.08 \text{ (stat)} \pm 0.07 \text{ (syst)},$$
$$C_{\rho\pi} = 0.45 \,^{+0.18}_{-0.19} \text{ (stat)} \pm 0.09 \text{ (syst)}, \quad S_{\rho\pi} = 0.16 \pm 0.25 \text{ (stat)} \pm 0.07 \text{ (syst)}.$$

For the other parameters in the description of the $B^0(\overline{B}^0) \to \rho\pi$ decay-time dependence, we obtain

$$\Delta C_{\rho\pi} = 0.38 \,^{+0.19}_{-0.20} \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)}, \quad \Delta S_{\rho\pi} = 0.15 \pm 0.26 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}.$$

E.1.1 Introduction

In the Standard Model, *CP*-violating effects arise from a single complex phase in the three-generation CKM quark-mixing matrix [1]. One of the central questions in particle physics is whether this mechanism is sufficient to explain the pattern of *CP* violation observed in nature. Recent measurements of the parameter $\sin 2\beta$ by the *BABAR* [2] and Belle [3, 4] Collaborations establish that *CP* symmetry is violated in the neutral B-meson system. In addition, these two experiments have studied *CP*-violating asymmetries in B decays to the charmless two-body final states $K^+\pi^-$ and $\pi^+\pi^-$ [5, 6]. The time-dependent asymmetry in $\pi^+\pi^-$ is related to the angle α of the unitarity triangle.

In this paper, we investigate *CP* violation using charmless $B^0/\overline{B}^0$ decays to $\pi^+\pi^-\pi^0$ and $K^\mp\pi^\pm\pi^0$ dominated by the $\rho^\pm h^\mp$ intermediate state, where $h = \pi$ or K. As in the case of $\pi^+\pi^-$, the $\rho\pi$ mode provides a probe of both direct *CP* violation and *CP* violation in the interference between mixing and decay amplitudes. The latter type of *CP* violation is related to the angle α. In contrast to $\pi^+\pi^-$, $\rho^\pm\pi^\mp$ is not a *CP* eigenstate and four configurations ($B^0(\overline{B}^0) \to \rho^\pm\pi^\mp$) have to be considered. Although this leads to a more complex analysis [7], it benefits from a higher branching fraction ($20 - 30 \times 10^{-6}$) [8, 9].

The ρ resonance is broad (150 MeV/c^2) and the $\rho^\pm\pi^\mp$ state may receive contributions at the amplitude level from other decay channels (*e.g.*, $B^0 \to \rho'^+\pi^-$). For this analysis, we restrict ourselves to the two regions of the $h^\pm\pi^\mp\pi^0$ Dalitz plot dominated by ρh and

assign a label, ρ^+h^- or ρ^-h^+, to each event depending on the kinematics of the $h^\pm\pi^\mp\pi^0$ final state. In the following, we will use the ρ^+h^- or ρ^-h^+ labels with the above meaning.

Defining $\Delta t = t_{\rho h} - t_{\rm tag}$ as the time interval between the decay of $B^0_{\rho h}$ and that of the other B^0 meson in the event, $B^0_{\rm tag}$, the decay rate distributions can be written as [10]

$$f^{\rho^\pm h^\mp}_{B^0{\rm tag}}(\Delta t) = (1 \pm A^{\rho h}_{CP})\frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau}\left[1 + \Big((S_{\rho h} \pm \Delta S_{\rho h})\sin(\Delta m_d \Delta t) - (C_{\rho h} \pm \Delta C_{\rho h})\cos(\Delta m_d \Delta t)\Big)\right],$$
$$f^{\rho^\pm h^\mp}_{\overline{B}^0{\rm tag}}(\Delta t) = (1 \pm A^{\rho h}_{CP})\frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau}\left[1 - \Big((S_{\rho h} \pm \Delta S_{\rho h})\sin(\Delta m_d \Delta t) - (C_{\rho h} \pm \Delta C_{\rho h})\cos(\Delta m_d \Delta t)\Big)\right]. \tag{E.1}$$

The time-integrated charge asymmetries $A^{\rho\pi}_{CP}$ and $A^{\rho K}_{CP}$ measure direct CP violation. The time dependence is described by four additional parameters. In the case of the self-tagging ρK mode, the values of these four parameters are known to be $C_{\rho K} = 0$, $\Delta C_{\rho K} = -1$, $S_{\rho K} = 0$, and $\Delta S_{\rho K} = 0$. For the $\rho\pi$ mode, they allow us to probe CP violation. Summing over the ρ charge in Eq. E.1, and neglecting the charge asymmetry $A^{\rho\pi}_{CP}$, one obtains the simplified CP asymmetry between the number of B^0 and $\overline{B}^0$ tags, given by

$$A_{B^0/\overline{B}^0} = (N_{B^0} - N_{\overline{B}^0})/(N_{B^0} + N_{\overline{B}^0}) \sim S_{\rho\pi}\sin(\Delta m_d \Delta t) - C_{\rho\pi}\cos(\Delta m_d \Delta t)\,. \tag{E.2}$$

The parameter $C_{\rho\pi}$ describes the time-dependent direct CP violation and $S_{\rho\pi}$ measures CP violation in the interference between mixing and decay related to the angle α.

The parameters $\Delta C_{\rho\pi}$ and $\Delta S_{\rho\pi}$ are insensitive to CP violation. The asymmetry between $N(B^0_{\rho\pi} \to \rho^+\pi^-) + N(\overline{B}^0_{\rho\pi} \to \rho^-\pi^+)$ and $N(B^0_{\rho\pi} \to \rho^-\pi^+) + N(\overline{B}^0_{\rho\pi} \to \rho^+\pi^-)$ is described by $\Delta C_{\rho\pi}$, while $\Delta S_{\rho\pi}$ is sensitive to the strong phase difference between the amplitudes contributing to $B^0 \to \rho\pi$ decays. The naive factorization model [7] predicts $\Delta C_{\rho\pi} \sim 0.4$ while there is no prediction for $\Delta S_{\rho\pi}$.

The measurements of the six parameters $A^{\rho K}_{CP}$, $A^{\rho\pi}_{CP}$, $C_{\rho\pi}$, $\Delta C_{\rho\pi}$, $S_{\rho\pi}$, and $\Delta S_{\rho\pi}$ reported here are performed using events collected by the *BABAR* detector at the PEP-II asymmetric-energy B Factory between January 2000 and June 2002. This sample corresponds to an integrated luminosity of 80.8 fb^{-1} taken at the $\Upsilon(4S)$ resonance ("on-resonance"), which represents 88 million $B\overline{B}$ pairs, and 9.6 fb^{-1} taken around 40 MeV below the resonance ("off-resonance").

We extract the yields and CP parameters using a time-dependent maximum likelihood analysis based on Eq. E.1. This paper is organized as follows : the *BABAR* detector is described briefly in Sec. E.1.2. The event reconstruction and selection procedure is given in Sec. E.1.3. B-related backgrounds and their treatment in the likelihood analysis are described in Sec. E.1.4. The full maximum likelihood fit is discussed in Sec. E.1.5. Finally, the results and the evaluation of systematic uncertainties are given in Secs. E.1.6 and E.1.7.

E.1.2 The *BABAR* Detector

A detailed description of the *BABAR* detector can be found in Ref. [11]. Charged particle momenta are measured in a tracking system consisting of a 5-layer double-sided silicon

vertex tracker (SVT) and a 40-layer drift chamber (DCH) filled with a gas mixture based on helium and isobutane. The SVT and DCH operate within a 1.5-T superconducting solenoidal magnet. The typical decay vertex resolution is around 65 μm along the beam direction for the fully reconstructed $B^0_{\rho h}$, and around 100 to 150 μm for the partially reconstructed tagging B^0_{tag}. Photons are detected in an electromagnetic calorimeter (EMC) consisting of 6580 CsI(Tl) crystals arranged in barrel and forward end-cap sub-detectors. The π^0 mass resolution is on average 7 MeV/c^2. The flux return for the solenoid is composed of multiple layers of iron and resistive plate chambers for the identification of muons and long-lived neutral hadrons. Tracks from the signal B decay are identified as pions or kaons by the Cherenkov angle θ_{Ch} measured with a detector of internally reflected Cherenkov light (DIRC). The typical separation between pions and kaons varies from 8σ at 2 GeV/c to 2.5σ at 4 GeV/c, where σ is the average θ_{Ch} resolution. Lower momentum kaons are identified with a combination of θ_{Ch} (for momenta down to 0.7 GeV/c) and measurements of ionization energy loss, dE/dx, in the DCH and SVT.

E.1.3 The Event Selection and Reconstruction

Signal $B_{\rho h}$ candidates are reconstructed from combinations of two charged tracks and a π^0 candidate. The charged tracks are required to be inconsistent with being an electron based on dE/dx measurements, shower shape criteria in the EMC, and the ratio of shower energy and track momentum. The photons from the π^0 must have an energy greater than 50 MeV, and a lateral shower profile variable [12] between 0.01 and 0.6. The invariant mass $m(\gamma\gamma)$ of the photons must satisfy $0.11 < m(\gamma\gamma) < 0.16$ GeV/c^2. Similarly, to form a ρ candidate, the invariant mass $m(\pi^\pm\pi^0)$ of the charged track and π^0 must satisfy $0.4 < m(\pi^\pm\pi^0) < 1.3$ GeV/c^2. If both the $(\pi^+\pi^0)$ and $(\pi^-\pi^0)$ pairs satisfy this requirement, the B candidate is rejected, as the $\pi^+\pi^-\pi^0$ might result from interfering ρ's, and cannot be associated with a definite ρ charge. The track used for the ρ candidate must be inconsistent with being a kaon based on dE/dx and DIRC information. Finally, we require $|\cos\theta_\pi| > 0.25$, where θ_π is the angle between the charged pion in the rest frame of the ρ and the ρ flight direction in the rest frame of the B. We refer to the track h in ρh as the *bachelor track*. To reject two-body B-background, the invariant mass of the two charged tracks, and the invariant mass of the bachelor track and the π^0 must be less than 5.14 GeV/c^2.

Two kinematic variables, used in the maximum likelihood fit, allow discrimination of signal B candidates from fake B candidates due to random combinations of tracks and π^0 candidates. The first variable is the beam-energy substituted mass defined as

$$m_{\text{ES}} = \sqrt{(s/2 + \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_B)^2/E_i^2 - \mathbf{p}_B^2}, \tag{E.3}$$

where s is the square of the center-of-mass (CM) energy, E_i and $\mathbf{p}_i$ are the total energy and three-momentum of the e^+e^- state in the laboratory frame, and $\mathbf{p}_B$ is the three-momentum of the B candidate in the same frame. Signal events populate the m_{ES} region around the B mass with a peak resolution of around 2.6 MeV/c^2. Candidates are required to satisfy $5.23 < m_{\text{ES}} < 5.29$ GeV/c^2. The second variable, $\Delta E = E_B^* - \sqrt{s}/2$, is the difference between the reconstructed energy of the $B_{\rho h}$ candidate in the CM frame and the beam energy. The ΔE distribution for signal events with a pion bachelor track ($\rho\pi$)

peaks around zero, while the distribution for ρK signal events with the π mass hypothesis assigned to the true kaon track, is shifted by -45 MeV on average (the exact shift depends on the momentum of the kaon). Backgrounds from other decay modes of the B peak at different ΔE depending on the number of charged and neutral particles in the decay : two-body decays, three-body decays, and four-body decays peak at positive, approximately 0, and negative ΔE, respectively. In order to reduce background from other modes, we require $-0.12 < \Delta E < 0.15$ GeV.

The time difference Δt is obtained from the measured distance between the z positions (along the beam direction) of the $B^0_{\rho h}$ and $B^0_{\rm tag}$ decay vertices, and the known boost of the e^+e^- system. The vertex of the $B^0_{\rm tag}$ is reconstructed from all tracks in the event except those from the $B^0_{\rho h}$, and an iterative procedure [2] is used to remove tracks with a large contribution to the vertex χ^2. An additional constraint is obtained from the three-momentum and vertex position of the $B^0_{\rho h}$ candidate, and the average e^+e^- interaction point and boost. We require $|\Delta t| < 20$ ps and $\sigma(\Delta t) < 2.5$ ps, where $\sigma(\Delta t)$ is the error on Δt estimated on a per-event basis.

Discrimination between $\rho\pi$ and ρK signal events is accomplished using the Cherenkov angle measurement from the DIRC. Therefore, only ρh candidates with bachelor track inside the geometrical acceptance of the DIRC are considered. The number of photons in the DIRC associated with the bachelor track must be greater than 5. In addition, the Cherenkov angle θ_{Ch} of the bachelor track is required to be inconsistent with the proton hypothesis. Finally, we reject events where the bachelor track is inconsistent by more than 4σ with both the pion and kaon hypotheses.

Continuum $q\bar{q}$ (where $q = u, d, s, c$) events represent the dominant background source for charmless B decays. To enhance discrimination between signal and continuum background, we use a neural network (NN) that combines four discriminating variables : two kinematic variables related to the reconstructed $\rho^\pm$ candidate, the ρ mass and $\cos\theta_\pi$, and two event shape variables, $L_0 = \sum_i p_i^*$ and $L_2 = \sum_i p_i^* \times |\cos(\theta^*_{T_B,i})|^2$, where p_i^* is the momentum of track i belonging to the rest of the event in the CM frame and $\theta^*_{T_B,i}$ is the angle between the momentum of track i and the B thrust axis T_B in the CM frame. Optimization and training of the NN is performed using off-resonance data contained in the signal region, to reduce residual correlations of the NN with the kinematic variables used in the maximum likelihood fit. In addition, the Monte Carlo signal training sample, generated with a GEANT4-based Monte Carlo simulation [13], only consists of correctly reconstructed signal events to increase the discrimination against cross-feed from other decay modes of the B. The distributions of the NN output for correctly reconstructed $\rho\pi$ events, $\rho\pi$ events with a misreconstructed π^0, and continuum background are shown in Fig. E.1. A cut is applied on the NN output at 0.54 in order to reduce the number of continuum events entering the likelihood analysis. In addition, the NN output is used as a discriminating variable in the likelihood. Approximately 37% of the events have more than one candidate passing this selection. In this case, we choose the candidate with the reconstructed π^0 invariant mass closest to the nominal π^0 mass [14].

After all selection criteria have been applied, a total of 21172 events enter the likelihood fit. For 86% of the neutral B decays to $\rho^\pm\pi^\mp$ that pass the event selection, the charge of the ρ is unambiguously determined by the charge of the slowest track. If the lower-momentum track has a momentum below 2.4 GeV/c, its charge is assigned to the ρ. This approach

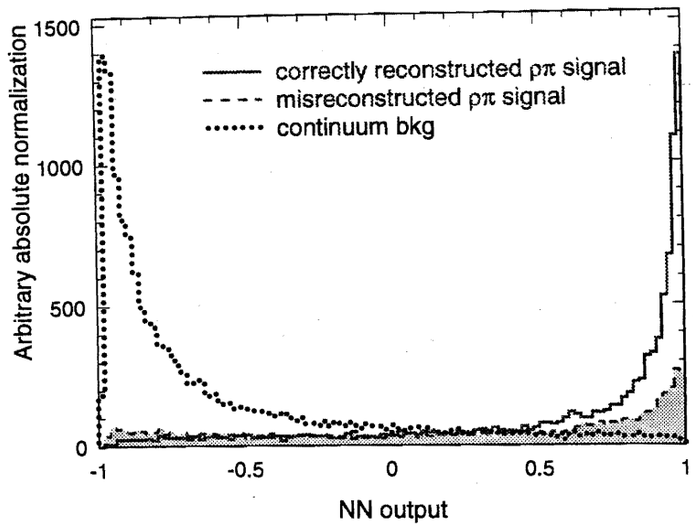


FIG. E.1 – Distributions of the NN output for correctly reconstructed $\rho\pi$ signal, misreconstructed $\rho\pi$ signal and continuum background.

does not rely on the reconstruction of the π^0, and hence provides a more robust way to assign the charge to the ρ than criteria based on the reconstructed mass of ρ candidates. For the remaining events, the sign of the ρ is that of the $\pi^{\pm}\pi^0$ combination with invariant mass closest to the ρ mass [14]. With this procedure, only 5% of the events are assigned an incorrect charge.

To determine the flavor of the B^0_{tag} meson we use the same B-tagging algorithm used in the *BABAR* sin2β analysis [2]. The algorithm relies on the correlation between the flavor of the b quark and the charge of the remaining tracks in the event after removal of the tracks from the $B \to \rho h$ candidate. We define five mutually exclusive tagging categories : `Lepton`, `Kaon`, `NT1`, `NT2`, and `Untagged`. `Lepton` tags rely on primary electrons and muons from semileptonic B decays, while `Kaon` tags exploit the correlation in the process $b \to c \to s$ between the net kaon charge and the charge of the b quark. The `NT1` (more certain tags) and `NT2` (less certain tags) categories are derived from a neural network that is sensitive to charge correlations between the parent B and unidentified leptons and kaons, soft pions, or the charge and momentum of the track with the highest CM momentum. The addition of `Untagged` events provides a larger sample for measuring the charge asymmetries $A_{CP}^{\rho K}$ and $A_{CP}^{\rho\pi}$.

The quality of tagging is expressed in terms of the effective efficiency $Q = \sum_c \epsilon_c \langle D_c \rangle^2$, where ϵ_c is the fraction of events tagged in category c and the dilution $\langle D_c \rangle = 1 - 2\langle w_c \rangle$ is related to the average mistag fraction $\langle w_c \rangle$. The mistag fraction $\langle w_c \rangle$, the efficiency ϵ_c, and the mistag difference $\Delta w_c = w_c - \overline{w}_c$, where w_c, $\overline{w}_c$ are the mistag probabilities for B^0 and $\bar{B}^0$, are measured for each tagging category c with a large data sample of fully reconstructed neutral B decays to $D^{(*)-}x^+$ ($x^+ = \pi^+, \rho^+, a_1^+$) and $J/\psi K^{*0}$ ($K^{*0} \to K^+\pi^-$) flavor eigenstates [2]. The tagging quality factor Q is found to be $(26.2 \pm 0.7)\%$ (see Table E.1). We use these measurements of the tagging efficiencies and dilutions for $\rho\pi$

TAB. E.1 – Tagging efficiency ϵ_c, average dilution $\langle D_c \rangle = 1 - 2\langle w_c \rangle$, dilution difference $\Delta D_c = -2\Delta w_c$, and effective tagging efficiency Q_c for signal events in each tagging category. The values are measured with fully reconstructed neutral B decays.

Category	ϵ_c (%)	$\langle D_c \rangle$ (%)	ΔD_c (%)	Q_c (%)
Lepton	10.7 ± 0.2	83.8 ± 1.6	-0.4 ± 2.4	7.5 ± 0.3
Kaon	34.8 ± 0.3	66.0 ± 1.2	3.6 ± 1.6	15.1 ± 0.5
NT1	7.7 ± 0.2	58.4 ± 2.4	-1.4 ± 3.6	2.6 ± 0.2
NT2	14.1 ± 0.2	25.4 ± 2.0	7.2 ± 3.0	0.9 ± 0.2
Untagged	32.7 ± 0.4	–	–	–
Total Q				26.2 ± 0.7

and ρK signal, and we float separate continuum background event yields for each category in the maximum likelihood fit.

E.1.4 B-related Backgrounds

We use a Monte Carlo simulation to study the potential cross-feed from other charm and charmless B decays starting from a list of more than 80 charmless decay modes to two-body, three-body and four-body final states, and an inclusive Monte Carlo simulation of $B \to$ charm decays. We estimate the number of events passing the event selection criteria using the selection efficiency from Monte Carlo and either measured branching ratios [15] or upper limits where available, or estimates based on related measured decay modes. We identify the 20 charmless modes that have more than one event entering the final sample.

These modes are grouped into seven classes for which the discriminating variables have similar distributions. For each of the seven classes, a correction term is introduced in the likelihood, with a fixed number of events. Two additional classes for $B^+ \to$ charm and $B^0 \to$ charm decays are also included in the B-background model, which is summarized in Table E.2.

Like the selection efficiencies, the shapes of the distributions of the discriminating variables are obtained from Monte Carlo simulations. Figure E.2 shows the ΔE-$m_{\rm ES}$ planes for three main B-related backgrounds : $B^+ \to \rho^0\pi^+$, $B^0 \to \rho^+\rho^-$, and $B \to$ charm. The charmless B-background NN output and m_{ES} distributions are signal-like, and the ΔE variable discriminates between two-body ($\Delta E > 0$), three-body (ΔE peaking around 0) and four-body ($\Delta E < 0$) modes. The m_{ES} and ΔE distributions for $B \to$ charm background have shapes similar to the continuum distributions.

For charged B-backgrounds, the Δt distribution is modeled as

$$\begin{aligned} g^{\rho^{\pm}h}_{B^0_{\rm tag,c}}(\Delta t) &= \frac{1}{4\tau}\left[1 \pm A_h(1-2w_c^{\pm})\right] e^{-|\Delta t|/\tau}, \\ g^{\rho^{\pm}h}_{\bar{B}^0_{\rm tag,c}}(\Delta t) &= \frac{1}{4\tau}\left[1 \mp A_h(1-2w_c^{\pm})\right] e^{-|\Delta t|/\tau}, \end{aligned} \tag{E.4}$$

where A_h is the asymmetry between the number of ρ^+h^- and ρ^-h^+ candidates for a given flavor tag and is extracted from Monte Carlo, and $w_c^{\pm}$ is the mistag fraction for tagging category c, measured in data using a sample of fully reconstructed charged B decays to $D^{*0}\pi^+$ for which we assume direct CP conservation.

For neutral B-backgrounds, the Δt distribution is parametrized as for signal, where $A_{CP}^h = S_h = \Delta S_h = C_h = 0$, and ΔC_h is computed from Monte Carlo to take into account possible correlations between the reconstructed ρ charge and the flavor tag. We do not model CP violation for the B-background in the nominal fit. The corresponding systematic uncertainties in our measurements are discussed in Sec. E.1.7.

TAB. E.2 – B-background modes retained in the maximum likelihood fit, classified into nine categories. The number of expected events contributing to the $\rho\pi$ and ρK PDFs, scaled to 80.8 fb^{-1}, and integrated over the full fit region, is reported in the 2nd and 3rd columns. The 4th and 5th columns give the assumed parameter values for the Δt distributions (see text). The last column gives the branching ratio (in units of 10^{-6}) if measured, or the estimated range if not (these cases are indicated by the symbol *).

Charged Mode	$N_{\rm exp}^{\pi}$	$N_{\rm exp}^{K}$	A_π	A_K	(Br $\pm$ error) (10^{-6})
$B^+ \to K^{*+}(K^+\pi^0)\rho^0$	0.41	2.16	1	-1	3 – 13*
$B^+ \to K^{*0}(K^+\pi^-)\rho^+$	0.06	7.23	1	-1	10 – 40*
$B^+ \to \rho^+\rho^0$	15.17	0	0.22	–	10 – 20*
$B^+ \to \eta'(\rho^0\gamma)K^+$	0.19	7.78	1	-1	22.1 $\pm$ 2.1
$B^+ \to \eta'(\rho^0\gamma)\pi^+$	1.53	0	-1	–	1 – 5*
$B^+ \to \rho^+\pi^0$	23.22	0	-1	–	7 – 23*
$B^+ \to \rho^0K^+$	2.05	21.20	0.80	-1	8.4 $\pm$ 4.0
$B^+ \to \rho^0\pi^+$	36.51	0	-0.46	–	9.7 $\pm$ 3.2
$B^+ \to K_S^0\pi^+$	8.24	0	-0.76	–	8.7 $\pm$ 1.3
$B^+ \to K^+f_0(\pi^+\pi^-)$	1.69	15.46	1	-1	11.7 $\pm$ 4.0
$B^+ \to K^+\pi^0$	0.17	13.50	0	-1	11.6 $\pm$ 1.5
$B^+ \to \pi^+\pi^0$	5.09	0	-1	0	5.9 $\pm$ 1.4
$B^+ \to$ charm	195.0	31.8	0	-0.46	
Neutral Mode	$N_{\rm exp}^{\pi}$	$N_{\rm exp}^{K}$	ΔC_π	ΔC_K	(Br $\pm$ error) (10^{-6})
$B^0 \to K^{*+}(K_S^0\pi^+)\pi^-$	3.38	0	1	–	8.7 $\pm$ 3.0
$B^0 \to K^{*+}(K^+\pi^0)\rho^-$	0.72	5.57	1	-1	0 – 20*
$B^0 \to \rho^+\rho^-$	87.64	0	0	–	40 – 100*
$B^0 \to \rho^0\rho^0$	1.03	0	0	–	0 – 3*
$B^0 \to a_1^+(\rho^0\pi^+)\pi^-$	9.43	0	0	–	28 – 48*
$B^0 \to K^{*0}(K^+\pi^-)\pi^0$	0	6.62	–	-1	0 – 6*
$B^0 \to K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$	20.92	12.97	0.85	-1	8.7 $\pm$ 3.0
$B^0 \to K^+\pi^-$	1.87	2.17	1	-1	18.5 $\pm$ 1.0
$B^0 \to$ charm	121.7	13.7	0	0	

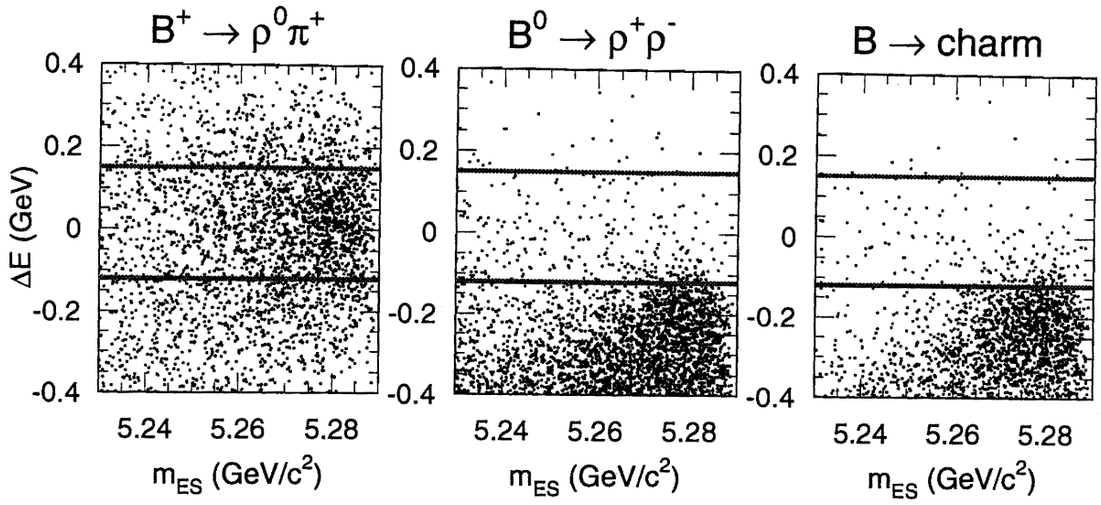


FIG. E.2 – ΔE-$m_{\rm ES}$ plane for three B-related backgrounds (Monte Carlo simulation) : $B^+ \to \rho^0\pi^+$, $B^0 \to \rho^+\rho^-$ and $B \to$ charm. The lines indicate the cut on ΔE applied in the analysis; we require $-0.12 < \Delta E < 0.15$ GeV. It removes most of the four-body B-background modes (such as $B^0 \to \rho^+\rho^-$) and $B \to$ charm modes.

E.1.5 The Maximum Likelihood Fit

The Likelihood

The yields and the other CP and non-CP observables are determined by minimizing the quantity $-2\ln\mathcal{L}$, where $\mathcal{L}$ is the total extended likelihood defined over all tagging categories c as

$$\mathcal{L} = \prod_{c=1}^{5} e^{-N'_c} \prod_{i=1}^{N_c} \mathcal{L}_{i,c} \ , \tag{E.5}$$

with N'_c, the number of events expected in category c and $\mathcal{L}_{i,c}$ is the likelihood computed for event i.

The sample is assumed to consist of signal, continuum background and B-background components where the bachelor track can be a pion or a kaon. The variables $m_{\rm ES}$, ΔE and NN output discriminate signal from background, while the Cherenkov angle θ_{Ch} and, to a lesser extent, ΔE constrain the relative amount of $\rho\pi$ and ρK. The variable Δt allows the measurement of the parameters in the description of the $B^0(\overline{B}^0) \to \rho\pi$ decay-time dependence and provides additional background rejection. The likelihood $\mathcal{L}_{i,c}$ for event i in tagging category c is the sum of the probability density functions (PDF) over all components, weighted by the expected yields for each component,

$$\mathcal{L}_{i,c} \ = \ N_{\rho\pi}\epsilon_c\mathcal{P}^{\rho\pi}_{i,c} + N_{\rho K}\epsilon_c\mathcal{P}^{\rho K}_{i,c} + N^c_{q\rho\pi}\mathcal{P}^{q\rho\pi}_{i,c} + N^c_{q\rho K}\mathcal{P}^{q\rho K}_{i,c} + \mathcal{L}^{B,\pi}_{i,c} + \mathcal{L}^{B,K}_{i,c} \ , \tag{E.6}$$

where

- $N_{\rho h}$ is the number of signal events of type ρh in the entire sample ($h = \pi, K$).
- ϵ_c is the fraction of signal events that are tagged in category c (given in Table E.1).

- $N^c_{q\rho h}$ is the number of continuum background events with bachelor track of type h that are tagged in category c.
- $\mathcal{P}^{\rho h}_c = \mathcal{P}^{\rho h}(m_{\rm ES}) \cdot \mathcal{P}^{\rho h}(\Delta E) \cdot \mathcal{P}^{\rho h}(\rm NN) \cdot \mathcal{P}^{\rho h}(\theta_{Ch}) \cdot \mathcal{P}^{\rho h}_c(\Delta t)$ is the PDF for signal events. $\mathcal{P}^{\rho h}_c(\Delta t)$ contains the measured physics quantities defined in Eq. E.1 diluted by the effects of mistagging and the Δt resolution.
- $\mathcal{P}^{q\rho h}_{i,c}$ is the PDF for continuum background events with bachelor track of type h.
- $\mathcal{L}^{B,\pi}_c$ and $\mathcal{L}^{B,K}_c$ are the B-background contributions where the bachelor track is a true pion and a true kaon, respectively (see Sec. E.1.4).

Due to the relatively large number of low-energy photon candidates in π^0 reconstruction, the decay $\rho^{\pm}\pi^{\mp} \to \pi^+\pi^-\pi^0$ can be misreconstructed. These misreconstructed events have different shapes than correctly reconstructed signal for the distributions of the variables $m_{\rm ES}$, ΔE and NN output. Additionally, in some cases the assignment of the ρ charge may be wrong. These effects are taken into account by splitting the signal PDFs into three parts : true signal events that are correctly reconstructed, misreconstructed true signal events with right-sign charge, and misreconstructed true signal events with wrong-sign charge. The fractions of the three species of signal events are extracted from the Monte Carlo.

The Probability Density Functions

- $m_{\rm ES}$
  The distribution for correctly reconstructed signal is parametrized using a Gaussian with a power law tail on the low side, where the mean is free to vary in the likelihood fit. The continuum background is parametrized using an ARGUS function [16] with a floating shape parameter.
- ΔE
  The distribution for correctly reconstructed signal is parametrized using the sum of two Gaussians, while the distributions for misreconstructed signal (both for right-sign and wrong-sign ρ charges) are modeled with simple Gaussians. The mean of the core Gaussian for the correctly reconstructed signal is floated in the maximum likelihood fit, in order to be less sensitive to the energy calibration for π^0. Continuum background is modeled by a linear function.
- **NN output**
  The NN output PDFs for correctly reconstructed and for misreconstructed signal events are determined with the Monte Carlo. A small discrepancy is observed between the NN output distributions from Monte Carlo and from a data control sample of fully reconstructed $B^0 \to D^-\rho^+$ decays, and is propagated to the systematic error. The continuum PDF for the NN output is determined with the off-resonance data.

For the above three variables, the PDFs for correctly reconstructed $B^0 \to \rho^{\pm}h^{\mp}$ decays and for misreconstructed $B^0 \to \rho^{\pm}h^{\mp}$ decays are obtained from Monte Carlo after applying all selection cuts. The parameters for the continuum PDFs are either determined from off-resonance data, or left free to vary in the final fit to the on-resonance data sample.

- Δt
  The resolution function for correctly reconstructed and misreconstructed signal

events is a sum of three Gaussians, identical to the one described in Ref. [2], with parameters determined from a fit to a large data sample of fully reconstructed neutral B decays to $D^{(*)-}x^+$ ($x^+ = \pi^+, \rho^+, a_1^+$) and $J/\psi K^{*0}$ ($K^{*0} \to K^+\pi^-$). The continuum Δt distribution is parametrized using a triple Gaussian with a common mean and three distinct widths that scale the Δt per-event error. The six parameters describing the shape of the the Δt continuum PDF are free to vary in the maximum likelihood fit. For each tagging category and bachelor hypothesis (π or K), a parameter similar to A_h for B-related backgrounds (see Sec. E.1.4) is introduced to take into account the correlations between the charge of the ρ candidate and the flavor tag. The values of these parameters are determined using on-peak data.

- **Particle identification**
  The identification of the bachelor track as a pion or a kaon is accomplished with the Cherenkov angle measurement from the DIRC. We construct two Gaussian PDFs from the difference between measured and expected values of θ_{Ch} for the pion or kaon hypothesis, normalized by the resolution. The DIRC performance is parametrized using a data sample of $D^{*+} \to D^0\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+$ decays. Within the statistical precision of the control sample, we find a similar response for positive and negative tracks and use a single parametrization for both.

E.1.6 Results

We find 413^{+34}_{-33} (stat) $\rho\pi$ and 147^{+22}_{-21} (stat) ρK events in our data sample and we measure the CP parameters

$$\begin{aligned} A_{CP}^{\rho K} &= 0.19 \pm 0.14 \ \text{(stat)}, & A_{CP}^{\rho\pi} &= -0.22 \pm 0.08 \ \text{(stat)}, \\ C_{\rho\pi} &= 0.45^{+0.18}_{-0.19} \ \text{(stat)}, & S_{\rho\pi} &= 0.16 \pm 0.25 \ \text{(stat)}. \end{aligned} \tag{E.7}$$

The two other observables in the decay rates (Eq. E.1) are measured to be

$$\Delta C_{\rho\pi} = 0.38^{+0.19}_{-0.20} \ \text{(stat)}, \qquad \Delta S_{\rho\pi} = 0.15 \pm 0.26 \ \text{(stat)}. \tag{E.8}$$

The correlations between these parameters are summarized in Table E.3.
Alternatively, the results on direct CP violation can be expressed using the asymmetries

$$A_{+-} = \frac{N(\overline{B}^0_{\rho\pi} \to \rho^+\pi^-) - N(B^0_{\rho\pi} \to \rho^-\pi^+)}{N(\overline{B}^0_{\rho\pi} \to \rho^+\pi^-) + N(B^0_{\rho\pi} \to \rho^-\pi^+)} = \frac{A_{CP}^{\rho\pi} - C_{\rho\pi} - A_{CP}^{\rho\pi} \cdot \Delta C_{\rho\pi}}{1 - \Delta C_{\rho\pi} - A_{CP}^{\rho\pi} \cdot C_{\rho\pi}}, \tag{E.9}$$

$$A_{-+} = \frac{N(\overline{B}^0_{\rho\pi} \to \rho^-\pi^+) - N(B^0_{\rho\pi} \to \rho^+\pi^-)}{N(\overline{B}^0_{\rho\pi} \to \rho^-\pi^+) + N(B^0_{\rho\pi} \to \rho^+\pi^-)} = -\frac{A_{CP}^{\rho\pi} + C_{\rho\pi} + A_{CP}^{\rho\pi} \cdot \Delta C_{\rho\pi}}{1 + \Delta C_{\rho\pi} + A_{CP}^{\rho\pi} \cdot C_{\rho\pi}} \tag{E.10}$$

In the decays $\overline{B}^0_{\rho\pi} \to \rho^+\pi^-$ and $B^0_{\rho\pi} \to \rho^-\pi^+$ the spectator quark is involved in the formation of the ρ meson. These two decay modes are related to the direct CP asymmetry A_{+-} according to Eq. E.9. Similarly in Eq. E.10, we probe direct CP violation through the asymmetry A_{-+} using the decays $\overline{B}^0_{\rho\pi} \to \rho^-\pi^+$ and $B^0_{\rho\pi} \to \rho^+\pi^-$. In this case the π meson is formed from the spectator quark. From the above fitted values (Eq. E.7 and Eq. E.8) and their correlation matrix (Table E.3) we obtain

$$A_{+-} = -0.82 \pm 0.31 \ \text{(stat)}, \qquad A_{-+} = -0.11 \pm 0.16 \ \text{(stat)}.$$

TAB. E.3 – Correlation coefficients (in percent) between the six parameters $A_{CP}^{\rho K}$, $A_{CP}^{\rho\pi}$, $C_{\rho\pi}$, $\Delta C_{\rho\pi}$, $S_{\rho\pi}$ and $\Delta S_{\rho\pi}$ obtained for a data sample of 88 million $B\overline{B}$ pairs. The global correlation coefficient is the largest correlation between the parameter in question and any linear combination of the other 28 free parameters in the likelihood fit.

	Global correlation	$A_{CP}^{\rho\pi}$	$A_{CP}^{\rho K}$	$C_{\rho\pi}$	$\Delta C_{\rho\pi}$	$S_{\rho\pi}$	$\Delta S_{\rho\pi}$
$A_{CP}^{\rho\pi}$	15.6	100	3.4	−11.8	−10.4	0.6	0.5
$A_{CP}^{\rho k}$	6.3	3.4	100	−1.3	−1.1	−0.4	−0.5
C	28.8	−11.8	−1.3	100	23.9	9.2	−6.8
ΔC	28.3	−10.4	−1.1	23.9	100	6.9	−9.2
S	24.9	0.6	−0.4	9.2	6.9	100	−23.4
ΔS	25.1	0.5	−0.5	−6.8	−9.2	−23.4	100

Figure E.3 shows the distributions of $m_{\rm ES}$ and ΔE for data samples that are enhanced in signal using cuts on the signal-to-continuum likelihood ratio of the other discriminating variables. Figures E.4 and E.5 show respectively the time-dependent asymmetry $A_{B^0/\overline{B}^0}$ (see Eq. E.2) between $B^0_{\rm tag}$ and $\overline{B}^0_{\rm tag}$ events in the `Lepton` and `Kaon` categories, and the time-dependent asymmetry $A_{\rho^+\pi^-/\rho^-\pi^+}$ between $\rho^+\pi^-$ and $\rho^-\pi^+$ for all the tagging categories, after a cut on the signal-to-continuum likelihood ratio of all discriminating variables except Δt.

As a validation of the Δt parametrization in data, we allow τ and Δm_d to vary in the fit. We find $\tau = (1.59 \pm 0.12)$ ps and $\Delta m_d = (0.51 \pm 0.09)\,\mathrm{ps}^{-1}$, and the remaining free parameters are stable with respect to the nominal fit with fixed τ and Δm_d. When allowing $\Delta C_{\rho K}$ to vary, we find $\Delta C_{\rho K} = -1.15 \pm 0.34$, which is consistent with the expected value of -1 used in the nominal fit.

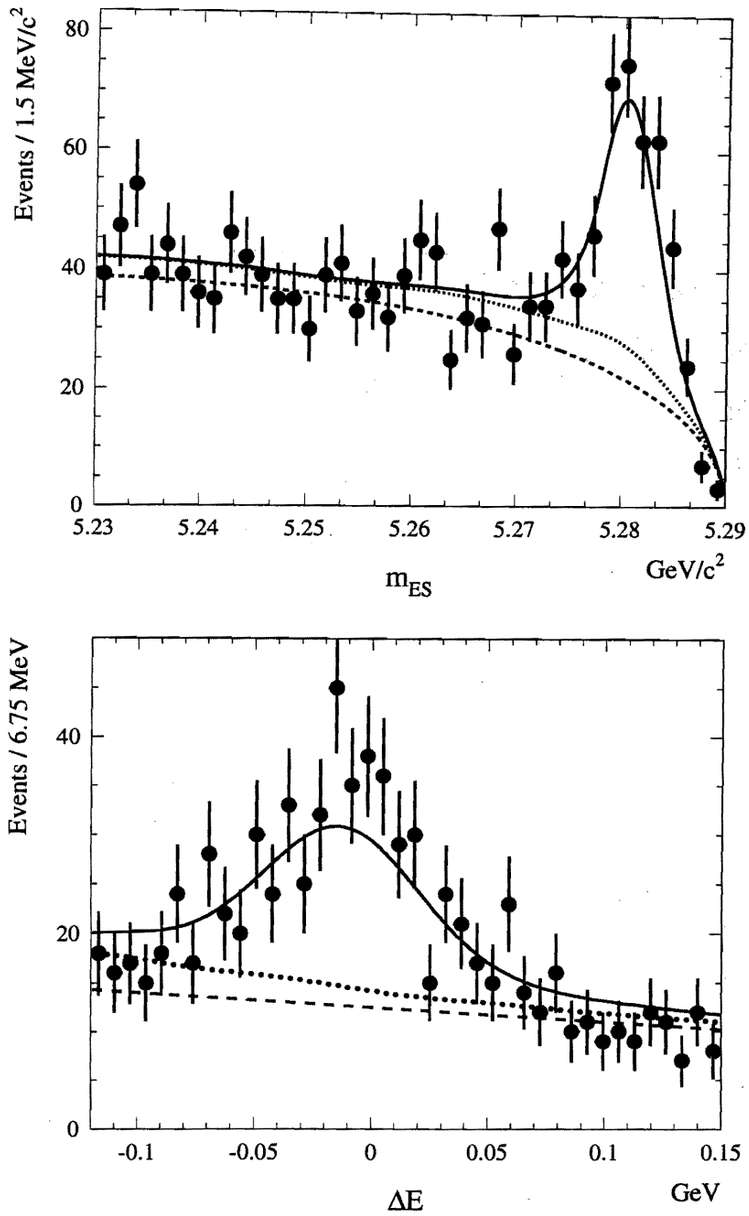


FIG. E.3 – Distributions of $m_{\rm ES}$and ΔE for samples enhanced in $\rho\pi$ signal using cuts on likelihood ratios. The solid curve represents a projection of the maximum likelihood fit result. The dashed curve represents the contribution from continuum events ($\rho\pi$ and ρK candidates combined), and the dotted line indicates the combined contributions from continuum events and B-related backgrounds, including ρK.

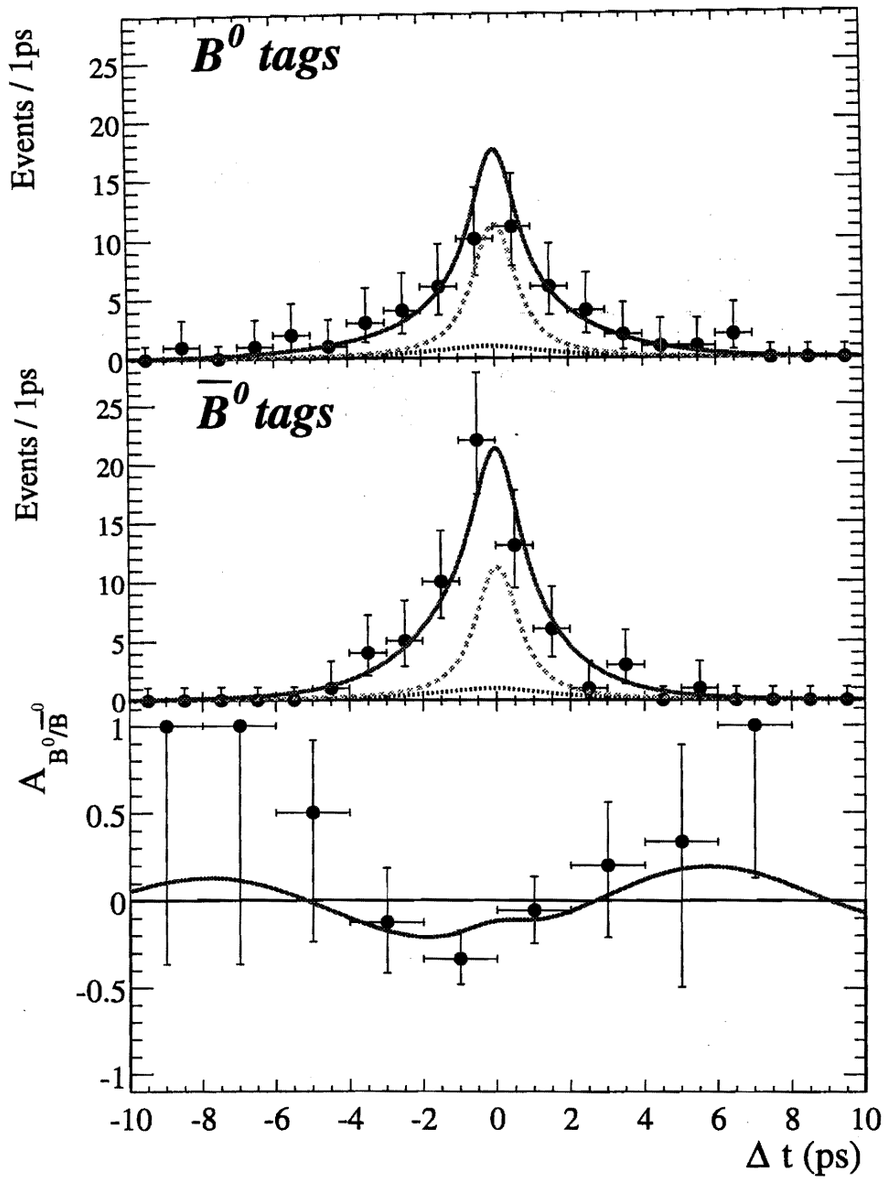


FIG. E.4 – Time distribution and asymmetry ($A_{B^0/\bar{B}^0}$ in Eq. E.2) for B^0_{tag} and $\overline{B}^0_{\text{tag}}$ decaying to $\rho\pi$, in the Lepton and Kaon categories. The sample was enriched in signal events by applying a cut on the signal-to-continuum likelihood ratio. The solid curve is a likelihood projection of the result of the full fit, and is normalized to the expected number of events according to that fit (71 signal events, 36 continuum background events and 10 B background events). The dotted line is the contribution from B-related backgrounds and the dashed line is the total B and continuum background contribution. The depression around zero in the asymmetry plot is due to the relatively large fraction of continuum events in this region of Δt. The non-zero central value for the CP parameter $\S_{\rho\pi}$ induces a small contribution to the asymmetry that is odd in Δt.

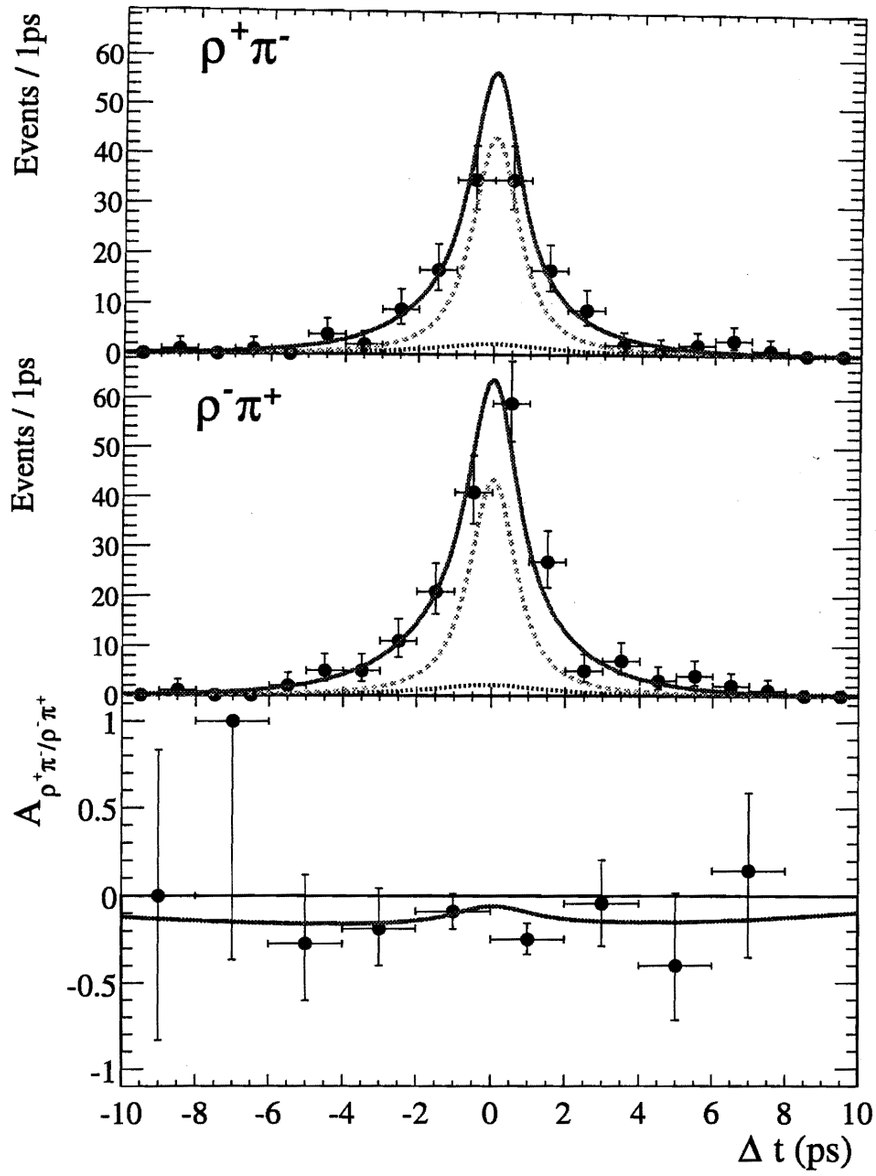


FIG. E.5 – Time distribution and asymmetry $A_{\rho^+\pi^-/\rho^-\pi^+}$ between $\rho^+\pi^-$ and $\rho^-\pi^+$ for all the tagging categories. The sample was enriched in signal events by applying a cut on the signal-to-continuum likelihood ratio. The solid curve is a likelihood projection of the result of the full fit, and is normalized to the expected number of events according to that fit (156 signal events, 157 continuum background events and 21 B background events). The dotted line is the contribution from B-related backgrounds and the dashed line is the total B and continuum background contribution. The depression around zero in the asymmetry plot is due to continuum dilution. In the absence of continuum background, the asymmetry curve would be flat and equal to $A_{CP}^{\rho\pi}$ defined in Eq. E.1.

E.1.7 Systematic Uncertainties

Several sources contribute to the systematic error on the measured observables.

- **Δm_d and B lifetime**
  This systematic error is estimated by varying the values of Δm_d and the B lifetime with respect to their world average [14] by one standard deviation.
- **Δt resolution function**
  Since the parameters of the time distribution for the continuum background are fitted in the data, the only contribution to the systematic uncertainty is due to the Δt resolution for signal. We propagate the errors on each parameter (scale factors, biases, fraction of tails) of the signal Δt resolution function to the fit results.
- **Tagging**
  We propagate the uncertainties on the tagging dilutions and the tagging efficiencies to the fit results.
- **Fraction of misreconstructed signal events and misreconstruction of ρ charge**
  Both the the fraction of misreconstructed signal events and the fraction of events with misreconstructed ρ charge and are determined with the Monte Carlo. We assign a conservative 25% uncertainty to these parameters and propagate this error to the fit results.
- **Fitting procedure**
  We perform fits on large Monte Carlo samples of a weighted mixture of $\rho\pi/\rho K$ signal, as well as fits to a large number of toy Monte Carlo samples of the same size as our data sample that contain realistic amounts of both continuum and B-related backgrounds. The small biases observed in these two tests are added in quadrature and assigned as a systematic uncertainty.
- **$m_{\rm ES}$, ΔE and NN output PDFs**
  The continuum PDFs for $m_{\rm ES}$ and ΔE are fitted to the data in the likelihood analysis. The continuum PDF for the NN output is determined with the off-resonance data and we propagate the statistical uncertainty due to the limited size of this sample to the fit results. We evaluate the systematic uncertainties due to the signal PDFs with a large $B^0 \to D^-\rho^+$ data control sample. The small differences observed between the distribution shapes for Monte Carlo events and the distribution shapes obtained from the data control sample are used as an estimate of the systematic uncertainty on the signal PDFs. These uncertainties are propagated to the fit results.
- **Particle identification**
  We assume that the average position of the Cherenkov angle $\langle\theta_{Ch}\rangle$ is known with a precision of 0.5 mrad and that there is an uncertainty of 10% on $\sigma(\theta_{Ch})$. We propagate these conservative errors to our fit results.
- **B-related backgrounds**
  The number of events in the various modes entering our description of the B background are varied according to the error on their branching ratio, if measured, or in the range indicated in Table E.2.
  The parameters (A_h and ΔC_h) describing the correlation between the tagging and the ρ charge assignment are varied within a conservative range. For some of the major contaminations ($\rho^+\rho^-$, $\rho^0\pi^+$, and $B \to$ charm) conservative ranges are extracted

from various Monte Carlo studies. For other major contaminations ($K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$, $\rho^0 K$) a conservative error equal to the correction itself is used. For the other modes, the full range $[-1, +1]$ is used for the systematic study.
All B-background modes can potentially exhibit direct CP violation, and a few of them can potentially exhibit CP violation in the interference between decay and mixing. Finally, for the neutral modes, various physical phases may lead to a non-zero value of the phenomenological parameter ΔS_h. For the major contaminations listed previously, a Monte Carlo study yields the maximum possible range for the corresponding effective parameters. This range is then used for the systematic study. For the other modes, the full range $[-1, +1]$ is used.

Table E.4 summarizes the various sources contributing to the systematic error on the measurements of the six parameters $A_{CP}^{\rho K}$, $A_{CP}^{\rho\pi}$, $C_{\rho\pi}$, $\Delta C_{\rho\pi}$, $S_{\rho\pi}$, and $\Delta S_{\rho\pi}$. The main source of systematic error arises from the uncertainty on the B background components. Finally, the systematic errors for the direct CP asymmetries A_{+-} and A_{-+} (see definitions in Eq. E.9 and Eq. E.10) are ± 0.16 and ± 0.09 respectively.

TAB. E.4 – Summary of the systematic uncertainties on the CP and non-CP observables. The individual systematic errors are added in quadrature.

Type of systematic error	$A_{CP}^{\rho K}$	$A_{CP}^{\rho\pi}$	$C_{\rho\pi}$	$\Delta C_{\rho\pi}$	$S_{\rho\pi}$	$\Delta S_{\rho\pi}$
$\Delta m \pm 0.008\,\mathrm{ps}^{-1}$	0.000	0.000	0.005	0.005	0.001	0.001
$\tau \pm 0.016\,\mathrm{ps}$	0.001	0.000	0.002	0.002	0.002	0.002
Time resolution	0.001	0.001	0.003	0.002	0.005	0.006
Tagging	0.001	0.001	0.021	0.012	0.012	0.012
Fraction of misrec. signal events ($\pm 25\%$)	0.002	0.002	0.017	0.004	0.002	0.004
Fraction of events with misrec. ρ charge ($\pm 25\%$)	0.000	0.002	0.001	0.004	0.000	0.000
Fitting procedure (bias)	0.012	0.001	0.038	0.033	0.020	0.015
NN output signal ($B^0 \to D^-\rho^+$)	0.002	0.002	0.006	0.006	0.009	0.013
NN output continuum (off-resonance data)	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001	0.001
PDF for m_{ES} and ΔE	0.006	0.003	0.009	0.003	0.005	0.017
Particle identification	0.010	0.010	0.008	0.014	0.013	0.001
B-backgrounds	0.109	0.065	0.077	0.107	0.063	0.035
Total	0.110	0.065	0.091	0.114	0.069	0.046

E.1.8 Summary

With a data sample of 88 million $B\overline{B}$ pairs, collected between January 2000 and June 2002 by the *BABAR* detector at the PEP-II asymmetric-energy B Factory at SLAC, we find 413^{+34}_{-33} (stat) $\rho\pi$ and 147^{+22}_{-21} (stat) ρK events and we obtain the following preliminary measurements of the CP violation parameters :

$$A_{CP}^{\rho K} = 0.19 \pm 0.14 \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)}, \quad A_{CP}^{\rho\pi} = -0.22 \pm 0.08 \text{ (stat)} \pm 0.07 \text{ (syst)},$$
$$C_{\rho\pi} = 0.45\ ^{+0.18}_{-0.19} \text{ (stat)} \pm 0.09 \text{ (syst)}, \quad S_{\rho\pi} = 0.16 \pm 0.25 \text{ (stat)} \pm 0.07 \text{ (syst)},$$

and of the other parameters in the description of the $B^0(\overline{B}^0) \to \rho\pi$ decay-time dependence :

$$\Delta C_{\rho\pi} = 0.38\ ^{+0.19}_{-0.20}\ \text{(stat)}\ \pm 0.11\ \text{(syst)}, \qquad \Delta S_{\rho\pi} = 0.15\ \pm 0.26\ \text{(stat)}\ \pm 0.05\ \text{(syst)}.$$

For the asymmetries A_{+-} and A_{-+}, which probe direct CP violation, we measure

$$A_{+-} = -0.82 \pm 0.31\ \text{(stat)}\ \pm 0.16\ \text{(syst)}, \qquad A_{-+} = -0.11 \pm 0.16\ \text{(stat)}\ \pm 0.09\ \text{(syst)}.$$

E.1.9 Acknowledgments

We are grateful for the extraordinary contributions of our PEP-II colleagues in achieving the excellent luminosity and machine conditions that have made this work possible. The success of this project also relies critically on the expertise and dedication of the computing organizations that support *BABAR*. The collaborating institutions wish to thank SLAC for its support and the kind hospitality extended to them. This work is supported by the US Department of Energy and National Science Foundation, the Natural Sciences and Engineering Research Council (Canada), Institute of High Energy Physics (China), the Commissariat à l'Energie Atomique and Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (France), the Bundesministerium für Bildung und Forschung and Deutsche Forschungsgemeinschaft (Germany), the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (Italy), the Research Council of Norway, the Ministry of Science and Technology of the Russian Federation, and the Particle Physics and Astronomy Research Council (United Kingdom). Individuals have received support from the A. P. Sloan Foundation, the Research Corporation, and the Alexander von Humboldt Foundation.

E.2 Measurement of Branching Fractions and CP-Violating Asymmetries in $B^0 \to \rho^\pm h^\mp$ Decays

BABAR Collaboration.

Abstract

We present measurements of branching fractions and CP-violating asymmetries in $B^0 \to \rho^\pm\pi^\mp$ and $B^0 \to \rho^- K^+$ decays. The results are obtained from a data sample of 88.9×10^6 $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$ decays collected with the BABAR detector at the PEP-II asymmetric-energy B Factory at SLAC. From a time-dependent maximum likelihood fit we measure the charge-averaged branching fractions $\mathcal{B}(B^0 \to \rho^\pm\pi^\mp) = (22.6 \pm 1.8\,(\text{stat}) \pm 2.2\,(\text{syst})) \times 10^{-6}$ and $\mathcal{B}(B^0 \to \rho^- K^+) = (7.3^{+1.3}_{-1.2} \pm 1.3) \times 10^{-6}$; and the CP-violating charge asymmetries $A_{CP}^{\rho\pi} = -0.18 \pm 0.08 \pm 0.03$ and $A_{CP}^{\rho K} = 0.28 \pm 0.17 \pm 0.08$; the direct CP violation parameter $C_{\rho\pi} = 0.36 \pm 0.18 \pm 0.04$, and the mixing-induced CP violation parameter $S_{\rho\pi} = 0.19 \pm 0.24 \pm 0.03$; the dilution parameters $\Delta C_{\rho\pi} = 0.28^{+0.18}_{-0.19} \pm 0.04$ and $\Delta S_{\rho\pi} = 0.15 \pm 0.25 \pm 0.03$.

In the Standard Model, CP-violating effects arise from a single complex phase in the three-generation Cabibbo-Kobayashi-Maskawa quark-mixing matrix [1]. One of the central, unresolved questions is whether this mechanism is sufficient to explain the pattern of CP violation observed in nature. We present here a simultaneous measurement of branching fractions and CP-violating asymmetries in the decays $B^0 \to \rho^\pm\pi^\mp$ and $B^0 \to \rho^- K^+$ (and their charge conjugates). The *BABAR* and Belle experiments have performed searches for CP-violating asymmetries in B decays to $\pi^+\pi^-$ [5, 6], where the mixing-induced CP asymmetry is related to the angle $\alpha \equiv \arg[-V_{td}V_{tb}^*/V_{ud}V_{ub}^*]$ of the Unitarity Triangle. However, unlike $\pi^+\pi^-$, $\rho^\pm\pi^\mp$ is not a CP eigenstate, and four flavor-charge configurations ($B^0(\overline{B}^0) \to \rho^\pm\pi^\mp$) must be considered. Although this leads to a more complicated analysis, it benefits from a branching fraction that is nearly five times larger [8, 17].

Following a quasi-two-body approach [10], we restrict the analysis to the two regions of the $\pi^\mp\pi^0 h^\pm$ Dalitz plot ($h = \pi$ or K) that are dominated by either ρ^+h^- or ρ^-h^+. With $\Delta t \equiv t_{\rho h} - t_{\text{tag}}$ defined as the proper time interval between the decay of the reconstructed $B^0_{\rho h}$ and that of the other meson B^0_{tag}, the time-dependent decay rates are given by

$$f_{Q_{\text{tag}}}^{\rho^\pm h^\mp}(\Delta t) = (1 \pm A_{CP}^{\rho h})\frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau} \times \Big[1 + Q_{\text{tag}}(S_{\rho h} \pm \Delta S_{\rho h})\sin(\Delta m_d \Delta t) - Q_{\text{tag}}(C_{\rho h} \pm \Delta C_{\rho h})\cos(\Delta m_d \Delta t)\Big], \tag{E.11}$$

where $Q_{\text{tag}} = 1(-1)$ when the tagging meson B^0_{tag} is a $B^0(\overline{B}^0)$, τ is the mean B^0 lifetime, and Δm_d is the $B^0\overline{B}^0$ oscillation frequency. The time- and flavor-integrated charge asymmetries $A_{CP}^{\rho\pi}$ and $A_{CP}^{\rho K}$ measure direct CP violation. For the $\rho\pi$ mode, the quantities $S_{\rho\pi}$ and $C_{\rho\pi}$ parameterize mixing-induced CP violation related to the angle α, and flavor-dependent direct CP violation, respectively. The parameters $\Delta C_{\rho\pi}$ and $\Delta S_{\rho\pi}$ are insensitive to CP violation. $\Delta C_{\rho\pi}$ describes the asymmetry between the rates

$\Gamma(B^0 \to \rho^+\pi^-)+\Gamma(\overline{B}^0 \to \rho^-\pi^+)$ and $\Gamma(B^0 \to \rho^-\pi^+)+\Gamma(\overline{B}^0 \to \rho^+\pi^-)$, while $\Delta S_{\rho\pi}$ is related to the strong phase difference between the amplitudes contributing to $B^0 \to \rho\pi$ decays. More precisely, one finds the relations $S_{\rho\pi} \pm \Delta S_{\rho\pi} = \sqrt{1-(C_{\rho\pi} \pm \Delta C_{\rho\pi})^2}\,\sin(2\alpha^\pm_{\rm eff} \pm \delta)$, where $2\alpha^\pm_{\rm eff} = \arg[q\,p^* \overline{A}^\pm_{\rho\pi} A^{\mp *}_{\rho\pi}]$, $\delta = \arg[A^-_{\rho\pi} A^{+*}_{\rho\pi}]$, $\arg[q\,p^*]$ is the $B^0\overline{B}^0$ mixing phase, and $A^+_{\rho\pi}(\overline{A}^+_{\rho\pi})$ and $A^-_{\rho\pi}(\overline{A}^-_{\rho\pi})$ are the transition amplitudes of the processes $B^0(\overline{B}^0) \to \rho^+\pi^-$ and $B^0(\overline{B}^0) \to \rho^-\pi^+$, respectively. The angles $\alpha^\pm_{\rm eff}$ are equal to α in the absence of contributions from penguin amplitudes. For the self-tagging ρK mode, the values of the four time-dependent parameters are $C_{\rho K} = 0$, $\Delta C_{\rho K} = -1$, $S_{\rho K} = 0$, and $\Delta S_{\rho K} = 0$.

The data used in this analysis were accumulated with the *BABAR* detector [11], at the PEP-II asymmetric-energy e^+e^- storage ring at SLAC. The sample consists of $(88.9 \pm 1.0) \times 10^6$ $B\overline{B}$ pairs collected at the $\Upsilon(4S)$ resonance ("on-resonance"), and an integrated luminosity of 9.6 fb^{-1} collected about 40 MeV below the $\Upsilon(4S)$ ("off-resonance"). In Ref. [11] we describe the silicon vertex tracker and drift chamber used for track and vertex reconstruction, the Cherenkov detector (DIRC), the electromagnetic calorimeter (EMC), and their use in particle identification (PID). We reconstruct $B^0_{\rho h}$ candidates from combinations of two tracks and a π^0 candidate. We require that the PID of both tracks be inconsistent with the electron hypothesis, and the PID of the track used to form the ρ be inconsistent with the kaon hypothesis. The π^0 candidate mass must satisfy $0.11 < m(\gamma\gamma) < 0.16$ GeV/c^2, where each photon is required to have an energy greater than 50 MeV in the laboratory frame and to exhibit a lateral profile of energy deposition in the EMC consistent with an electromagnetic shower. The mass of the ρ candidate must satisfy $0.4 < m(\pi^\pm\pi^0) < 1.3$ GeV/c^2. To avoid the interference region, the B candidate is rejected if both the $\pi^+\pi^0$ and $\pi^-\pi^0$ pairs satisfy this requirement. Taking advantage of the helicity structure of $B \to \rho h$ decays (h is denoted *bachelor track* hereafter), we require $|\cos\theta_\pi| > 0.25$, where θ_π is the angle between the π^0 momentum and the negative B momentum in the ρ rest frame. The bachelor track from the ρh decay must have a e^-e^- center-of-mass (CM) momentum above 2.4 GeV/c. For 86% of the $B^0 \to \rho h$ decays that pass the event selection, the pion from the ρ has momentum below this value, and thus the charge of the ρ is determined unambiguously. For the remaining events, the charge of the ρ is taken to be that of the $\pi^\pm\pi^0$ combination with mass closer to the ρ mass. With this procedure, 5% of the selected simulated signal events are assigned an incorrect charge. To reject background from two-body B decays, the invariant masses of the $\pi^\pm h^\mp$ and $h^\pm\pi^0$ combinations must each be less than 5.14 GeV/c^2. Two kinematic variables allow the discrimination of signal-B decays from fake-B decays due to random combinations of tracks and π^0 candidates. One variable is the difference, ΔE, between the CM energy of the B candidate and $\sqrt{s}/2$, where $\sqrt{s}$ is the total CM energy. The other variable is the beam-energy-substituted mass $m_{\rm ES} \equiv \sqrt{(s/2 + \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_B)^2/E_i^2 - \mathbf{p}_B^2}$, where the B momentum $\mathbf{p}_B$ and the four-momentum of the initial state (E_i, $\mathbf{p}_i$) are defined in the laboratory frame. The ΔE distribution for $\rho\pi$ (ρK) signal peaks around 0 (-45) MeV since the pion mass is always assigned to the bachelor track. We require $5.23 < m_{\rm ES} < 5.29$ GeV/c^2 and $-0.12 < \Delta E < 0.15$ GeV, where the asymmetric ΔE window suppresses higher-multiplicity B background, which leads to mostly negative ΔE values. Discrimination between $\rho\pi$ and ρK events is provided by the Cherenkov angle θ_C and, to a lesser extent, by ΔE. Continuum $e^+e^- \to q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) events are the

dominant background. To enhance discrimination between signal and continuum, we use a neural network (NN) to combine four discriminating variables : the reconstructed ρ mass, $\cos\theta_\pi$, and the two event-shape variables that are used in the Fisher discriminant of Ref. [5]. The NN is trained in the signal region with off-resonance data and simulated signal events. The final sample of signal candidates is selected with a cut on the NN output that retains $\sim 65\%$ (5%) of the signal (continuum).

Approximately 23% (20%) of the $\rho\pi$ (ρK) events have more than one ρh candidate passing the selection criteria. In these cases, we choose the candidate with the reconstructed π^0 mass closest to the nominal π^0 mass [14]. A total of 20,497 events pass all selection criteria and enter a likelihood fit. The signal efficiency determined from Monte Carlo (MC) simulation is 20.7% (18.5%) for $\rho\pi$ (ρK) events; 31% (30%) of the selected events are misreconstructed, mostly due to combinatorial-photon background to the π^0.

We use MC-simulated events to study the cross-feed from other B decays. The charmless modes are grouped into eleven classes with similar kinematic and topological properties. Two additional classes account for the neutral and charged $b \to c$ decays. For each of the background classes, a component is introduced into the likelihood, with a fixed number of events. In the selected $\rho\pi$ (ρK) samples, we expect 6 ± 1 (20 ± 2) charmless two-body background events, 93 ± 23 (87 ± 22) charmless three-body background events, 118 ± 65 (36 ± 18) charmless four-body background events, and 266 ± 43 (54 ± 11) $b \to c$ events. Backgrounds from two-, three-, and four-body decays to $\rho\pi$ are dominated by $B^+ \to \pi^+\pi^0$, $B^+ \to \rho^0\pi^+$, and longitudinally polarized $B^0 \to \rho^+\rho^-$ decays. The ρK sample receives its dominant two-body background from $B^+ \to K^+\pi^0$, and its dominant three- and four-body background from $B \to K^*\pi$ and higher kaon resonances, estimated from inclusive $B \to K\pi\pi$ measurements.

The time difference Δt is obtained from the measured distance between the z positions (along the beam direction) of the $B^0_{\rho h}$ and $B^0_{\rm tag}$ decay vertices, and the boost $\beta\gamma = 0.56$ of the e^+e^- system [2, 5]. To determine the flavor of the $B^0_{\rm tag}$ we use the tagging algorithm of Ref. [2]. This produces four mutually exclusive tagging categories. We also retain untagged events in a fifth category to improve the efficiency of the signal selection and the sensitivity to charge asymmetries. Correlations between the B flavor tag and the charge of the reconstructed ρh candidate are observed in various B-background channels and evaluated with MC simulation.

The $\rho\pi$ and ρK event yields, the CP parameters and the other parameters defined in Eq. E.11 are determined by maximizing the extended likelihood

$$\mathcal{L} = \prod_{k=1}^{5} e^{-N'_k} \prod_{i=1}^{N_k} \sum_{h}^{\pi,K} \left\{ N^{\rho h} \epsilon_k \mathcal{P}^{\rho h}_{i,k} + N^{q\bar{q},h}_k \mathcal{P}^{q\bar{q},h}_{i,k} + \sum_{j=1}^{N_B} \mathcal{L}^{B,h}_{ij,k} \right\} \tag{E.12}$$

where the index k denotes the tagging category and the index i denotes the event number in category k, N'_k (N_k) is the expected (observed) number of events in category k, $N^{\rho h}$ is the number of signal events of type ρh in the entire sample, ϵ_k is the fraction of signal events tagged in category k, and $N^{q\bar{q},h}_k$ is the number of continuum background events with bachelor track of type h that are tagged in category k. The probability density functions (PDFs) $\mathcal{P}^{\rho h}_k$, $\mathcal{P}^{q\bar{q},h}_k$ and the likelihood terms $\mathcal{L}^{B,h}_{j,k}$ are the product of the PDFs of five discriminating variables. The signal PDF is thus given by $\mathcal{P}^{\rho h}_k = \mathcal{P}^{\rho h}(m_{\rm ES}) \cdot \mathcal{P}^{\rho h}(\Delta E) \cdot$

$\mathcal{P}^{\rho h}(\mathrm{NN}) \cdot \mathcal{P}^{\rho h}(\theta_C) \cdot \mathcal{P}_k^{\rho h}(\Delta t)$, where $\mathcal{P}_k^{\rho h}(\Delta t)$ contains the measured physics quantities defined in Eq. E.11, diluted by the effects of mistagging and the Δt resolution. The PDF of the continuum contribution with bachelor track h is denoted $\mathcal{P}_k^{q\bar{q},h}$. The likelihood term $\mathcal{L}_{j,k}^{B,h}$ corresponds to the B-background contribution j of the N_B B-background categories. The B-background event yields are fixed parameters, while all other event yields defined in Eq. E.12 are free to vary in the fit. The signal PDFs are decomposed into three parts with distinct distributions : signal events that are correctly reconstructed, misreconstructed signal events with right-sign ρ charge, and misreconstructed signal events with wrong-sign ρ charge. Their individual fractions are estimated by MC simulation. The m_{ES}, ΔE and NN output PDFs for signal and B background are taken from the simulation except for the means of the signal Gaussian PDFs for m_{ES} and ΔE, which are free to vary in the fit. The continuum PDFs are described by six free parameters. The θ_C PDF is modeled as in Ref. [5]. The Δt resolution function for signal and B background events is a sum of three Gaussian distributions, with parameters determined from a fit to fully reconstructed B^0 decays [2]. The continuum Δt distribution is parameterized as the sum of three Gaussian distributions with common mean, two relative fractions, and three distinct widths that scale the Δt event-by-event error, yielding six free parameters. For continuum, two charge asymmetries and the ten parameters $N_k^{q\bar{q},h}$ are free. A total of 34 parameters, including signal yields and the parameters from Eq. E.11, are varied in the fit. The contributions to the systematic error on the signal parameters are summarized

TAB. E.5 – Summary of the systematic uncertainties.

Error source	$N^{\rho K}$	$N^{\rho\pi}$	$A_{CP}^{\rho K}$	$A_{CP}^{\rho\pi}$	$C_{\rho\pi}$	$\Delta C_{\rho\pi}$	$S_{\rho\pi}$	$\Delta S_{\rho\pi}$
	(events)		(in units of 10^{-2})					
Δm_d and τ	0.1	0.1	0.0	0.0	0.4	0.4	0.2	0.1
Δt PDF	1.2	1.9	0.4	0.2	1.4	0.8	1.5	1.2
Signal model	4.0	13.1	1.2	0.8	0.7	0.8	1.4	1.0
Particle ID	0.6	0.7	0.5	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1
Fit procedure	8.0	15.7	0.4	0.2	0.4	0.4	0.4	0.3
DCS decays	0.0	0.3	0.0	0.1	2.2	2.2	0.8	0.7
B background	16.0	14.2	7.9	2.8	3.0	3.5	2.1	1.8
Total	18.4	25.0	8.0	2.9	4.1	4.3	3.1	2.5

in Table E.5. The uncertainties associated with Δm_d and τ are estimated by varying these parameters within the uncertainty on the world average [14]. The uncertainties due to the signal model and the estimated fraction of misreconstructed events are obtained from a control sample of fully-reconstructed $B^0 \to D^-\rho^+$ decays. We perform fits on large MC samples with the measured proportions of $\rho\pi/\rho K$ signal, and continuum and B backgrounds. Biases observed in these tests are due to imperfections in the PDF model; *e.g.*,, unaccounted correlations between the discriminating variables of the signal and B-background PDFs. The biases are added in quadrature and assigned as a systematic uncertainty of the fit procedure. The systematic errors due to interference between the doubly-Cabibbo-suppressed (DCS) $\bar{b} \to \bar{u}c\bar{d}$ amplitude with the Cabibbo-favored $b \to$

$c\bar{u}d$ amplitude for tag-side B decays have been estimated from simulation by varying freely all relevant strong phases [18]. The main source of systematic uncertainties arises from the uncertainty on the B-background model. The expected event yields from the background modes are varied according to the uncertainties in the measured or estimated branching fractions. Systematic errors due to possible nonresonant $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ decays are derived from experimental limits [8]. Repeating the fit without using the ρ-candidate mass and helicity angle gives results that are compatible with those reported here. Since B-background modes may exhibit direct and mixing-induced CP violation, the corresponding parameters are varied within their physical ranges. The maximum likelihood fit results

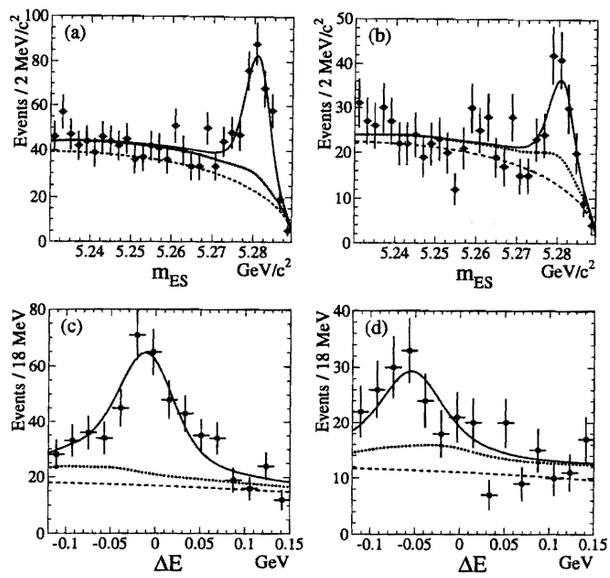


FIG. E.6 – Distributions of $m_{\rm ES}$ and ΔE for samples enhanced in $\rho\pi$ signal (a,c) and ρK signal (b,d). The solid curve represents a projection of the maximum likelihood fit result. The dashed curve represents the contribution from continuum events, and the dotted line indicates the combined contributions from continuum events and B-related backgrounds.

in the event yields $N^{\rho\pi} = 428^{+34}_{-33}$ and $N^{\rho K} = 120^{+21}_{-20}$, where the errors are statistical. Correcting the yields by a small fit bias determined using the MC simulation (3% for $\rho\pi$ and 0% for ρK), we find for the branching fractions

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \to \rho^{\pm}\pi^{\mp}) &= (22.6 \pm 1.8 \pm 2.2) \times 10^{-6}\,, \\ \mathcal{B}(B^0 \to \rho^{-}K^{+}) &= (7.3^{+1.3}_{-1.2} \pm 1.3) \times 10^{-6}\,, \end{aligned}$$

where the first errors are statistical and the second systematic. The systematic errors include an uncertainty of 7.7% for efficiency corrections, dominated by the uncertainty in the π^0 reconstruction efficiency. Figure E.6 shows distributions of $m_{\rm ES}$ and ΔE, enhanced in signal content by cuts on the signal-to-continuum likelihood ratios of the other discriminating variables. For the CP-violating parameters, we obtain

$$\begin{aligned} A_{CP}^{\rho\pi} &= -0.18 \pm 0.08 \pm 0.03\,, \quad A_{CP}^{\rho K} = 0.28 \pm 0.17 \pm 0.08\,, \\ C_{\rho\pi} &= 0.36 \pm 0.18 \pm 0.04\,, \quad S_{\rho\pi} = 0.19 \pm 0.24 \pm 0.03\,. \end{aligned}$$

For the other parameters in the description of the $B^0(\overline{B}^0) \to \rho\pi$ decay-time dependence, we find

$$\Delta C_{\rho\pi} = 0.28^{+0.18}_{-0.19} \pm 0.04\,, \quad \Delta S_{\rho\pi} = 0.15 \pm 0.25 \pm 0.03\ .$$

We find the linear correlation coefficients $c_{C,\Delta C} = 0.18$ and $c_{S,\Delta S} = 0.23$, while all other correlations are smaller. As a validation of our treatment of the time dependence we allow τ and Δm_d to vary in the fit. We find $\tau = (1.64 \pm 0.13)$ ps and $\Delta m_d = (0.52 \pm 0.12)\,\mathrm{ps}^{-1}$; the remaining free parameters are consistent with the nominal fit. The raw time-dependent asymmetry $A_{B^0/\overline{B}^0} = (N_{B^0} - N_{\overline{B}^0})/(N_{B^0} + N_{\overline{B}^0})$ in the tagging categories dominated by kaons and leptons is represented in Fig. E.7.

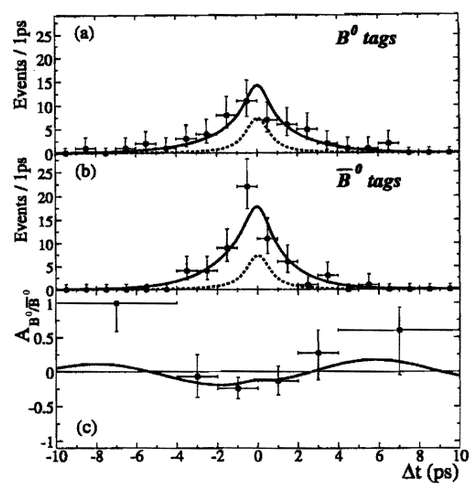


FIG. E.7 – Time distributions for events selected to enhance the $\rho\pi$ signal tagged as (a) $B^0_{\rm tag}$ and (b) $\overline{B}^0_{\rm tag}$, and (c) time-dependent asymmetry between $B^0_{\rm tag}$ and $\overline{B}^0_{\rm tag}$. The solid curve is a likelihood projection of the fit result. The dashed line is the total B- and continuum-background contribution.

In summary, we have presented measurements of branching fractions and CP-violating asymmetries in $B^0 \to \rho^\pm\pi^\mp$ and $\rho^- K^+$ decays. We do not observe direct or mixing-induced CP violation in the time-dependent asymmetry of $B^0 \to \rho^\pm\pi^\mp$ decays and there is no evidence for direct CP violation in $B^0 \to \rho^- K^+$.

We are grateful for the excellent luminosity and machine conditions provided by our PEP-II colleagues, and for the substantial dedicated effort from the computing organizations that support *BABAR*. The collaborating institutions wish to thank SLAC for its support and kind hospitality. This work is supported by DOE and NSF (USA), NSERC (Canada), IHEP (China), CEA and CNRS-IN2P3 (France), BMBF and DFG (Germany), INFN (Italy), FOM (The Netherlands), NFR (Norway), MIST (Russia), and PPARC (United Kingdom). Individuals have received support from the A. P. Sloan Foundation, Research Corporation, and Alexander von Humboldt Foundation.

Bibliographie

[1] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963) ;
M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Th. Phys. **49**, 652 (1973).

[2] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001) ; *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. **D66**, 032003 (2002) ; *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 201802 (2002).

[3] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).

[4] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, hep-ex/0207033, submitted to Phys. Lett. **B**.

[5] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 281802 (2002).

[6] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, hep-ex/0301032, submitted to Phys. Rev. D.

[7] R. Aleksan, I. Dunietz, B. Kayser and F. Le Diberder, Nuclear Physics **B361**, 141 (1991).

[8] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0107058, contribution to the 20th International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Rome, Italy (2001).

[9] Belle Collaboration, A. Gordon *et al.*, hep-ex/0207007, submitted to Phys. Lett. **B**.

[10] The *BABAR* Physics Book, Editors P.F. Harrison and H.R. Quinn, SLAC-R-504 (1998).

[11] *BABAR* Collaboration, A. Palano *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A479**, 1 (2002).

[12] A. Drescher *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A237**, 464 (1985).

[13] GEANT4 Collaboration, CERN-IT-2002-003, submitted to Nucl. Instrum. Methods.

[14] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev **D66**, 010001 (2002).

[15] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, BELLE-CONF-0115 (2001) ;
Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D65**, 092005 (2002) ;
CLEO Collaboration, C. P. Jessop *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2881 (2000) ;
BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0008058, contribution to ICHEP 2000, Osaka, Japan.

[16] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Z. Phys. **C48**, 543 (1990).

[17] Belle Collaboration, A. Gordon *et al.*, Phys. Lett. **B542**, 183-192 (2002) ; CLEO Collaboration (C.P. Jessop *et al.*), Phys. Rev. Lett. **85**, 2881 (2000).

[18] O. Long, M. Baak, R.N. Cahn, D. Kirkby, SLAC-PUB-9687, hep-ex/0303030, submitted to Phys. Rev. D (2003).