

# Etude de la violation de la symétrie CP dans l'expérience BaBar

présenté et soutenu publiquement le 18 Juin 2004

pour l'obtention de l'

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

par

Marco Zito

## Composition du jury

*Président :* Jacques Chauveau (*Rapporteur*)

*Rapporteurs :* Clara Matteuzzi  
Patrick Roudeau

*Examineurs :* Roy Aleksan  
Bruno Mansoulié

Mis en page avec la classe thloria.

## Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Patrick Roudeau, Clara Matteuzzi et Jacques Chauveau qui ont eu la gentillesse d'accepter de participer à ce jury ainsi que d'être rapporteurs. Je voudrais aussi remercier Bruno Mansoulié qui a trouvé le temps de participer à mon jury.

Roy Aleksan m'a énormément aidé au cours de ces années et a été une source constante d'inspiration à la fois pour ses connaissances expérimentales que théoriques : je voudrais ici le remercier chaleureusement.

Je voudrais remercier vivement Georges Vasseur qui a patiemment relu le manuscrit et a émis des nombreuses suggestions utiles. Merci à l'ensemble du groupe BaBar de Saclay pour des collaborations fructueuses et une aide sans faille.

Ces travaux n'auraient pas été possibles sans le soutien multiple de l'ensemble du service SPP : en particulier j'ai profité largement de l'atmosphère intellectuelle particulièrement ouverte et stimulante. Le soutien constant des services techniques ainsi que du personnel administratif a également été essentiel.

Je voudrais remercier mon ami Christian Croiger pour avoir relu avec une patience remarquable le manuscrit et corrigé mes fautes désormais inexcusables. J'ai une pensée affectueuse pour Jeanne et Juliette qui m'ont soutenu tout au long de ces années. Je voudrais finalement remercier mes parents pour tout ce qu'ils m'ont donné.



## Résumé

Ce mémoire d'Habilitation à diriger des recherches présente les grandes lignes de mon activité de recherche, consacrée à l'étude de la violation de la symétrie CP avec l'expérience BaBar, depuis ma thèse de doctorat en 1993. Une première phase de mes travaux a porté sur la préparation de cette expérience : construction du détecteur DIRC et en particulier de son système de calibration, étude de l'étiquetage et préparation des analyses de BaBar pour la mesure de  $|V_{ub}|$ . Une deuxième phase comprend les analyses avec les données de BaBar et en particulier le programme expérimental de mesure de  $\sin(2\beta + \gamma)$  par la reconstruction partielle des désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*\pm}\pi^\mp$ . Deux analyses ont été réalisées pour valider cette méthode : une mesure précise du temps de vie du méson  $B^0$  et l'observation du mode  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$ . La première mesure des asymétries violant CP en 2003 a permis de placer une contrainte intéressante dans le plan  $\rho - \eta$ . Une étude phénoménologique des modes  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  à l'aide des relations d'isospin a mis en évidence un mécanisme de suppression de couleur.

**Mots-clés:** Violation de CP, Angle Gamma, BaBar, DIRC

## Abstract

This thesis to obtain the "Habilitation à diriger des recherches" presents the highlights of my research activity after my PhD thesis in 1993, devoted to the study of CP violation with the BaBar experiment. A first phase of my activity consisted in the preparation of this experiment : construction of the DIRC detector and in particular its calibration system, study of the tagging algorithms and preparation of the analyses to measure  $|V_{ub}|$ . A second phase is devoted to the analyses with BaBar data, where the main goal is the measurement of  $\sin(2\beta + \gamma)$  using the partial reconstruction of  $B^0 \rightarrow D^{*\pm}\pi^\mp$ . Two validation analyses have been performed to test this method : a precise measurement of the  $B^0$  lifetime and the observation of the decay mode  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$ . The first measurement of the CP violating asymmetries in 2003 allowed to set an interesting constraint in the  $\rho - \eta$  plane. A phenomenological study of the  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  modes using isospin relations has produced evidence for a color suppression mechanism.

**Keywords:** CP Violation, Gamma angle, BaBar, DIRC



# Table des matières

<b>Avant-propos</b>	<b>ix</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Pourquoi étudier la violation de CP? . . . . .	1
1.1.1 Les symétries discrètes C, P et T . . . . .	1
1.1.2 L'asymétrie matière-antimatière dans l'univers . . . . .	2
1.1.3 Symétries discrètes et interactions fondamentales . . . . .	3
1.2 Le système $B^0 - \bar{B}^0$ . . . . .	3
1.2.1 Violation de CP directe . . . . .	6
1.2.2 Violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange . . . . .	6
1.3 Le Modèle Standard et la matrice CKM . . . . .	7
1.4 L'hypothèse de factorisation . . . . .	11
<b>2 Le détecteur d'identification DIRC</b>	<b>13</b>
2.1 L'expérience BaBar . . . . .	13
2.1.1 Le programme expérimental . . . . .	13
2.1.2 Le dispositif de détection . . . . .	14
2.2 Le détecteur DIRC . . . . .	16
2.2.1 Le principe . . . . .	16
2.2.2 Le système de calibration . . . . .	18
2.2.3 Mise en oeuvre du système de calibration . . . . .	19
2.2.4 Les performances du DIRC . . . . .	21
2.3 Conclusion . . . . .	23
<b>3 Etiquetage de la saveur</b>	<b>25</b>
3.1 Etiquetage de la saveur . . . . .	25

3.1.1	Principes de la méthode . . . . .	25
3.1.2	Les variables discriminantes . . . . .	26
3.1.3	Méthodes d'analyse multi-dimensionnelle . . . . .	28
3.1.4	Performances de l'étiquetage dans BaBar . . . . .	29
3.2	Conclusion . . . . .	30
<b>4</b>	<b>La mesure de <math> V_{ub} </math></b>	<b>33</b>
4.1	Une nouvelle méthode de mesure de $ V_{ub} $ dans les désintégrations semi-leptoniques . . . . .	34
4.2	Mesure de $ V_{ub} $ dans les désintégrations hadroniques . . . . .	36
4.2.1	Calcul théorique . . . . .	37
4.2.2	Un modèle de hadronisation pour $\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{u}$ . . . . .	38
4.2.3	Etude de faisabilité avec le détecteur Babar . . . . .	39
4.3	Mesure de $ V_{ub} $ dans les désintégrations semi-leptoniques . . . . .	39
4.4	Conclusion . . . . .	41
<b>5</b>	<b>La violation de CP dans <math>B^0 \rightarrow D^{*\mp} \pi^\pm</math></b>	<b>43</b>
5.1	Introduction . . . . .	44
5.1.1	La mesure de l'angle $\gamma$ . . . . .	44
5.1.2	Les désintégrations $B^0 \rightarrow D^{*\mp} \pi^\pm$ . . . . .	44
5.2	La méthode de reconstruction partielle . . . . .	46
5.2.1	La reconstruction partielle . . . . .	46
5.2.2	Les bruits de fond et la procédure de sélection . . . . .	47
5.2.3	Reconstruction des vertex de désintégration . . . . .	48
5.2.4	Étiquetage de la saveur . . . . .	48
5.3	Analyses de validation . . . . .	49
5.3.1	Mesure du temps de vie du $B^0$ . . . . .	49
5.3.2	L'observation de $B^0 \rightarrow D^{*-} K^+$ . . . . .	51
5.4	Mesure des asymétries violant CP avec $B^0 \rightarrow D^{*\mp} \pi^\pm$ . . . . .	53
5.4.1	La procédure d'ajustement . . . . .	53
5.4.2	Les résultats . . . . .	54
5.4.3	La limite sur $\sin(2\beta + \gamma)$ . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Etude des désintégrations <math>B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K</math></b>	<b>59</b>
6.1	Introduction . . . . .	59



---

6.2	Les relations d'isospin . . . . .	60
6.3	Les résultats expérimentaux . . . . .	61
6.4	Ajustement des amplitudes à l'aide des relations d'isospin . . . . .	64
6.5	Conclusion . . . . .	64
	<b>Conclusions</b>	<b>67</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>71</b>
	<b>Publications</b>	<b>75</b>
A	DIRC : le détecteur d'identification de BaBar	77
B	Etude de l'étiquetage de la saveur	85
C	Méthodes pour mesurer $ V_{ub} $	97
D	Observation de la violation de CP	127
E	Mesure du temps de vie du méson $B^0$	139
F	Etude de la violation de CP avec $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$	161
G	Etude des modes $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$	193



# Avant-propos

Ce mémoire présente les axes de mon activité scientifique depuis ma thèse en 1992 sur l'expérience DELPHI. L'ensemble de ces recherches est consacré à l'étude d'un des problèmes fondamentaux de la physique contemporaine, l'origine et la nature de la violation de la symétrie CP. Comme je le détaillerai dans l'introduction, ce phénomène est intéressant à plusieurs titres : d'abord il constitue un des éléments indispensables pour expliquer l'actuelle asymétrie matière-antimatière de l'univers, phénomène dont il est difficile de surestimer la portée et cela bien au delà du domaine de la physique, puisqu'il est la condition même de l'existence du monde tel que nous le connaissons aujourd'hui.

Ensuite, cette asymétrie est naturellement liée à une des interrogations fondamentales qui structurent les recherches scientifiques actuelles, à savoir la nature de l'espace-temps et ses propriétés de symétrie. En rendant possible une définition absolue de gauche et de droite, cette asymétrie introduit des propriétés fort étonnantes à un niveau où on aurait pu s'attendre plutôt à la régularité d'une symétrie.

Finalement, dans le cadre de la théorie la plus à même d'expliquer une variété de phénomènes en physique de particules, le Modèle Standard, la violation de CP est intimement liée à l'origine de la masse des fermions, une thématique de recherche très actuelle puisque le but de l'énorme effort expérimental autour du collisionneur LHC est d'étudier le boson de Higgs, particule qui serait à l'origine des masses. Les études consacrées à la violation de CP apportent donc un éclairage orthogonal sur ce sujet encore assez mal connu.

J'ai consacré ma thèse doctorale à l'étude du méson  $B_s$  avec les données de l'expérience DELPHI. Le but n'était pas d'ajouter une nouvelle case au "bestiaire" des particules connues, mais de jeter les bases d'un programme expérimental où ce méson joue un rôle très important dans les études du modèle standard et de la matrice CKM. Après ma thèse, il était donc naturel de continuer cette ligne de recherche dans le programme de BaBar, expérience qui a pour but de répondre à la question suivante : le Modèle Standard donne-t-il une description adéquate de la violation de CP dans le système des mésons B ?

Ce vaste programme expérimental a nécessité la construction d'un nouvel accélérateur, PEP-II à SLAC, aux performances inédites en termes de luminosité, ainsi que d'un dé-

tecteur, BaBar, basé sur les techniques de détection les plus sophistiquées. J'ai participé à la conception et à la réalisation du détecteur DIRC, dédié à l'identification des particules chargées par la détection des photons émis par effet Cherenkov. En particulier, j'ai contribué à la conception du système de calibration et à l'exploitation des données ainsi obtenues, afin d'améliorer les performances du programme de reconstruction (chapitre 2).

Un autre axe de mon activité lié aux techniques de détection a été dédié à la mise en place des méthodes d'étiquetage de la saveur dans BaBar, méthode fondamentale pour toutes les études de violation de CP dépendant du temps. Ces travaux sont décrits dans le chapitre 3 de ce mémoire.

Avant le démarrage de l'expérience, un volet important de mes activités a consisté à développer des nouvelles méthodes de mesure d'une quantité, l'élément  $V_{ub}$  de la matrice CKM, très mal connu jusqu'ici et qui représente un défi majeur pour BaBar. Trois méthodes de mesures de  $|V_{ub}|$ , dont deux entièrement nouvelles, sont décrites dans le chapitre 4. Une troisième méthode a été de 1999 à 2002 l'objet de la thèse de Bruno Serfass que j'ai dirigée et qui a conduit à une mesure sur la base des premières données de BaBar.

Finalement, après le démarrage de BaBar, je me suis tourné vers un défi majeur pour cette expérience qui est la mesure de l'angle  $\gamma$  du triangle d'unitarité. Ce programme expérimental de longue haleine a connu une première étape préparatoire avec la mesure en 2002 du temps de vie du méson  $B$  neutre avec la reconstruction partielle des désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ . Une deuxième étape a mené à l'été 2003 aux premiers résultats expérimentaux sur  $\gamma$  avec une étude des asymétries dépendant du temps et violant CP avec ces mêmes désintégrations. Cette étude est l'objet des travaux de thèse de Marie Legendre, que je dirige actuellement. Ces résultats sont présentés dans le chapitre 5. En parallèle, de 2001 à 2003, j'ai dirigé avec Abi Soffer le groupe d'analyse de Babar (Analysis Working Group) qui étudie les désintégrations des mésons  $B$  par la méthode de la reconstruction partielle.

Une approche basée sur l'hypothèse de la factorisation permet de calculer les propriétés d'un grand nombre de modes de désintégration des mésons  $B$ . Brièvement illustrée dans l'introduction, cette méthode refait surface à plusieurs moments dans ce mémoire. L'étude des modes  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  et  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$  (chapitre 5) a permis d'apporter un nouvel élément de validation à cette hypothèse. L'étude des modes  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  (chapitre 6), dont les motivations originales étaient différentes, a permis de confirmer l'existence d'un mécanisme de suppression (dit "de couleur") de certaines amplitudes dans les désintégrations à trois corps.

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Pourquoi étudier la violation de CP ?

Le but de ce chapitre est d'expliquer l'intérêt et l'importance du programme d'étude des phénomènes violant la symétrie CP ainsi que de présenter le cadre théorique des recherches résumées dans ce mémoire. Nous allons d'abord définir la symétrie CP et exposer brièvement le lien entre la violation de CP et l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers. Ensuite nous présenterons une description phénoménologique du système  $B^0 - \overline{B}^0$  et l'interprétation de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard. Ces thématiques sont présentées de façon plus détaillée dans la référence [1].

#### 1.1.1 Les symétries discrètes C, P et T

Les lois de conservation ont depuis longtemps joué un rôle fondamental dans la construction des théories physiques. Un pas important a été franchi en reliant la conservation d'une grandeur avec l'invariance du système par rapport à un groupe de transformations : par exemple, la conservation de la quantité de mouvement est liée à l'invariance du système par translation.

Au siècle dernier, une nouvelle classe de symétries, celle des symétries internes liées à la conservation d'une charge (charge électrique, isospin, étrangeté), a été cruciale dans la construction des lagrangiens décrivant les interactions entre les particules.

Une troisième famille de symétries est représentée par les symétries discrètes : la parité (P), la conjugaison de charge (C) et l'inversion temporelle (T).

La parité est la transformation qui change le vecteur d'espace  $\vec{r}$  en son opposé ; ainsi l'impulsion  $\vec{p} = m d\vec{r}/dt$  devient  $-\vec{p}$  alors que le moment angulaire  $\vec{l} = \vec{r} \wedge \vec{p}$  reste inchangé de même que le spin.

La conjugaison de charge transforme une particule en son antiparticule. La fonction

d'onde  $|f(\vec{p}, \vec{s}) \rangle$ , où  $\vec{p}$  et  $\vec{s}$  sont l'impulsion et le spin, devient  $|\bar{f}(\vec{p}, \vec{s}) \rangle$ . Toutes les charges (électrique, baryonique, étrangereté, etc.) de l'anti-particule sont opposées à celle de la particule.

L'inversion temporelle a pour effet de remplacer  $t$  par  $-t$  : il s'ensuit que  $\vec{p}$  se transforme en  $-\vec{p}$ ,  $\vec{s}$  en  $-\vec{s}$ . De plus, l'opération est anti-unitaire au niveau quantique, la fonction d'onde se transformant en sa complexe conjuguée.

### 1.1.2 L'asymétrie matière-antimatière dans l'univers

Un des problèmes fondamentaux de la cosmologie moderne est d'expliquer l'asymétrie observée entre baryons et anti-baryons dans l'univers

$$n_{\overline{Bar}} \ll n_{Bar} \ll n_{\gamma} \quad (1.1)$$

où  $n_{Bar}$ ,  $n_{\overline{Bar}}$  et  $n_{\gamma}$  représentent la densité de baryons, d'antibaryons et de photons.

Quelles sont les conditions nécessaires pour créer un nombre baryonique  $\Delta n_{Bar} = n_{Bar} - n_{\overline{Bar}}$  non nul à partir d'un état initial symétrique  $\Delta n_{Bar} = 0$  selon le modèle standard de la cosmologie ? En 1967, un article désormais classique de Sakharov [2] énonçait les conditions nécessaires :

- Puisque le nombre baryonique initial et final différent, il faut des transitions qui violent le nombre baryonique.
- Les symétries C et CP doivent être brisées car sinon pour toute transition qui change le nombre baryonique  $N \rightarrow f$ , il existe sa conjuguée  $\bar{N} \rightarrow \bar{f}$  avec le même taux de réaction.
- Les transitions qui répondent aux critères précédents doivent avoir lieu hors de l'équilibre thermique qui restaurerait l'égalité entre baryons et anti-baryons en vertu du facteur de Boltzmann  $\exp(-\sqrt{p^2 + m_B^2})$ , qui est le même pour baryon et anti-baryon, car par invariance CPT la masse du baryon  $m_B$  et celle de l'anti-baryon sont égales.

Différents mécanismes ont été proposés pour donner une réalisation concrète de la génération d'un nombre baryonique à partir d'un état initial symétrique. Il est hors du propos de ce mémoire de rentrer dans les détails de ces scénarios. Il suffira de rappeler que dans tous les cas ces réalisations semblent exiger des interactions brisant la symétrie CP dans une mesure bien supérieure à celle connue aujourd'hui. Cela ouvre la possibilité que des mesures de précision de la violation de CP donnent accès à des interactions nouvelles au delà du Modèle Standard.

### 1.1.3 Symétries discrètes et interactions fondamentales

Dans la problématique de l'étude des symétries discrètes, C, P et T, l'interaction entre théorie et expérience a toujours joué un rôle essentiel. Le caractère fondamental de ces symétries est donné par le théorème CPT [3] formulé par Lüders et Pauli dans les années 1950 : toute théorie locale de champ qui respecte l'invariance de Lorentz est automatiquement invariante par CPT.

L'interaction forte et l'interaction électromagnétique sont invariantes sous l'action des symétries C et P. Longtemps on a cru que tout processus élémentaire était invariant sous P, C et T. Toutefois, Lee et Yang [4] ont remis en question cette hypothèse. En 1957, l'étude [5] de la désintégration  $\beta$  d'un échantillon de  $Co^{60}$  polarisé a permis de montrer que l'interaction faible n'est pas invariante sous la transformation P et même que cette violation est maximale. D'autres expériences ont confirmé la violation de P et C dans les désintégrations faibles des pions et des muons.

Des considérations sur la désintégration faible  $\pi^+ \rightarrow \mu^+(-1)\nu(-1)$  (le nombre entre parenthèse indiquant l'hélicité) ont amené à émettre l'hypothèse de la conservation de la symétrie CP [6]. En effet, en appliquant la transformation de parité on obtient les désintégrations  $\pi^+ \rightarrow \mu^+(+1)\nu(+1)$ , alors que la conjugaison de charge donne  $\pi^- \rightarrow \mu^-(-1)\bar{\nu}(-1)$ , processus qui ne sont pas observés. L'opération CP donne par contre  $\pi^- \rightarrow \mu^-(+1)\bar{\nu}(+1)$  qui est observée. Il semble alors naturel de considérer que les interactions faibles soient invariantes par CP.

L'observation en 1964 de la violation de la symétrie CP [7] dans les désintégrations des kaons neutres constituait une découverte bouleversante. Pendant presque 36 ans, les seuls phénomènes violant CP étaient restreints au système des mésons K neutres. Plusieurs expériences successives ont réduit le nombre de modèles viables pour expliquer la violation de CP à deux seulement : une nouvelle interaction superfaible de Wolfenstein [8] et le modèle de Kobayashi et Maskawa [9] basé sur la matrice de mélange des quarks.

Les études portant sur la physique des mésons beaux ont été très importantes car elles ont permis de donner une première confirmation à l'interprétation de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard. Les premières mesures du triangle d'unitarité dont nous parlerons par la suite ont ainsi donné un cadre cohérent pour comprendre les phénomènes liés aux désintégrations faibles des quarks.

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

Dans cette section nous allons présenter les propriétés générales des systèmes de mésons neutres conjugués de charge, dont les systèmes  $K^0 - \overline{K}^0$  et  $B^0 - \overline{B}^0$  sont des exemples.

L'intérêt de ces systèmes réside dans le fait que les états propres de saveur ne sont pas identiques aux états propres de l'Hamiltonien à cause de l'interaction faible. Celle-ci, par des diagrammes en boucle, introduit un mélange entre particule et anti-particule.

Il s'en suit que deux bases sont possibles : les états propres de saveur, qui ont un contenu en quark défini et sont utiles pour décrire les processus de production et de désintégration, et les états propres de l'Hamiltonien, c'est-à-dire les états de masse et temps de vie définis.

Les états propres de saveur pour les  $B^0$  sont  $B^0 = \bar{b}d$  and  $\bar{B}^0 = \bar{d}b$ . Une combinaison linéaire arbitraire des états propres de saveur

$$a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.2)$$

obéit à une équation de Schrödinger dépendant du temps

$$i\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \equiv (M - \frac{i}{2}\Gamma) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

où  $M$  et  $\Gamma$  sont des matrices hermitiennes.  $M$  est la matrice de masse due à des états intermédiaires virtuels.  $\Gamma$  est la matrice de désintégration due à des états intermédiaires réels. L'invariance par  $CPT$  a comme conséquence que  $H_{11} = H_{22}$ .

Les états propres de masse peuvent être calculés en résolvant l'équation aux valeurs propres  $\lambda v = H v$ ; on obtient ainsi les états  $B_L$  et  $B_H$

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.4)$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle. \quad (1.5)$$

Les coefficients complexes  $p$  et  $q$  satisfont la condition de normalisation  $|q|^2 + |p|^2 = 1$ . Les valeurs propres sont données par

$$(\Delta m_B)^2 - \frac{1}{4}(\Delta\Gamma_B)^2 = 4(|M_{12}|^2 - \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2), \quad (1.6)$$

$$\Delta m_B \Delta\Gamma_B = 4\mathcal{R}e(M_{12}\Gamma_{12}^*) \quad (1.7)$$

où  $\Delta m_B$  et  $\Delta\Gamma_B$  sont les différences de masse et de largeur entre  $B_L$  et  $B_H$ .

Le rapport  $q/p$  s'écrit

$$\frac{q}{p} = -\frac{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B}{2(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})} = -\frac{2(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B}. \quad (1.8)$$

Les équations données jusqu'ici sont valables en général. Nous allons maintenant introduire des simplifications légitimes pour le système  $B^0 - \bar{B}^0$ . On s'attend en effet à ce que la différence entre les temps de vie des deux mésons  $B_d$  soit négligeable,

$$\Delta\Gamma_{B_d}/\Gamma_{B_d} = O(10^{-2}). \quad (1.9)$$



La différence de masse  $\Delta m_{B_d}$  a été mesurée

$$x_d \equiv \Delta m_{B_d}/\Gamma_{B_d} = 0.73 \pm 0.05. \quad (1.10)$$

ce qui donne indépendamment de tout modèle

$$\Delta\Gamma_B \ll \Delta m_B. \quad (1.11)$$

Les équations (1.9) et (1.11) impliquent que, avec une précision de  $O(10^{-2})$ , les équations (1.6), (1.7) et (1.8) se simplifient de la façon suivante

$$\Delta m_B = 2|M_{12}|, \quad \Delta\Gamma_B = 2\mathcal{R}e(M_{12}\Gamma_{12}^*)/|M_{12}|, \quad (1.12)$$

$$q/p = -|M_{12}|/M_{12}. \quad (1.13)$$

Un état qui est créé au temps  $t = 0$  comme un état pur  $B^0$ , est désigné  $|B_{\text{phys}}^0\rangle$ , et a  $a_L(0) = a_H(0) = 1/(2p)$ . De la même façon un état pur  $\bar{B}^0$ ,  $|\bar{B}_{\text{phys}}^0\rangle$ , a  $a_L(0) = -a_H(0) = 1/(2q)$ . L'évolution dans le temps de ces états est donnée par

$$|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0\rangle + (q/p)g_-(t)|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.14)$$

$$|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle = (p/q)g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.15)$$

où

$$g_+(t) = e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2} \cos(\Delta m_B t/2), \quad (1.16)$$

$$g_-(t) = e^{-iMt}e^{-\Gamma t/2} i \sin(\Delta m_B t/2), \quad (1.17)$$

et  $M = \frac{1}{2}(M_H + M_L)$  est la moyenne des masses du  $B_H$  et du  $B_L$ .

En utilisant les équations 1.14 et 1.15 on peut calculer la probabilité de désintégration dans l'état final  $|f\rangle$  pour un état pur à l'instant  $t = 0$ ,

$$\begin{aligned} |\langle f|H|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_f|^2 |\cos(\Delta m_B t/2) + i\lambda \sin(\Delta m_B t/2)|^2 \\ &= e^{-\Gamma t}|A_f|^2 \left[ \frac{1}{2}(1 + |\lambda|^2) + \frac{1}{2}(1 - |\lambda|^2) \cos(\Delta m_B t) - \mathcal{I}m\lambda \sin(\Delta m_B t) \right] \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} |\langle f|H|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|\bar{A}_f|^2 |\cos(\Delta m_B t/2) + i\lambda \sin(\Delta m_B t/2)|^2 \\ &= e^{-\Gamma t}|\bar{A}_f|^2 \left[ \frac{1}{2}(1 + |\lambda|^2) + \frac{1}{2}(1 - |\lambda|^2) \cos(\Delta m_B t) + \mathcal{I}m\lambda \sin(\Delta m_B t) \right] \end{aligned} \quad (1.19)$$

où

$$\lambda = \frac{q\bar{A}_f}{pA_f} \quad (1.20)$$

et  $A_f = \langle f|H|B^0\rangle$ ,  $\bar{A}_f = \langle f|H|\bar{B}^0\rangle$ .

### 1.2.1 Violation de CP directe

La violation de CP directe se produit lorsque les amplitudes de désintégration pour les deux processus conjugués de CP,  $A_f = \langle f|H|B^0 \rangle$  et  $\bar{A}_f = \langle f|H|\bar{B}^0 \rangle$ , sont différentes, c'est-à-dire :

$$\frac{|\bar{A}_f|}{|A_f|} \neq 1. \quad (1.21)$$

Le cas le plus simple est donné par une désintégration qui met en jeu deux amplitudes distinctes,  $A_1$  et  $A_2$ . Les amplitudes totales s'écrivent alors

$$\begin{aligned} A_f &= A_1 + A_2 = |A_1|e^{i\phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{i\phi_2}e^{i\delta_2} \\ \bar{A}_f &= \bar{A}_1 + \bar{A}_2 = |A_1|e^{-i\phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{-i\phi_2}e^{i\delta_2}, \end{aligned} \quad (1.22)$$

où les phases faibles  $\phi_i$  liées à l'interaction faible changent de signe par CP alors que les phases fortes sont conservées par CP. On peut alors calculer l'asymétrie entre les deux processus

$$a_f = \frac{P(B \rightarrow f) - P(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{P(B \rightarrow f) + P(\bar{B} \rightarrow \bar{f})} = \frac{2|A_1||A_2|\sin(\phi_1 - \phi_2)\sin(\delta_1 - \delta_2)}{|A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2|\cos(\phi_1 - \phi_2)\cos(\delta_1 - \delta_2)}. \quad (1.23)$$

Il est clair que les trois conditions suivantes doivent être satisfaites pour observer une asymétrie différente de zéro,

- plusieurs amplitudes doivent contribuer au processus et pour obtenir une asymétrie importante elles doivent être du même ordre de grandeur,  $|A_1| \approx |A_2|$  ;
- les phases faibles doivent être différentes  $\phi_1 - \phi_2 \neq 0$  ;
- les phases fortes doivent être différentes  $\delta_1 - \delta_2 \neq 0$ .

Du point de vue expérimental, la mesure de cette asymétrie est en général plutôt aisée, car beaucoup d'incertitudes systématiques disparaissent dans le rapport de l'équation 1.23. Toutefois dans la pratique les rapports d'embranchement sont faibles. De plus, il est difficile voire impossible de calculer les phases fortes qui doivent donc être estimées à partir des données expérimentales.

### 1.2.2 Violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange

Un autre type de violation de CP est possible pour un état final  $f$  qui est accessible à la fois par le  $B^0$  et par le  $\bar{B}^0$ . Dans un premier temps on donnera les résultats pour un état propre de CP  $f_{CP}$ . On peut écrire une asymétrie dépendant du temps

$$a_{f_{CP}} = \frac{\Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP})}$$

$$= \frac{(1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2) \cos(\Delta m_B t) - 2\mathcal{I}m\lambda_{f_{CP}} \sin(\Delta m_B t)}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2} \quad (1.24)$$

où  $\lambda = \frac{q\bar{A}_f}{pA_f}$  dépend à la fois du mélange et de la désintégration et est invariant sous des rédefinitions des phases des états  $B^0$  et  $\bar{B}^0$ .

Dans la suite de ce mémoire, nous allons négliger la violation de CP dans le mélange, liée au rapport  $q/p$ , ce qui signifie poser  $|q/p| = 1$ . Pour justifier cela, notons que dans le cadre du Modèle Standard, on s'attend à ce que  $|q/p| - 1$  soit de l'ordre de  $10^{-3}$  et que des mesures ont pu placer des limites assez contraignantes sur cette quantité. Dans le cas où on peut négliger la violation de CP directe  $\frac{\bar{A}_f}{A_f} = 1$ , c'est-à-dire  $|\lambda| = 1$ , l'équation 1.24 se simplifie

$$a_{f_{CP}} = -\mathcal{I}m\lambda_{f_{CP}} \sin(\Delta m_B t). \quad (1.25)$$

La quantité  $\mathcal{I}m\lambda_{f_{CP}}$  est directement liée aux angles du triangles d'unitarité. L'équation 1.25 montre l'importance d'une mesure du temps entre la production et la désintégration du méson  $B^0$  : l'intégrale sur le temps de l'asymétrie est nulle !

Notons aussi que pour définir expérimentalement l'asymétrie de l'équation 1.24 il faut :

- reconstruire un méson  $B$  dans l'état final  $f$  ;
- mesurer le temps  $t$  entre la production et la désintégration ;
- connaître la saveur du  $B^0$  au temps  $t = 0$ , ce qui sera la tâche de la procédure d'étiquetage décrite dans le chapitre 3.

C'est ce type d'asymétrie qui est étudié dans de nombreuses analyses de BaBar et en particulier qui a servi à mettre en évidence la violation de CP dans le système des mésons beaux. On peut en effet montrer que, dans le cas du mode  $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s$ ,  $\mathcal{I}m\lambda = \sin(2\beta)$  où l'angle  $\beta$  est défini dans la section suivante.

## 1.3 Le Modèle Standard et la matrice CKM

Le Modèle Standard de l'interaction électrofaible représente une des plus belles réussites de la physique de particules du siècle dernier. Paradoxalement, on lui reproche bien souvent de n'être qu'une théorie effective (ce qui est sans doute vrai) et de contenir un grand nombre de paramètres qui ne sont pas fixés par la théorie elle-même. Il est rare qu'on attribue à son mérite de rendre compte de la violation de CP alors qu'il n'a pas été élaboré pour modéliser ce type de physique.

Le Modèle Standard est basé sur le groupe de symétrie de jauge  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  avec trois familles de fermions. La violation de CP est due à une phase dans la matrice de mélange des quarks.

Chaque famille de quarks comprend trois multiplets :

$$Q_L^I = \begin{pmatrix} U_L^I \\ D_L^I \end{pmatrix} = (3, 2)_{+1/6}, \quad u_R^I = (3, 1)_{+2/3}, \quad d_R^I = (3, 1)_{-1/3}, \quad (1.26)$$

où  $(3, 2)_{+1/6}$  dénote un triplet de  $SU(3)_C$ , doublet de  $SU(2)_L$  avec hypercharge  $Y = Q - T_3 = +1/6$ , et de même pour les autres représentations.

Les interactions des quarks avec les bosons de jauge de  $SU(2)_L$  sont données par

$$\mathcal{L}_W = -\frac{1}{2}g\overline{Q_{Li}^I}\gamma^\mu\tau^a\mathbf{1}_{ij}Q_{Lj}^IW_\mu^a, \quad (1.27)$$

où  $\gamma^\mu$  agit dans l'espace de Lorentz,  $\tau^a$  agit dans l'espace  $SU(2)_L$  et  $\mathbf{1}$  est la matrice identité qui agit dans l'espace des familles aussi appelé espace de saveurs. Les interactions des quarks avec le doublet de Higgs scalaires du Modèle Standard sont données par

$$\mathcal{L}_Y = -G_{ij}\overline{Q_{Li}^I}\phi d_{Rj}^I - F_{ij}\overline{Q_{Li}^I}\tilde{\phi}u_{Rj}^I + \text{h.c.}, \quad (1.28)$$

où  $G$  et  $F$  sont en général des matrices  $3 \times 3$  complexes. Avec la brisure spontanée de la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{EM}}$  due à  $\langle \phi \rangle \neq 0$ , les deux composantes du doublet de quark deviennent distinctes ainsi que les trois composantes du triplet  $W^\mu$ . L'interaction de courant chargé en (1.27) s'écrit

$$\mathcal{L}_W = -\sqrt{\frac{1}{2}}g\overline{u_{Li}^I}\gamma^\mu\mathbf{1}_{ij}d_{Lj}^IW_\mu^+ + \text{h.c.}. \quad (1.29)$$

Les termes de masse qui sont générés par le remplacement  $\mathcal{R}e(\phi^0) \rightarrow \sqrt{\frac{1}{2}}(v + H^0)$  dans (1.28) s'écrivent

$$\mathcal{L}_M = -\sqrt{\frac{1}{2}}vG_{ij}\overline{d_{Li}^I}d_{Rj}^I - \sqrt{\frac{1}{2}}vF_{ij}\overline{u_{Li}^I}u_{Rj}^I + \text{h.c.}, \quad (1.30)$$

et on peut poser  $M_d = Gv/\sqrt{2}$ ,  $M_u = Fv/\sqrt{2}$ . Pour passer dans la base des états propres de masse il faut définir quatre matrices unitaires telles que

$$V_{dL}M_dV_{dR}^\dagger = M_d^{\text{diag}}, \quad V_{uL}M_uV_{uR}^\dagger = M_u^{\text{diag}}, \quad (1.31)$$

où  $M_q^{\text{diag}}$  sont diagonales et réelles alors que  $V_{qL}$  et  $V_{qR}$  sont complexes. Les interactions dues au courant chargé (1.29) sont données dans la base des états propres de masse par

$$\mathcal{L}_W = -\sqrt{\frac{1}{2}}g\overline{u_{Li}^I}\gamma^\mu\bar{V}_{ij}d_{Lj}^IW_\mu^+ + \text{h.c.}. \quad (1.32)$$

Les champs de quark sans exposant dénotent les états propres de masse. La matrice  $\bar{V} = V_{uL}V_{dL}^\dagger$  est la matrice unitaire de mélange pour les trois générations de quarks dite

de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa [10, 9]. Elle dépend en général de neuf paramètres : trois angles réels et six phases. On peut redéfinir les phases des champs des quarks de manière à éliminer 5 des six phases de  $\bar{V}$ . On voit clairement qu'elle est directement liée au mécanisme de génération de la masse des fermions, c'est-à-dire aux interactions entre les quarks et le boson de Higgs.

Il est intéressant de noter que la même procédure appliquée au lagrangien du Modèle Standard dans le cas de deux familles avec un seul champs de Higgs aboutirait à une matrice réelle sans violation de CP. Cette observation a mené Kobayashi et Maskawa à suggérer l'existence d'une troisième famille bien avant qu'il y ait la preuve expérimentale de son existence et même avant qu'on découvre le quark charmé.

Le fait que le Modèle Standard, avec trois familles et un seul multiplet de Higgs, contienne une seule phase violant CP fait que tous les effets possibles de violation de CP sont intimement liés et conduit à des relations précises entre les observables.

L'unitarité de la matrice CKM implique six équations indépendantes, représentées chacune par un triangle dans le plan complexe. La plus intéressante est celle où tous les côtés ont des longueurs comparables

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.33)$$

et qui est présentée dans la figure 1.1 : c'est le triangle d'unitarité. Ses angles, définis par

$$\alpha = -\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}, \quad \beta = -\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}, \quad \gamma = -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}, \quad (1.34)$$

sont le principal objectif de mesure de l'expérience BaBar.

Une paramétrisation particulièrement utile a été proposée par Wolfenstein [11] en termes des paramètres  $(\lambda, A, \rho, \eta)$  et où  $\lambda = 0.2205 \pm 0.0018$  joue le rôle d'un paramètre d'expansion.

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4). \quad (1.35)$$

Un exemple de l'état des connaissances sur le triangle d'unitarité en 1999, avant le démarrage de BaBar, est donné par la figure 1.2 [12]. Les contraintes sur les paramètres  $(\rho, \eta)$  viennent essentiellement de la mesure de la violation de CP dans le système des K ( $\epsilon_K$ ) et de la mesure des éléments  $|V_{ub}|$  (modes semi-leptoniques) et  $|V_{td}|$  (oscillations  $B^0 - \bar{B}^0$ ).

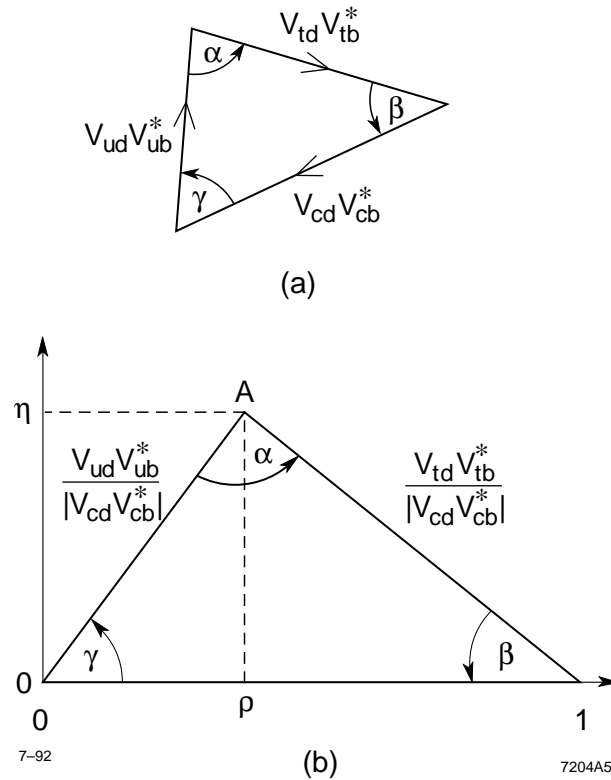


FIG. 1.1 – Le triangle d’unitarité dont le sommet est paramétrisé en fonction des variables  $(\rho, \eta)$  et dont les angles  $\alpha, \beta, \gamma$  sont le principal objectif de mesure de l’expérience BaBar.

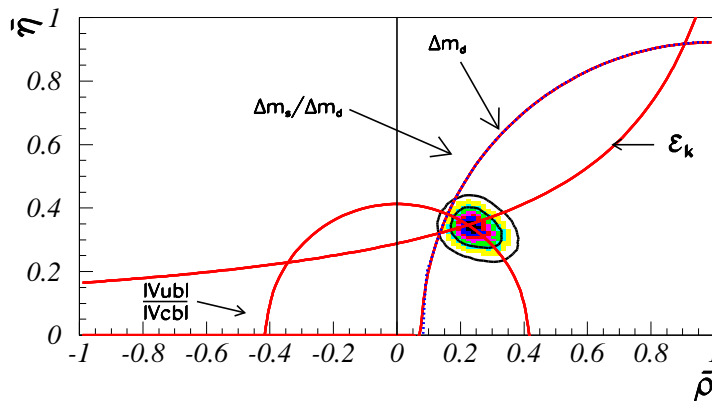


FIG. 1.2 – Région admise (à un niveau de confiance de 68 et 95 %) pour le sommet du triangle d’unitarité. Etat des connaissances en 1999. Les contraintes viennent de la mesure de la violation de CP dans le système des K ( $\epsilon_K$ ) et de la mesure des éléments  $|V_{ub}|$  et  $|V_{td}|$  (oscillations  $B^0 - \bar{B}^0$ ).

## 1.4 L'hypothèse de factorisation

Dans cette section, nous allons brièvement exposer l'hypothèse de factorisation qui permet de calculer les propriétés d'un grand nombre de modes de désintégration des mésons B. Cette hypothèse est utilisée ou vérifiée à plusieurs moments de ce mémoire.

Dans les interactions faibles, un méson peut être produit par le courant faible qui porte les saveur et parité appropriées. La contribution correspondante à l'amplitude de désintégration se factorise dans le produit des éléments de matrice de deux courants. Considérons par exemple la transition  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ . La partie factorisable de l'amplitude est donnée par

$$A_{fact} = \frac{G_f}{\sqrt{2}} |V_{cb}| |V_{ud}|^* a_1 \langle \pi^- | (u\bar{d})_A | 0 \rangle \langle D^+ | (\bar{c}b)_V | \bar{B}^0 \rangle \quad (1.36)$$

Le coefficient  $a_1$  peut être évalué dans le cadre de QCD ou être ajusté sur les données expérimentales. L'élément de matrice de la transition  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+$  est du même type que dans les désintégrations semi-leptoniques et peut être déterminé avec les données. L'amplitude de création d'un pion du vide par le courant axial est paramétrisée par la constante de désintégration  $f_\pi$  :

$$\langle \pi^- | (u\bar{d})_A | 0 \rangle = i f_\pi p_\mu. \quad (1.37)$$

L'hypothèse que l'amplitude de l'équation 1.36 est dominante dans ces processus peut être étayée avec des arguments basés sur la "transparence de couleur" [13]. Une paire  $(u\bar{d})$  créée dans une interaction ponctuelle, où les deux quarks s'éloignent de la région d'interaction dans la même direction et avec une vitesse proche de  $c$ , s'hadronisera seulement après un temps donné par son facteur  $\gamma$  fois le temps typique de l'hadronisation  $\tau_{had} = 1 \text{ fm}/c$ . Dans l'exemple ci haut, cela signifie que l'hadronisation se produit à 20 fm de distance par rapport aux autres quarks. Dans la région d'interaction, la paire  $(u\bar{d})$  se comporte donc comme une particule sans couleur et presque ponctuelle, c'est-à-dire elle interagit peu avec les autres quarks.

Une autre ligne de raisonnement, basée sur la limite de QCD où le nombre de couleurs  $N_c$  devient très grand, amène à la même conclusion de dominance de l'amplitude factorisable, les contributions non factorisables étant supprimées par un facteur  $1/N_c^2$ .

L'hypothèse de factorisation a été très fertile du point de vue phénoménologique et a permis de jeter les bases d'une compréhension d'un grand nombre de désintégrations à deux corps des mésons B [14]. Récemment cette hypothèse a été démontrée [15] de façon rigoureuse jusqu'au deuxième ordre dans les diagrammes en boucle pour les transitions de type  $B \rightarrow D\pi$  dans la limite des quarks lourds. Toutefois de nombreuses questions restent

non élucidées quant au domaine d'application de la factorisation ainsi qu'à l'importance des corrections non-factorisables [16].



# Chapitre 2

## Le détecteur d'identification DIRC

Ce chapitre décrit l'expérience BaBar, c'est-à-dire le cadre expérimental dans lequel j'ai développé mes activités de recherche depuis 1995. Une première partie est consacrée au programme de recherche de BaBar ainsi qu'à un rapide survol de son dispositif expérimental. Une deuxième partie décrit plus en détail le détecteur DIRC, un détecteur d'identification de particule d'un nouveau type. Le système de calibration, à la conception et à la réalisation duquel j'ai dédié une bonne partie de mes activités avant 1999, est décrit avec plus de détail.

### 2.1 L'expérience BaBar

#### 2.1.1 Le programme expérimental

L'état des connaissances sur la matrice CKM et sur les phénomènes de violation de la symétrie CP avant l'expérience BaBar a été présenté dans le chapitre 1. La motivation principale de la construction d'une usine à  $B$  est celle d'étudier en détail les désintégrations des mésons  $B$  afin d'apporter des réponses aux questions suivantes :

1. y a-t-il des phénomènes de violation de la symétrie CP dans le système des mésons  $B$ ?
2. peut-on décrire ces phénomènes à l'aide des paramètres du Modèle Standard? et en particulier peut-on contraindre avec des mesures de grande précision la matrice CKM et le triangle d'unitarité?
3. y a-t-il des signes de Nouvelle Physique dans les désintégrations rares des mésons  $B$ ?

Le premier point implique l'étude des asymétries dépendant du temps comme expliqué au chapitre 1, en particulier dans le mode le plus propre du point de vue théorique

et expérimental,  $B^0 \rightarrow J/\Psi K^0$ . Pour cela, il faut un détecteur de grande acceptance, capable de reconstruire précisément les vertex de désintégration pour la mesure du temps et d'étiqueter la saveur par l'identification des leptons et des kaons.

Le deuxième point implique une étude des modes sans charme comme  $B \rightarrow \pi\pi$  pour la mesure de l'angle  $\alpha$ . Pour cela il faut séparer ces modes de  $B \rightarrow K\pi$ , c'est-à-dire identifier pions et kaons chargés jusqu'à des impulsions de plusieurs GeV/c dans le laboratoire. Le détecteur doit aussi détecter avec une très bonne résolution les photons pour reconstruire  $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ .

Le troisième point implique une variété de modes comme les "pingouin" radiatifs  $b \rightarrow s\gamma$ ,  $b \rightarrow s\bar{l}l$  etc : pour cela il faut un détecteur complet (reconstruction des traces et photons, identification, acceptance) et performant.

PEP-II est un accélérateur asymétrique fonctionnant aux environs de la resonance  $\Upsilon(4S)$  dont la masse est de  $10.58 \text{ GeV}/c^2$  produite par annihilation  $e^+ - e^-$ . La luminosité nominale est de  $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  de façon à pouvoir produire plusieurs dizaines de millions de paires  $B\bar{B}$  par an. Le faisceau d'électrons a une impulsion de  $9 \text{ GeV}/c$  et celui de positons une impulsion de  $3.1 \text{ GeV}/c$  de sorte que le système du centre de masse (CM) présente le facteur relativiste  $\beta\gamma = 0.55$  par rapporte au système du laboratoire.

La mesure des asymétries dépendant du temps pour les mésons  $B^0$  se déroule de la façon suivante. La particule  $\Upsilon(4S)$  produite se désintègre presque instantanément en une paire de mésons  $B^0 - \bar{B}^0$  qui évoluent ensuite de façon cohérente jusqu'à ce qu'un de deux se désintègre à l'instant  $t_1$ . Dans le cas présenté ici, le premier  $B$  se désintègre dans un état propre de saveur, ce qui fixe l'état initial de l'autre  $B^0$  comme celui de saveur opposée. A partir de cet instant, le deuxième  $B$  évolue dans le temps oscillant entre l'état  $B^0$  et l'état  $\bar{B}^0$  jusqu'à sa désintégration à l'instant  $t_2$ . Le temps caractéristique pour ces oscillations, temps qui rentre dans les formules des asymétries dépendantes du temps, est celui entre les deux désintégrations,  $\Delta t = t_2 - t_1$ . L'utilisation d'une machine asymétrique permet de traduire cette différence de temps en une distance  $\Delta z$  le long de l'axe des faisceau,  $\Delta z = \gamma\beta c\Delta t$ , ce qui pour le temps de vie des mésons  $B^0$  donne  $\Delta z = 260 \mu\text{m}$ , une distance mesurable.

### 2.1.2 Le dispositif de détection

Du point de vue du dispositif expérimental, le programme de physique de BaBar nécessite de

- mesurer la distance  $\Delta z$ , ce qui suppose une reconstruction des traces particulièrement précise en proximité du point d'interaction ;

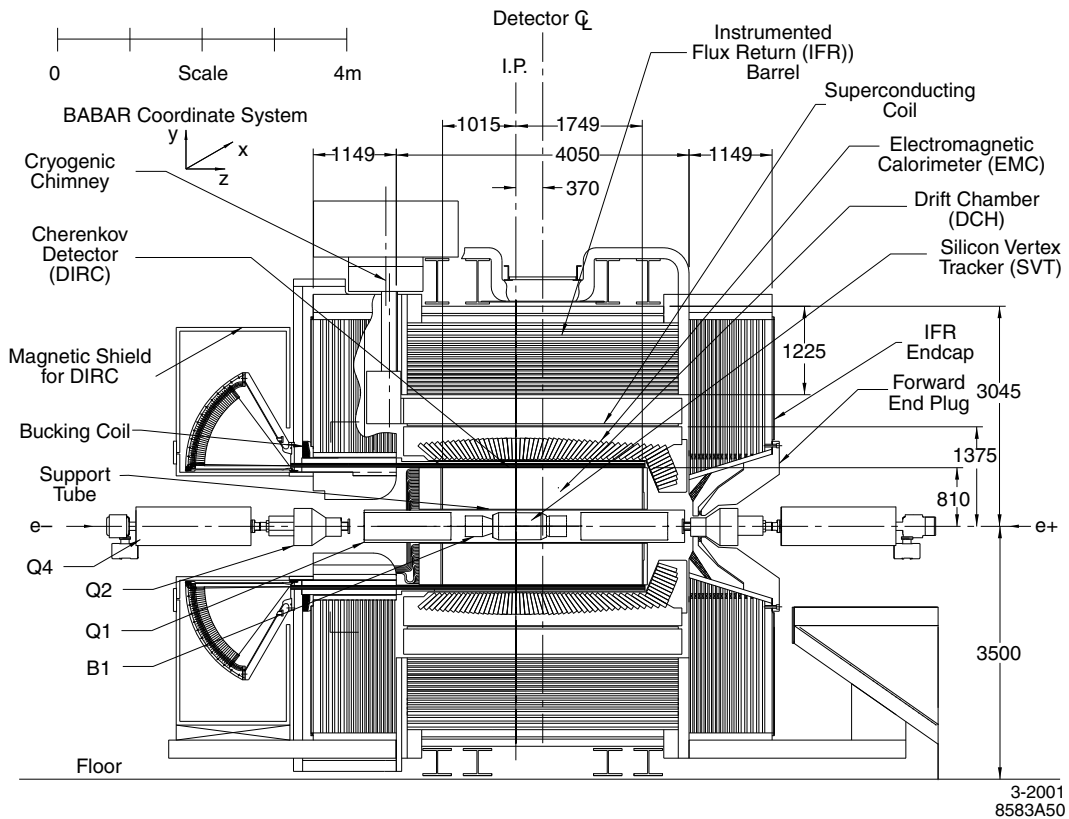


FIG. 2.1 – Section longitudinale du détecteur BaBar.

- la reconstruction de la saveur du deuxième  $B$  dans l'événement, ce qui requiert une bonne identification des leptons et des kaons ;
- la reconstruction exclusive du  $B$  dans un grand nombre d'états finals, ce qui nécessite un détecteur complet, de grande acceptance, capable de détecter à la fois les particules chargées et neutres.

Le détecteur BaBar décrit dans la référence [17] a été conçu de façon à satisfaire ces critères. Nous donnons ici une brève description du détecteur (fig.2.1) .

La géométrie du détecteur est cylindrique autour de l'axe des faisceaux, avec une couverture angulaire plus importante pour les particules produites dans la direction du faisceau le plus énergétique (fig. 2.1).

Les particules chargées sont détectées par deux détecteurs, le Silicon Vertex Tracker (SVT) et la Drift Chamber (DCH) situés à l'intérieur d'un aimant solénoïdal de 1.5 T. Le SVT est composé de cinq couches de silicium. Il donne une précision spatiale de l'ordre de  $10 \mu m$  pour la reconstruction précise des vertex de désintégration. La DCH permet de mesurer jusqu'à 40 points par trace. L'ensemble permet de reconstruire les traces de  $50 \text{ MeV}/c$  jusqu'à plusieurs  $\text{GeV}/c$  avec une bonne précision sur l'impulsion ainsi que sur

les angles de la trace. La résolution sur l'impulsion transverse des traces  $p_t$ , mesurée en  $\text{GeV}/c$ , s'écrit  $\sigma_{p_t}/p_t = (0.13p_t + 0.45)\%$ .

L'identification des particules chargées est largement confiée au DIRC que nous décrivons en détail par la suite.

Les photons sont détectés par le calorimètre électromagnétique (EMC), composé de 6580 cristaux de CsI(Tl). Le bon rendement lumineux (photons/MeV d'énergie déposée) permet d'atteindre une bonne résolution en énergie paramétrisée par  $\sigma(E)/E = 0.023 (E/\text{GeV})^{-1/4} \oplus 0.019$  avec une résolution moyenne de  $7 \text{ MeV}/c^2$  pour la masse invariante des  $\pi^0$ .

Au-delà du calorimètre, le fer du retour de champ (IFR) est équipé de 19 couches de chambres de type RPC dans la partie centrale et de 18 couches dans les bouchons avant et arrière, qui permettent d'identifier les muons comme particules fortement pénétrantes ainsi que de reconstruire les gerbes dues aux hadrons neutres comme les  $K_L^0$ .

## 2.2 Le détecteur DIRC

La tâche du détecteur d'identification dans le cas de BaBar est de fournir une identification efficace et pure des kaons. Parmi les objectifs à atteindre, les plus importants sont

- identifier les kaons produits par la chaîne de désintégration  $b \rightarrow c \rightarrow s$  afin d'étiqueter la saveur du  $B$  pour les études de violation de CP (cf. chap.3)
- identifier les kaons et les pions de haute impulsion produits par les désintégrations sans charme  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ .

Le deuxième objectif est particulièrement ambitieux et nécessite une bonne identification des kaons et des pions jusqu'à des impulsions de  $4 \text{ GeV}/c$ .

### 2.2.1 Le principe

Le Detector of Internally Reflected Cherenkov light (DIRC) [18] est un détecteur de conception nouvelle, basé sur la réflexion interne totale de la lumière Cherenkov émise par les particules chargées à l'intérieur d'un système de barres de quartz situées juste avant le calorimètre électromagnétique.

Sa nouveauté réside dans le fait que les barres de quartz jouent à la fois le rôle de radiateur et de guide de lumière et que le système de détection est à l'extérieur du détecteur central, minimisant ainsi la quantité de matière.

Le principe de fonctionnement est illustré sur la figure 2.2. Les photons sont émis par effet Cherenkov à l'intérieur d'une barre de quartz. Après une série de réflexions dans

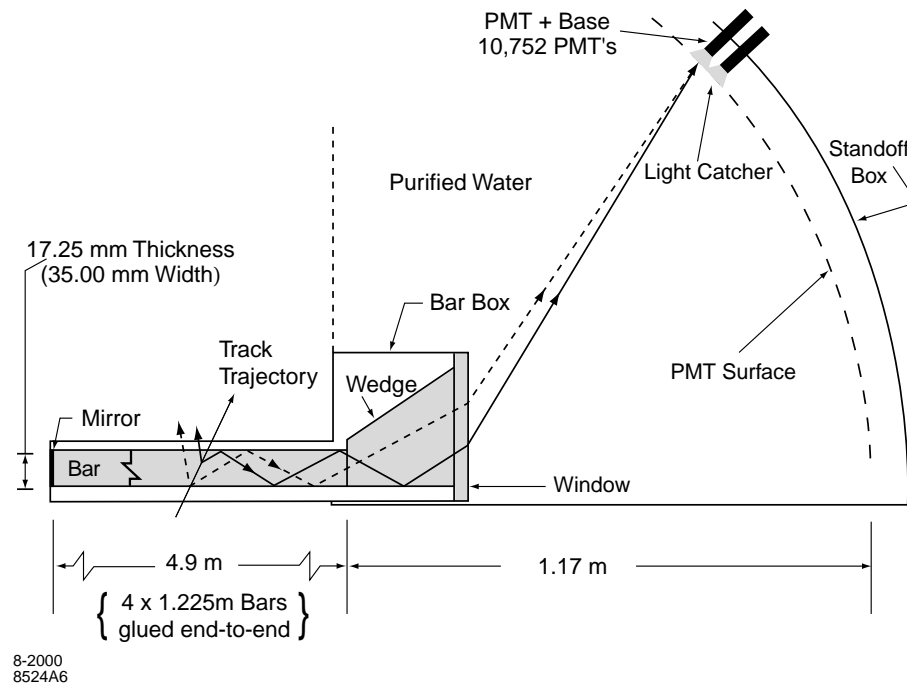


FIG. 2.2 – Principe de fonctionnement du détecteur DIRC.

la barre, les photons traversent une cuve remplie d'eau et sont enfin détectés sur un système de 10752 photomultiplicateurs (PM). Les angles du photon sont conservés par les réflexions sur les surfaces planes des barres de quartz et sont mesurés par la position du PM sur la surface de détection. L'angle Cherenkov peut ensuite être calculé grâce à l'information, fournie par le système de détection de traces, sur la direction de la trace et sur la barre qu'elle a traversée.

Le système d'acquisition donne aussi une autre information, qui s'est révélée très utile, le temps d'arrivée du photon sur le PM. Cette information permet de rejeter un grand nombre de photons provenant du bruit de fond.

Les barres de quartz ainsi que le système des PM sont conçus de façon modulaire : il y a douze secteurs de 12 barres chacun, et à chaque secteur de barres correspond un secteur de 896 PM, disposés sur une surface torique et orientés vers le centre des barres.

Il faut remarquer deux caractéristiques importantes de ce détecteur. Il s'agit d'un détecteur à lecture tri-dimensionnelle (deux coordonnées sur le plan de détection plus une coordonnée temporelle) qui permet une information très complète pour la reconstruction précise de l'angle Cherenkov. D'autre part il s'agit aussi d'un détecteur très mince, avec un faible espace occupé dans la dimension radiale et très peu de matière dans la partie centrale du détecteur.

### 2.2.2 Le système de calibration

Le système de calibration du DIRC [19] a comme objectif principal de mesurer

- les délais relatifs entre les canaux du système de détection, du PM jusqu'à la numérisation des signaux dans la chaîne d'acquisition ;
- les gains des PM et leurs éventuelles variations ;
- l'efficacité relative de détection des photons.

La mesure des délais permet de recaler les signaux provenant des différents PM et donc d'améliorer la précision de cette mesure. La mesure des gains et le suivi de l'efficacité relative permet d'assurer une efficacité optimale pendant toute la durée de la prise des données qui va s'étendre sur plusieurs années.

Le principe du système de calibration est d'injecter dans le détecteur un signal lumineux, avec des caractéristiques proches de celles des photons Cherenkov, et de courte durée, et de mesurer les signaux détectés par les PM.

Pour ce faire, on engendre un signal lumineux à l'aide d'une diode à émission de lumière (LED) : ces photons sont transportés par des fibres optiques jusqu'à une petite fenêtre en quartz située sur la cuve, très près des barres de quartz, de façon à éclairer les PM dans des conditions proches de celles des photons Cherenkov. On a choisi d'éclairer la cuve et pas les barres de quartz afin de simplifier le système et de réduire la quantité de matière introduite dans la partie centrale du détecteur. La LED choisie fournit un signal de courte durée (quelques nanosecondes) émis dans avec des longueur d'onde de 450 nm (lumière bleue) et d'intensité variable. On ajuste cette intensité pour que le nombre de photons détectés par impulsion lumineuse soit très inférieur à 1. On étudie ainsi le spectre en charge et en temps dû à un photo-électron unique (SPE).

Le schéma général du système est le suivant. Il y a une LED par secteur pour optimiser l'uniformité de l'éclairage, ce qui permet aussi de calibrer un secteur indépendamment des autres. La LED se trouve dans la salle de d'électronique à proximité de la salle de contrôle de BaBar et est reliée à la cuve du DIRC par des fibres optiques d'une quarantaine de mètres. La lumière de chaque LED est aussi envoyée sur un PM de référence pour intercalibrer l'intensité des différentes LED.

Entre la fibre optique et la fenêtre de la cuve se trouve un diffuseur optique qui assure un éclairage relativement uniforme de la surface des PM. La présence d'une lame d'air entre le diffuseur et la fenêtre introduit un angle maximum  $\theta_{max} = 48.75$  degrés entre la direction des photons et la normale à la fenêtre. Cette coupure optique permet de limiter le nombre des photons de calibration d'un secteur qui arrivent sur les PM des secteurs voisins. Si un certain recouvrement entre secteurs voisins est souhaitable pour permettre d'effectuer des calibrations croisées, une diffusion trop importante au delà des premiers

voisins serait gênante si on veut calibrer plusieurs secteurs en même temps. Dans le schéma retenu, on peut calibrer quatre secteurs au même temps.

### 2.2.3 Mise en oeuvre du système de calibration

La mise en oeuvre du système de calibration a nécessité une série de mesures sur les composantes, de tests sur le système tout entier, de mise au point de logiciel pour l'extraction des paramètres physiques ainsi que des routines nécessaires pour prendre en compte cette information dans le programme de reconstruction du DIRC. Il serait trop long de rapporter ici toutes ces phases et nous allons simplement donner quelques exemples de ces activités.

Tout d'abord il a fallu étudier chaque composante séparément pour s'assurer de ses performances ainsi que pour vérifier la tenue aux radiations des fibres optiques [20]. On a ainsi pu mesurer à l'aide du dispositif de la figure 2.3 l'intensité lumineuse dans l'eau à la sortie du diffuseur, élément crucial permettant d'étaler la lumière à la sortie de la fibre optique (fig. 2.4).

Les tests d'irradiation des fibres optiques, réalisés avec une source intense de Cobalt 60, nous ont permis d'exclure rapidement une fibre multi-brin en verre, dont l'atténuation pouvait se caractériser par une exponentielle de 6.5%/rad. En revanche les fibres en silicium, retenues pour le système de calibration, ont montré une bonne tenue aux radiations jusqu'à 17 krad : pour comparaison, la dose reçue par les fibres une fois installées dans le détecteur devrait être inférieure à 0.5 krad par an.

Ensuite le système a été vérifié, une première fois lors des tests sur le prototype du DIRC [21] et ensuite sur les secteurs du DIRC avant leur assemblage à SLAC (fig. 2.5, 2.6 et 2.7). Cela a permis de vérifier le bon fonctionnement de tous les PM avant la prise des données [22]. On observe une dispersion des efficacités des PM inférieure à 10 % (fig. 2.8), ce qui assure une bonne uniformité de détection.

La dernière étape a été la réalisation des routines nécessaires à ajuster les distributions ainsi obtenues, en charge et en temps (fig.2.5 et 2.6), pour en extraire les paramètres physiques, ainsi que celles nécessaires pour relire cette information et l'utiliser dans la reconstruction [23]. Lors de la prise des données de BaBar, une calibration est effectuée quotidiennement et cela permet d'atteindre une résolution sur le temps d'arrivée des photons qui est très proche de la résolution intrinsèque des PM. De plus, ces calibrations constituent un outil irremplaçable de monitoring du bon fonctionnement du détecteur ainsi que de la chaîne d'acquisition.

Il faut finalement évoquer la conception et la réalisation de la calibration de la carte électronique DFB [25], tâche auxiliaire à la calibration du DIRC et que j'ai effectuée

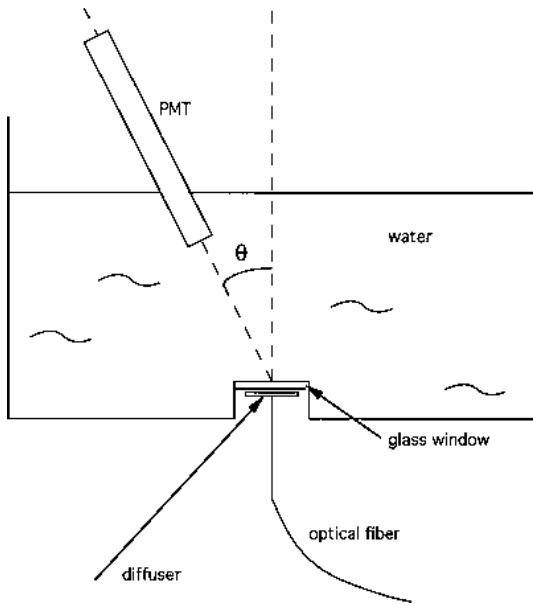


FIG. 2.3 – Test du système de calibration : dispositif pour la mesure de la distribution angulaire des photons à la sortie du diffuseur.

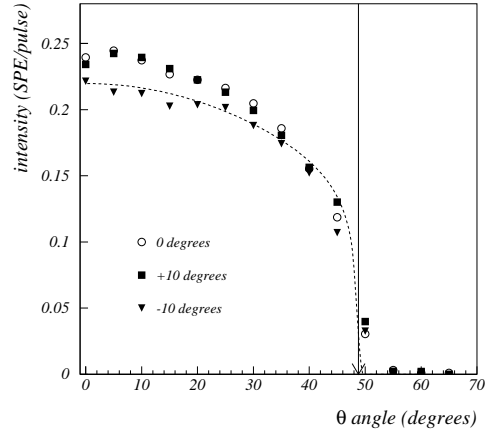


FIG. 2.4 – Intensité lumineuse, mesurée en photo-électrons détectés par impulsion, en fonction de l'angle par rapport à la normale au plan du diffuseur. Les trois jeux de points correspondent à différentes inclinaisons de la fibre optique. La ligne tiretée montre la distribution attendue pour une distribution en  $\cos \theta$  dans l'air. La courbe est normalisée aux données pour  $\theta = 0$ . La flèche montre l'angle limite de 48.8 degrés.

entre 2000 et 2001 pour permettre le suivi des gains de cette carte. Il s'agit d'envoyer des impulsions d'amplitude variable entre 4 et 44 mV sur une seule voie de la carte DFB. A chaque valeur de cette impulsion, on enregistre la valeur lue par la voie (ADC) et on construit ainsi un graphique de l'ADC en fonction de l'amplitude qui est ensuite ajusté avec une droite. L'opération est effectuée simultanément pour toutes les carte DFB du DIRC et réitérée ensuite pour les 64 voies d'une carte DFB.

Cet ensemble de routines et de procédures [24] fournit au groupe DIRC un outil de monitoring du fonctionnement et de la linéarité de ces cartes. Grâce à cet outil, en 2002, j'ai réoptimisé les hautes tensions appliquées aux PM afin de prendre en compte une légère perte de gain de l'ordre de 2 %. En augmentant les tensions appliquées de 42 V en moyenne, nous avons pu effacer cette perte en efficacité de détection.



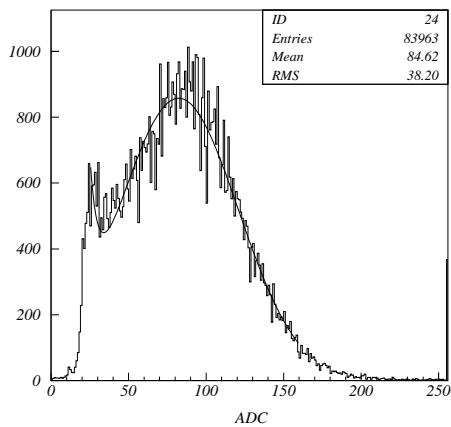


FIG. 2.5 – Spectre en charge des signaux dus à un photoélectron unique (SPE) pour un PM.

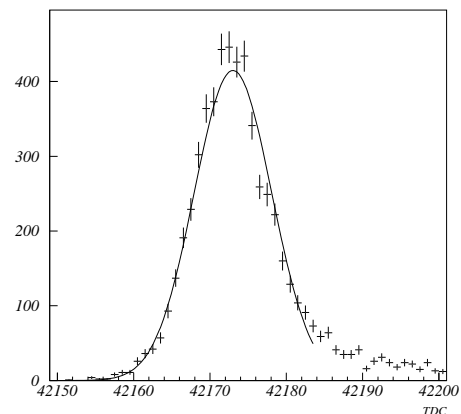


FIG. 2.6 – Distribution du temps d'arrivée des signaux pour un PM lors d'une prise de donnée de calibration. La courbe montre l'ajustement utilisé pour extraire  $t_0$ .

## 2.2.4 Les performances du DIRC

L'étude des performances a été un souci constant tant dans la phase de conception et de réalisation que dans celle de prise des données. Nous présentons ici les résultats obtenus avec des échantillons de données.

Le nombre de photons détectés par trace est de l'ordre d'une trentaine, ce qui permet de reconstruire sans problème l'angle Cherenkov. La résolution angulaire par photon est de 9.6 mrad (fig. 2.9) et est dominée comme attendu par la granularité du dispositif de détection (diamètre du PM) ainsi que par la taille finie des barres de quartz. La résolution sur l'angle Cherenkov par trace est de 2.5 mrad et est dominée par des effets systématiques sur l'alignement de barres.

L'utilisation des  $t_0$  déterminés par les données de calibration a permis de réduire la largeur de la distribution des écarts entre le temps mesuré et le temps attendu pour chaque photon de 2.5 à 1.7 ns, ce qui est très proche de la résolution en temps (1.5 ns) des PM (fig. 2.10).

Les performances du DIRC comme détecteur d'identification pour BaBar sont excellentes. La figure 2.11 montre le pouvoir de réjection du DIRC dans la reconstruction des particules charmées, un outil de base pour la reconstruction exclusive des mésons  $B$ . Dans le chapitre 5, nous allons présenter les résultats d'une analyse des désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$  qui nécessite d'une très bonne identification des kaons pour rejeter les

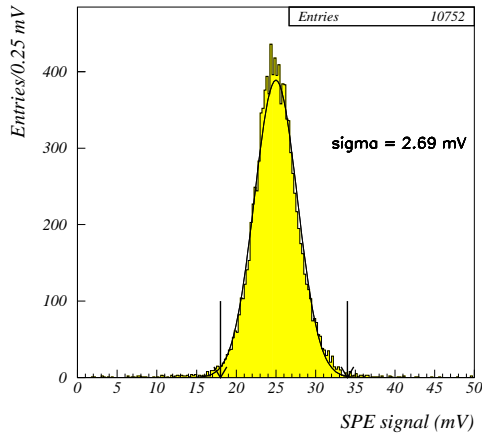


FIG. 2.7 – Distribution des signaux de SPE en mV pour tous les PM du DIRC. Les flèches montrent les valeurs limites utilisées pour sélectionner les PM à gain atypique à remplacer.

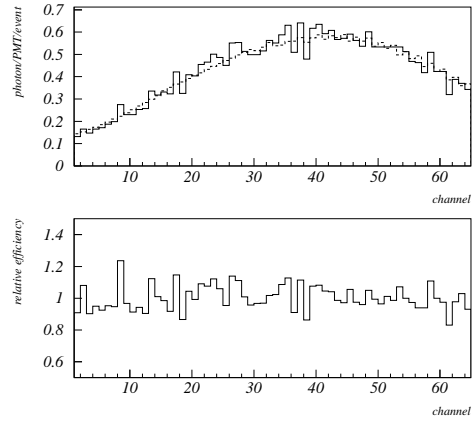


FIG. 2.8 – Etude de l'efficacité relative des PM. La figure du haut montre le nombre de coups par événement de calibration sur 64 PM d'un secteur. La courbe pointillée montre le taux attendu compte tenu de l'acceptance et de la distribution des photons. La figure du bas montre le rapport entre l'histogramme et la courbe qui donne l'efficacité relative.

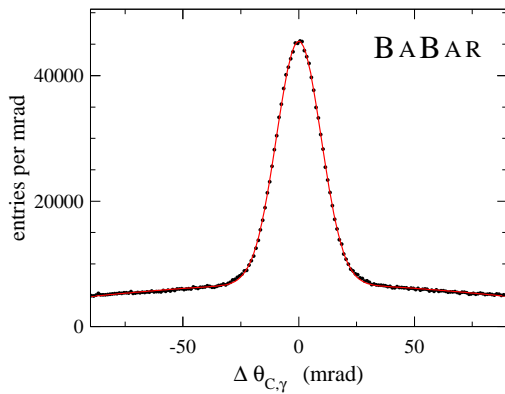


FIG. 2.9 – Distribution de la différence entre l'angle Cherenkov mesuré et l'angle attendu pour les photons dans les événements de type  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . La courbe montre l'ajustement avec une gaussienne de 9.6 mrad de largeur.

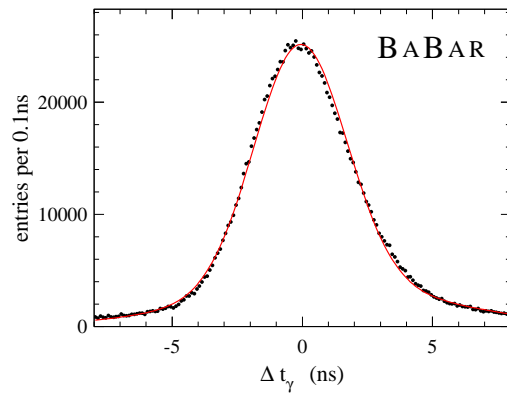


FIG. 2.10 – Distribution de la différence entre le temps d'arrivée des photons et le temps calculé. La courbe montre l'ajustement avec une gaussienne de 1.7 ns de largeur.

désintégrations de type  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ . Dans la figure 2.12 sont présentées la pureté et l'efficacité de la sélection que j'ai définie pour cette analyse.

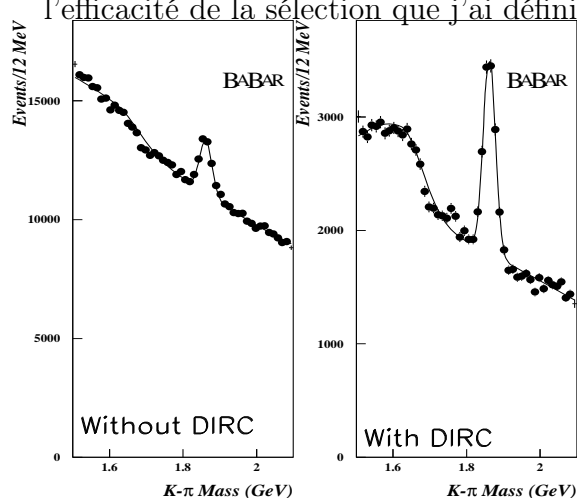


FIG. 2.11 – Distribution de la masse invariante  $K - \pi$  sans utiliser l'information du DIRC (gauche) et en l'utilisant (droite).

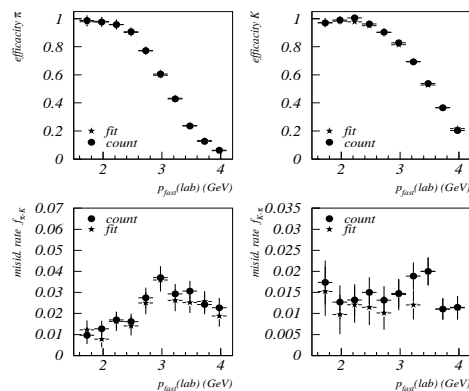


FIG. 2.12 – Efficacité et taux de mauvaise identification pour la sélection de kaons utilisée pour mettre en évidence la désintégration  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$ .

## 2.3 Conclusion

La réalisation du DIRC a été un formidable défi, en partie à cause des problèmes inédits posés par ce nouveau type de détecteur. Quatre ans après le début de la prise de données, le bilan qu'on peut tirer est très positif. Tout d'abord les performances escomptées en termes de pouvoir d'identification ont été obtenues, avec en particulier une séparation entre pions et kaons de presque trois écarts-standard jusqu'à une impulsion de 4 GeV/c. C'est là une des clés du succès de BaBar dans le domaine des analyses des désintégrations sans charme des mésons  $B$ . Il en va de même pour un grand nombre d'autres analyses où le DIRC est utilisé dans la reconstruction des mésons charmés ainsi que pour l'étiquetage de la saveur à l'aide des kaons. La stabilité et la fiabilité tout au long de la prise des données sont aussi des atouts remarquables. On peut conclure en soulignant que, dans le cadre des détecteurs actuellement étudiés pour une usine à  $B$  de très haute luminosité, on prévoit l'utilisation d'un détecteur DIRC.



# Chapitre 3

## Etiquetage de la saveur

### 3.1 Etiquetage de la saveur

L'étiquetage de la saveur est un outil essentiel pour le programme expérimental de BaBar. En effet toute asymétrie dépendant du temps et due à l'interférence entre mélange et désintégration, nécessite d'étiqueter la saveur du deuxième  $B$  de l'événement. Il en va de même pour les asymétries directes dans les désintégrations des  $B^0$ . On peut montrer que l'effet de l'étiquetage est de réduire l'asymétrie observable :  $A_{\text{meas}} = (1 - 2w)A_{\text{phys}}$ , où  $A_{\text{meas}}$  et  $A_{\text{phys}}$  sont les asymétries mesurée et vraie et  $w$  est la probabilité de donner un mauvais étiquetage. En première approximation, l'erreur statistique augmente du facteur  $1/[\sqrt{\epsilon}(1 - 2w)]$  où  $\epsilon$  est l'efficacité de l'étiquetage. Il faut donc optimiser les algorithmes d'étiquetage afin de rendre maximum le facteur  $Q = \epsilon(1 - 2w)^2$  qui est retenu comme "figure de mérite" pour comparer différentes méthodes d'étiquetage.

De 1995 à 1998 un groupe de physique au sein de la collaboration BaBar a étudié les procédures d'étiquetage ainsi que la mesure de leurs performances avec les données. Ce travail est résumé dans les documents [26] et [27] ainsi que dans l'annexe B.

#### 3.1.1 Principes de la méthode

Le but de l'étiquetage est de répondre à la question suivante : après reconstruction complète d'un  $B$ , déterminer la saveur de l'autre  $B$  au moment de sa désintégration en utilisant l'information des traces et des gerbes observées dans le détecteur. Notons que la question se pose dans des termes légèrement différents dans le cas de la reconstruction partielle, ce qui sera discuté plus loin.

Le principe de l'étiquetage est basé sur l'utilisation des corrélations entre la charge des produits de désintégration et la saveur du  $B^0$ , ce qui est illustré dans la figure 3.1. Dans le cas des désintégrations semi-leptoniques, le signe du lepton direct détermine directement

la saveur du  $B$  alors que plusieurs cas de figures peuvent se présenter pour les leptons de cascade. Il faut alors pouvoir séparer les leptons directs de ceux de cascade en étudiant les variables cinématiques qui caractérisent ces processus. De même, la charge d'un kaon produit dans la cascade  $b \rightarrow c \rightarrow s$  est corrélée à la saveur du  $b$  initial.

Les cas où un lepton ou un (ou plusieurs) kaon ont été détectés dans l'état final sont traités séparément et définissent les deux principales catégories de l'étiquetage. Tous les autres événements sont traités dans d'autres catégories en utilisant d'autres informations permettant d'effectuer l'étiquetage. Ces nouvelles catégories n'ajoutent cependant pas un grand pouvoir d'étiquetage.

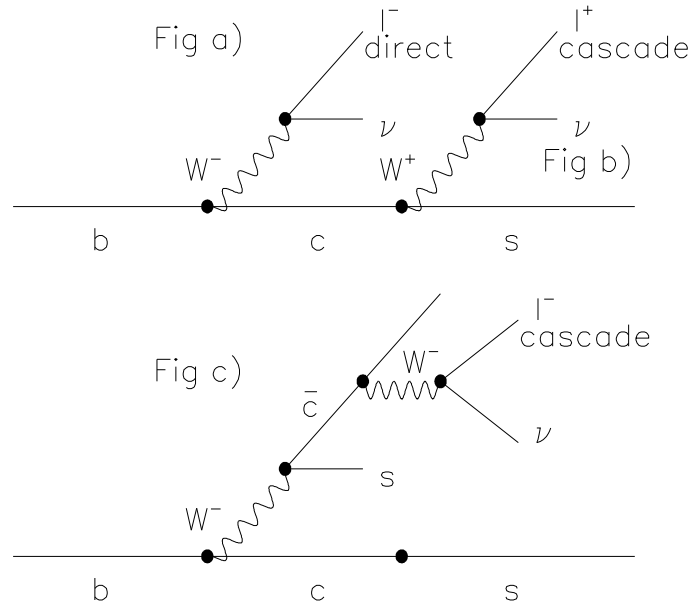


FIG. 3.1 – a) Production directe d'un lepton de charge négative par un  $\bar{B}^0$ . b) Production d'un lepton de charge positive par la cascade  $b \rightarrow c \rightarrow l$ . c) Production d'un lepton de charge négative par la désintégration  $b \rightarrow c\bar{c}s$ .

### 3.1.2 Les variables discriminantes

Une grande partie de l'activité du groupe d'étiquetage a consisté à définir les variables discriminantes capables par exemple de différencier entre les leptons directs et de cascade. Une liste de variables assez discriminantes est ainsi dressée sur la base de quantités cinématiques (fig. 3.2) :

- $P_l^*$ , l'impulsion du lepton dans le CM ;
- $M_{\text{recoil}}$ , la masse de recul par rapport au lepton ;
- $P_{\text{miss}}$ , l'impulsion manquante de l'événement ;
- $\theta_{\text{miss}}$ , l'angle entre la direction du lepton et la direction de l'impulsion manquante ;
- $\theta_{\text{min}}^W$ , l'angle entre la direction du  $W$  et la particule plus proche à cette direction ;
- l'énergie dans un cône de 90 degrés centré sur la direction du  $W$  virtuel ;
- la masse invariante du  $W$  virtuel calculée à partir de l'impulsion du lepton et de l'impulsion manquante.

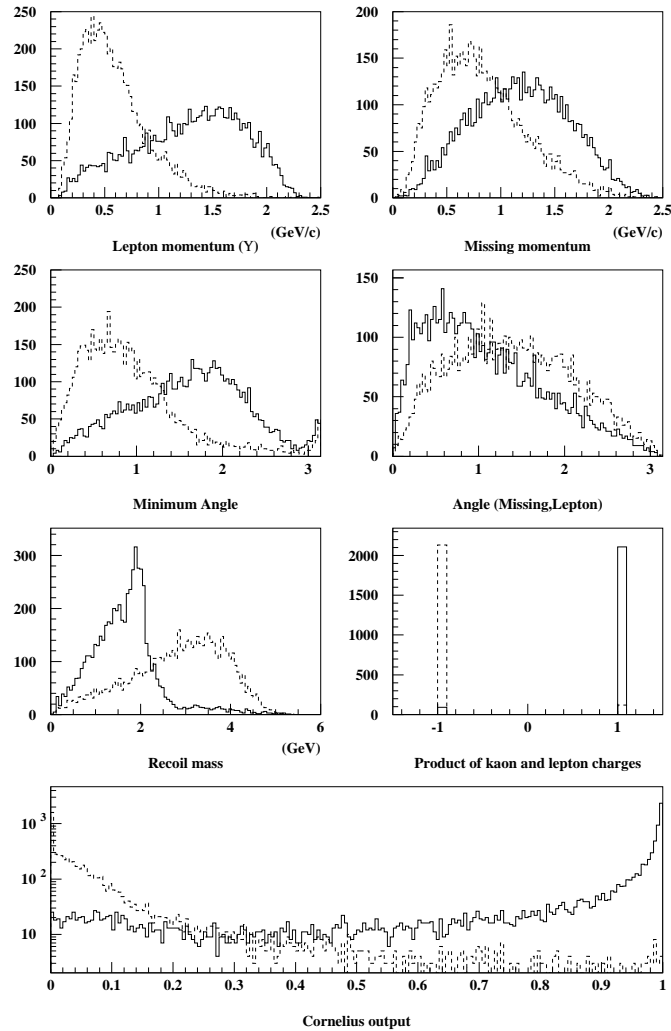


FIG. 3.2 – Distributions des variables discriminantes ( $P_l^*$ ,  $P_{\text{miss}}$ ,  $\theta_{\text{min}}^W$ ,  $\theta_{\text{miss}}$ ,  $M_{\text{recoil}}$  et le produit de la charge du lepton et du kaon  $Q_l Q_K$ ) pour la catégorie "lepton" et output du programme *Cornelius* d'analyse multidimensionnelle pour les leptons directs (trait plein) et de cascade (pointillé).

Dans le cas de l'étiquetage avec un kaon, il est beaucoup plus difficile de définir des variables capables de discriminer les kaons portant la mauvaise corrélation de charge. Ces kaons viennent à la fois de désintégrations du type  $c \rightarrow su\bar{s}$  mais aussi de  $b \rightarrow c\bar{c}s$ . Dans les deux cas, on peut avoir production de plusieurs kaons dans l'état final et on peut donc considérer la somme des charges des kaons détectés. On peut aussi rejeter les événements avec production d'un kaon neutre avec les variables suivantes :

- le nombre de trace dont le paramètre d'impact est supérieur à 1 mm dans le plan transverse ;
- la masse manquante qui peut être liée à la production d'un  $K_L^0$  non détecté.

Je me suis intéressé à la possibilité d'utiliser l'information précise sur les traces fournie par le détecteur de vertex SVT [28]. Dans un événement avec un lepton détecté on peut définir deux vertex. L'un est défini par le lepton et par la position du faisceau, l'autre en ajustant toutes les autres traces. Dans le cas d'un lepton direct, le deuxième vertex donne la position de désintégration de la particule charmée produite par la désintégration du  $B$ . Ce vertex est décalé par rapport à la position du faisceau à cause du vol de cette particule charmée (fig. 3.3). Même si on peut définir plusieurs variables intéressantes, la combinaison de trois facteurs :

- longueur de vol relativement courte pour les particules charmées ;
- faible impulsion des traces produites par la particule charmée ;
- diffusion multiple importante de ces mêmes traces ;

délave considérablement la précision de reconstruction de ce vertex. Les nouvelles variables ainsi introduites apportent donc peu d'information supplémentaire pour l'étiquetage (fig. 3.4).

### 3.1.3 Méthodes d'analyse multi-dimensionnelle

Dans toutes les catégories, on est confronté au problème d'utiliser de manière simple et efficace l'information provenant de plusieurs variables, sans qu'aucune n'apporte une contribution telle que les autres deviennent superflues. Les méthodes pour combiner ces informations font partie de l'arsenal classique des méthodes statistiques mais la plupart ont été réellement exploitées seulement récemment dans les analyses. Parmi ces méthodes, le groupe d'étiquetage a étudié en détail les suivantes :

- les méthodes de discrimination linéaires [29], dites de Fisher et de Mahalanobis, qui ont l'avantage de la simplicité de la mise en oeuvre ;
- les méthodes non-linéaires basées sur les réseaux de neurones qui permettent d'utiliser de façon efficace toutes les corrélations entre les variables.



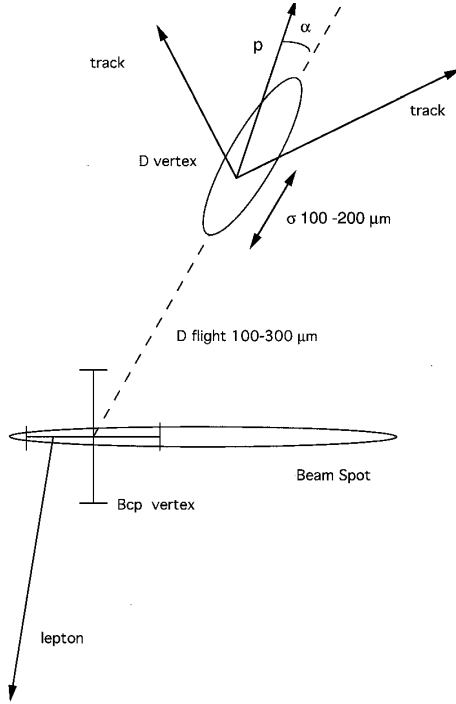


FIG. 3.3 – Schéma de la configuration des vertex dans le plan transverse pour une désintégration semi-leptonique. La région d'interaction est représentée par une ellipse de  $150$  ( $5$ )  $\mu\text{m}$  dans l'axe  $x$  ( $y$ ). Le vol moyen de la particule charmée est de  $100$  à  $300$   $\mu\text{m}$  selon qu'il s'agisse d'un  $D^0$  ou d'un  $D^+$ .

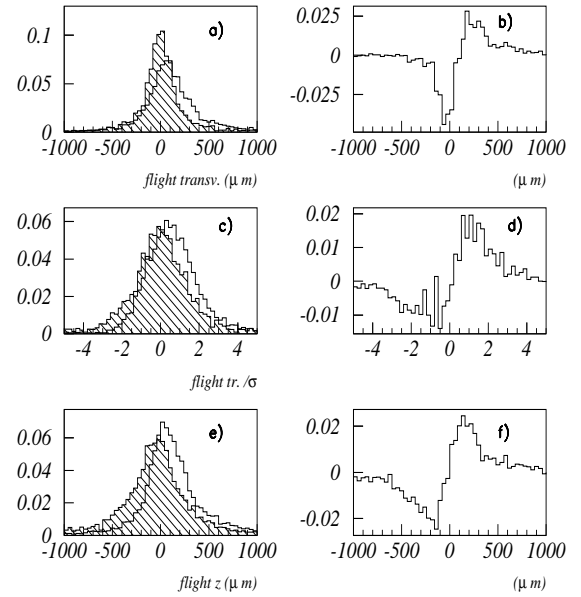


FIG. 3.4 – Variables discriminantes avec la reconstruction du vertex. Les figures a, c et e montrent la distribution de la longueur de vol reconstruite dans le plan transverse, de cette même quantité divisée par son erreur et finalement de la longueur de vol dans la direction  $z$ . L'histogramme blanc représente la distribution pour les leptons directs et celui hachuré pour les leptons de cascade. Les figures de droite montrent la différence entre ces deux distributions.

Ces méthodes ont ensuite été largement utilisées dans la collaboration bien au delà des problèmes d'étiquetage.

### 3.1.4 Performances de l'étiquetage dans BaBar

L'incertitude sur les performances de l'étiquetage a un impact sur grand nombre de mesures de violation de CP comme expliqué dans l'introduction. De plus, les algorithmes d'étiquetage dépendent de façon cruciale des distributions des variables discriminantes et cela inclut aussi les corrélations entre ces variables. Il est donc essentiel de pouvoir mesurer les performances de l'étiquetage avec un lot de données, indépendamment de la

simulation Monte Carlo.

Pour ce faire, on peut considérer un échantillon où un méson  $B$  a été reconstruit de façon complète dans un état propre de saveur comme  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ . On peut ensuite étiqueter l'autre  $B$  avec les mêmes algorithmes et dans la même situation expérimentale que pour une mesure de violation de CP. La mesure de la fraction de mauvais étiquetage  $w$  est alors immédiate :

$$w = \frac{f_{\text{mix}} - \chi}{1 - 2\chi} \quad (3.1)$$

où  $f_{\text{mix}}$  est la fraction des événements étiquetés comme "mixed" ( $B^0 B^0$  ou  $\bar{B}^0 \bar{B}^0$ ) et  $\chi$  est la probabilité intégrée d'oscillation  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ .

Une approche plus sophistiquée permet d'utiliser l'information dépendant du temps entre les deux désintégrations. Il faut pour cela ajuster les distributions des événements étiquetés comme "mixed" ou "unmixed"

$$M(t) = (1 - 2w)m(t) + w u(t) \quad \text{and} \quad U(t) = (1 - 2w)u(t) + w m(t), \quad (3.2)$$

où  $m(t)$  et  $u(t)$  sont les distributions temporelles des vrais événements mixed et unmixed, convoluées avec la résolution expérimentale. L'erreur sur  $w$  est alors inférieure de 50% par rapport à la méthode intégrée sur le temps.

L'efficacité de la reconstruction exclusive peut être estimée avec le programme de simulation : on obtient alors  $\epsilon_{\text{rec}} = 2 \times 10^{-3}$  pour les modes  $B^0 \rightarrow D^{(*)}h$  où  $h = \pi, \rho, \pi\pi\pi$ . On peut aussi considérer les performances du détecteur CLEO, relativement similaire à BaBar et étudiant les mêmes types d'événement, qui avait obtenu  $\epsilon_{\text{rec}} = 0.3 \times 10^{-3}$ . En utilisant la valeur de CLEO de façon conservative, on estime qu'on peut obtenir un échantillon de  $10^4 B^0$  étiquetés pour  $30 \text{ fb}^{-1}$ , c'est-à-dire une erreur sur  $1 - 2w$  de 0.7%. Cette erreur systématique pour une mesure de violation de CP est largement inférieure aux incertitudes statistiques même pour le mode phare  $B^0 \rightarrow J/\Psi K^0$ .

On peut rajouter à ces considérations élaborées avant la prise de données de BaBar, que cette méthode a été utilisée avec succès par la collaboration (cf. tableau 3.1) et que la précision obtenue a conforté les estimations préliminaires ici rapportées.

## 3.2 Conclusion

L'activité du groupe de travail sur l'étiquetage a jeté les bases de la procédure d'étiquetage dans BaBar. Tous les aspects de cette procédure ont été étudiés en détail et en particulier :

- les variables discriminantes pour différencier les bons étiquetages dans les catégories traditionnelles comme leptons et kaons ainsi que dans de nouvelles catégories ;

TAB. 3.1 – Performances (en %) de l’algorithme d’étiquetage mesurées avec les données. Les catégories NT1 et NT2 sont relatives à des méthodes de réseaux de neurones utilisées pour combiner les variables discriminantes.

Tagging Cat.	$\epsilon$	w	Q
Lepton	$10.9 \pm 0.3$	$8.9 \pm 1.3$	$7.4 \pm 0.5$
Kaon	$35.8 \pm 0.5$	$17.6 \pm 1.0$	$15.9 \pm 0.9$
NT1	$7.8 \pm 0.3$	$22.9 \pm 2.1$	$2.5 \pm 0.4$
NT2	$13.8 \pm 0.3$	$35.1 \pm 1.9$	$1.2 \pm 0.3$
All	$68.4 \pm 0.7$	-	$26.1 \pm 1.2$

- les méthodes d’analyse multi-dimensionnelles permettant de combiner de façon efficace toutes ces informations ;
- la définition de méthodes de classement des variables et de "facteur de mérite" permettant de comparer de façon unifiée les différentes procédures ;
- une méthode nouvelle de mesure de performance de l’étiquetage directement avec les données.

Ces résultats ont été repris dans leur totalité par la collaboration BaBar et les performances obtenues sont en très bon accord avec les prédictions de ce groupe d’étude. On peut aussi noter que les méthodes d’analyse multi-dimensionnelles ont été ainsi introduites dans la collaboration où elles sont utilisées couramment dans la plupart des analyses. Plusieurs de ces techniques et de ces résultats ont été utilisées dans les analyses que j’ai menées.



# Chapitre 4

## La mesure de $|V_{ub}|$

Comme expliqué dans l'introduction, l'élément  $V_{ub}$  de la matrice CKM est encore relativement mal connu expérimentalement, à la fois à cause de la difficulté des mesures et surtout à cause des difficultés de l'interprétation théorique de celles-ci.

Toutes les méthodes de mesure de  $|V_{ub}|$  proposées ou réalisées avant l'arrivée de données de BaBar ont porté sur l'étude des désintégrations semi-leptoniques des mésons B [30]. Celles-ci ont l'avantage d'avoir, en général, une interprétation théorique plus facile, car les effets du courant hadronique sont isolés. Cet avantage est néanmoins tempéré par le fait que, expérimentalement, il est assez difficile de bien séparer les désintégrations  $B \rightarrow X_u l \bar{\nu}$ , où  $X_u$  est un méson léger, de celles de type  $B \rightarrow X_c l \bar{\nu}$ , où  $X_u$  est un méson charmé. En effet, la reconstruction complète de l'état final exige la reconstruction d'un neutrino, ce qui implique à son tour des techniques très délicates de reconstruction de l'énergie manquante dans l'événement.

Une analyse inclusive basée sur la seule reconstruction du lepton chargé  $l$  est possible mais seulement une faible partie des désintégrations recherchées peut être isolée expérimentalement de façon simple. En effet une coupure sur l'impulsion du lepton  $l$  correspondant à la limite cinématique pour le processus  $B \rightarrow X_c l \bar{\nu}$  permet de rejeter la quasi totalité de ces désintégrations, mais sélectionne seulement 10 % des désintégrations  $B \rightarrow X_u l \bar{\nu}$ . Cela pose des problèmes très délicats d'extrapolation à tout le spectre et entraîne une grande incertitude théorique sur la mesure de  $V_{ub}$ .

L'arrivée des données de BaBar permet-elle de reconsidérer ce problème et d'envisager des nouvelles approches expérimentales capables de fournir une mesure de  $|V_{ub}|$  plus précise et plus propre du point de vue théorique? Voilà les questions que je me suis posées lors des études de préparation de l'analyse des données de BaBar, dans la période 1996-2000. Dans la première section de ce chapitre je présente une nouvelle méthode de mesure de  $|V_{ub}|$  basée sur la reconstruction exclusive d'un méson B, méthode que j'ai développée lors des "Ateliers de Physique" qui ont mené à la rédaction du "BaBar Physics Book" [1],

dont la section correspondante figure dans l'Annexe C.

La deuxième section présente une méthode alternative basée sur la reconstruction d'un méson  $D_s^+$  et qui a été menée conjointement avec R. Aleksan et A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène et J.-C. Raynal, théoriciens du LPT d'Orsay (cf. Annexe C).

Finalement, en 1999-2002, j'ai encadré les travaux de thèse de Bruno Serfass, portant sur la mesure de  $|V_{ub}|$  dans les désintégrations semi-leptoniques avec le détecteur BaBar. Ces résultats sont brièvement exposés dans la dernière section de ce chapitre.

## 4.1 Une nouvelle méthode de mesure de $|V_{ub}|$ dans les désintégrations semi-leptoniques

Pour surmonter les difficultés évoquées plus haut liées à la sélection des désintégrations semi-leptoniques sans production de particules charmées, une possibilité, proposée à l'origine dans un article de V. Barger, C. Kim et R. Phillips [31], est celle de considérer la masse du système hadronique  $m_X$  produit. Dans le cas de la production d'une particule charmée, cette masse est supérieure ou égale à celle du méson  $D^0$ , alors que pour les désintégrations recherchées une bonne partie du spectre se trouve à des valeurs inférieures. En effectuant une sélection basée sur la masse du système hadronique  $m_X < m_D$ , on isole donc un échantillon de désintégrations semi-leptoniques sans charme. Le comptage de ce type d'événements peut ensuite être utilisé pour une mesure de  $|V_{ub}|$  avec de faibles incertitudes théoriques.

Du point de vue théorique, l'étude de faisabilité présentée ici a stimulé le travail théorique en particulier pour ce qui est des incertitudes systématiques liées à la coupure sur  $m_X$ . Des études menées lors de la rédaction du BaBar Physics Book [32, 33] ont conclu que cette erreur systématique liée à la théorie pourrait être de 10% (20 %) pour  $m_X < m_D$  (1.5 GeV/ $c^2$ ) (fig. 4.1).

Dans le cas de Babar, la difficulté d'appliquer cette méthode réside dans le fait que les produits de désintégration des deux mésons B ne sont pas facilement séparables. A la différence des expériences de LEP par exemple, les deux B et leurs produits de désintégrations ne sont pas séparés en deux jets mais se superposent dans le détecteur. Une façon de séparer les deux B est de reconstruire complètement un des deux mésons B. Cette méthode est très coûteuse en terme de statistique mais offre l'avantage d'un échantillon très propre, où les caractéristiques cinématiques de l'autre B sont connues très précisément.

Une première étape dans cette étude consiste dans l'évaluation de l'efficacité de reconstruction exclusive des B dans des modes comme  $B \rightarrow D^{(*)}h$  où  $h = \pi, \rho, a_1$ . On obtient alors une efficacité de  $5.7 \cdot 10^{-3}$  par paire  $B\bar{B}$ .

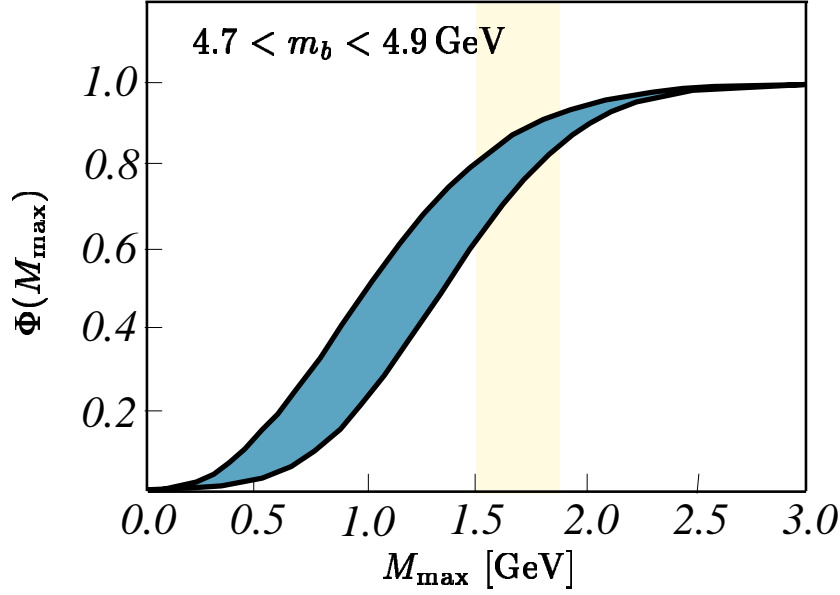


FIG. 4.1 – Prédiction théorique [33] pour la fraction des événements  $\bar{B} \rightarrow X_u l \bar{\nu}$  en dessous d'un seuil  $M_{\max}$ . La valeur de  $m_b$  a été variée entre 4.7 et 4.9 GeV/ $c^2$ , avec  $\alpha_s$  et  $\lambda_1$  fixés.

Dans chaque événement, après reconstruction exclusive d'un B, on calcule l'impulsion du neutrino  $p_\nu$  comme

$$p_\nu = p_B - p_l - p_X \quad (4.1)$$

où  $p_B$ ,  $p_l$  et  $p_X$  sont respectivement l'impulsion du B qui se désintègre semi-leptoniquement, du lepton et du système hadronique. Toute particule non reconstruite fausse la mesure de l'impulsion du neutrino et est potentiellement source de bruit de fond. Une procédure de sélection permet de réduire cette contamination :

- sélection d'un lepton de haute impulsion ;
- coupures pour rejeter les événements où certaines particules n'ont pas été détectées (charge totale, présence d'un deuxième lepton) ;
- vérification de la compatibilité entre l'impulsion et l'énergie manquante dans l'état final et leur identification avec le vecteur quadri-impulsion du neutrino.(fig. 4.2)
- coupure sur la masse invariante  $m_x$  du système hadronique (fig. 4.3).

Cette procédure a été étudiée avec le programme de simulation rapide Aslund ainsi que sur une première version de la chaîne complète de simulation et reconstruction de BaBar. L'efficacité de sélection, en sus de l'efficacité de reconstruction exclusive de l'autre B, est de 30 % et le rapport S/B est supérieur à 5 pour une coupure  $m_X < 1.7$  GeV/ $c^2$ . Ces premiers résultats sont encourageants car ils montrent que le bruit de fond dû aux désintégrations semi-leptoniques mal reconstruites avec production de charme ne pose pas

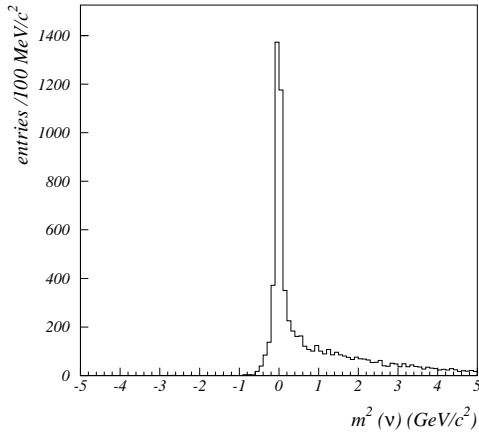


FIG. 4.2 – Distribution de  $m_\nu^2$  pour des désintégrations semi-leptoniques de mésons B. La queue à des valeurs positives est due aux événements où des particules de l'état final n'ont pas été détectées.

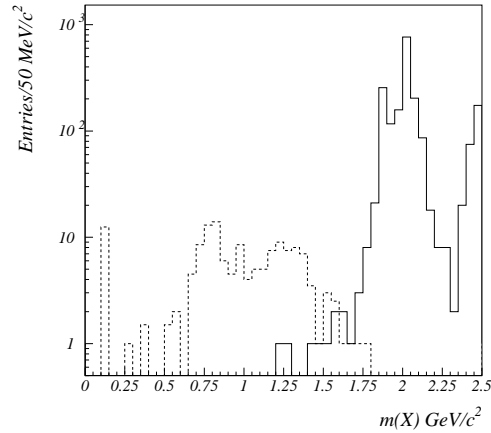


FIG. 4.3 – Distribution de  $m_X$ , la masse reconstruite du système hadronique. L'histogramme pointillé représente la distribution pour les transitions semi-leptoniques sans charme, celui en trait plein pour les transitions semi-leptoniques charmées.

des problèmes insurmontables.

Le nombre d'événements de signal reconstruits est de 120 pour une luminosité de  $30 fb^{-1}$ , ce qui permet d'obtenir une erreur statistique plutôt bonne, de l'ordre de 15 % même en tenant compte d'une certaine incertitude sur la contamination par les désintégrations charmées ainsi que de l'incertitude théorique sur la fraction des événements sélectionnés par la coupure sur  $m_x$ .

Si les conclusions de ce type d'étude préliminaire étaient limitées car liées à l'état d'avancement des logiciels de simulation de Babar, cela a permis de stimuler des études théoriques sur l'incertitude systématique attachée à ces mesures ainsi que d'impulser des études expérimentales allant dans ce sens. Ce type d'analyse a été effectuée dans Babar et elle donne des résultats conformes aux prévisions présentées ici.

## 4.2 Mesure de $|V_{ub}|$ dans les désintégrations hadroniques

À la base de la méthode proposée ici [34] est l'observation qu'on peut remplacer la paire  $l\nu$  du diagramme semi-leptonique  $b \rightarrow ul\nu$  par un méson  $D_s$  (figure 4.4). La reconstruction d'un méson  $D_s$  de haute impulsion au delà de la limite cinématique ( $1.82 GeV/c$ ) pour le processus  $b \rightarrow X_c D_s$  (fig. 4.5) permet ainsi de sélectionner les processus  $b \rightarrow X_u D_s$  avec



une bonne efficacité, comme nous allons le montrer par la suite.

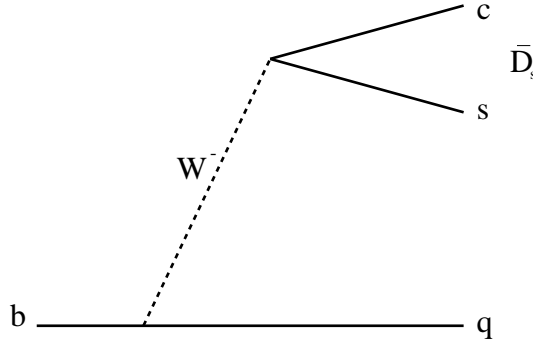


FIG. 4.4 – Production d'un méson  $\bar{D}_s$  dans la désintégration faible d'un quark b.

### 4.2.1 Calcul théorique

Pour effectuer le calcul du taux de désintégration inclusif  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_q$  qui est à la base de la méthode proposée, on utilise l'hypothèse de factorisation [14] qui permet d'écrire l'élément de matrice de la transition comme

$$\langle D_s^{(*)+} \bar{q} | H_{eff} | \bar{b} \rangle = \frac{G_F^2}{\sqrt{2}} a_1 V_{qb}^* V_{cs} \langle D_s^{(*)+} | A^\mu (V^\mu) | 0 \rangle \langle \bar{q} | J_{\mu q} | \bar{b} \rangle, \quad (4.2)$$

où  $G_F$  est la constante de Fermi,  $V_{ij}$  sont les éléments de la matrice CKM,  $a_1 = 1.00 \pm 0.06$  est une combinaison de facteurs QCD qui peut être extraite d'une analyse des désintégrations des mésons B, et  $J_{\mu q} = \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b$ . Pour le cas de la production du pseudo-scalaire  $D_s$  on obtient

$$\Gamma^0(\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{q}) = \frac{G_F^2}{8\pi} |V_{qb}^* V_{cs}|^2 f_{D_s}^2 \frac{(m_b^2 - m_q^2)^2}{m_b^2} \left( 1 - \frac{m_{D_s}^2 (m_b^2 + m_q^2)}{(m_b^2 - m_q^2)^2} \right) p_{D_s} a_1^2, \quad (4.3)$$

où  $p_{D_s}$  est l'impulsion du méson  $D_s$  dans le système de repos du quark  $b$  et  $f_{D_s}$  est la constante de désintégration du méson  $D_s$ . Un calcul similaire peut être effectué pour la production d'un méson  $D_s^*$ .

Ces calculs ont été faits pour un quark  $q$  générique dans l'état final et permettent une comparaison avec la mesure expérimentale du rapport d'embranchement  $Br(B \rightarrow D_s^\pm X)$  qui est dominé par les désintégrations favorisées de Cabibbo. On obtient  $Br(\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{c}) = 8.0\%$  alors que la mesure donne  $Br(B \rightarrow D_s^\pm X) = (10.0 \pm 2.5)\%$ . Cela montre que les résultats obtenus avec l'hypothèse de factorisation sont en bon accord avec les mesures et apporte un élément de validation à notre approche. Pour les désintégrations considérées ici, on obtient  $Br(\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{u}) = 6.8 \cdot 10^{-4}$ , à cause de la valeur très faible de  $|V_{ub}|$ .

### 4.2.2 Un modèle de hadronisation pour $\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{u}$

Les prédictions présentées dans la section précédente ont été effectuées en considérant les quarks considérés comme libres. Une étude plus réaliste du spectre en impulsions des  $D_s$  produits doit tenir compte du fait que le quark B est dans un état lié ainsi que des complexités de l'hadronisation. Un premier pas en ce sens a été fait en considérant le modèle dit ACCMM [35], dans lequel on introduit une distribution gaussienne de l'impulsion de Fermi  $p_F$ , avec largeur caractéristique de l'ordre de 300 MeV/c. Ce modèle a été utilisé avec succès pour décrire le spectre des leptons issus des désintégrations semi-leptoniques. Pour ce faire, j'ai écrit une routine de génération des désintégrations  $B \rightarrow D_s^+ \bar{u}$  selon le modèle ACCMM et où l'hadronisation est effectuée par les routines Jetset [36].

La distribution obtenue (fig. 4.6) en utilisant ce programme est ensuite utilisée pour calculer la fraction des événements au delà de la limite cinématique, ce qui est présenté dans le tableau 4.1. On voit que ces fractions, présentées pour différentes valeurs des paramètres du modèle ACCMM, sont élevées et proches de 50 %. La valeur optimale de la coupure sur l'impulsion du méson  $D_s$  devra faire l'objet d'une étude spécifique qui prenne en compte les caractéristiques du détecteur ainsi que le bruit de fond à rejeter.

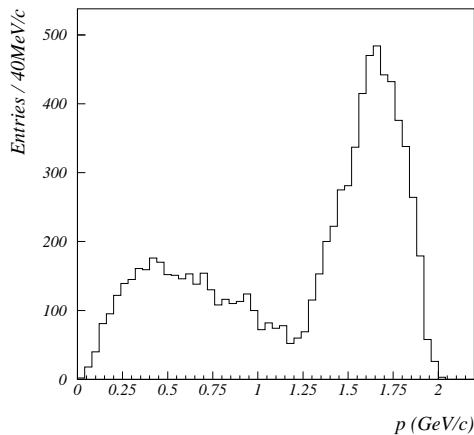


FIG. 4.5 – Spectre de l'impulsion des mésons  $D_s^+$  mesons produits par la réaction  $\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{c}$  dans le laboratoire. La limite cinématique est à 1.82 GeV/c dans le système de repos du B, à environ 2 GeV/c dans le laboratoire.

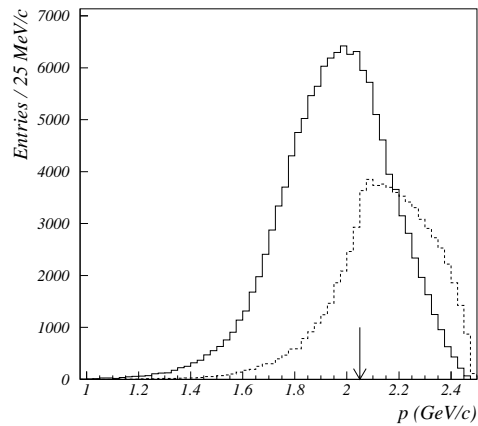


FIG. 4.6 – Distribution de l'impulsion des mésons  $D_s$  produits par la désintégration  $\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{u}$  selon le modèle ACCMM. L'histogramme pointillé représente les  $D_s$  directs tandis que celui en trait plein les  $D_s$  venant d'un  $D_s^*$ .

TAB. 4.1 – Fraction (%) des événements  $\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+}\bar{u}$  retenus par une coupure sur l'impulsion du  $D_s$  à 2, 2.05 et 2.1 GeV/c pour différentes valeurs des paramètres du modèle ACCMM. Toutes les impulsions sont en GeV/c.

$m_u, m_d$ (MeV/c <sup>2</sup> )	$p_F$	$p_{D_s} > 2.00$	$p_{D_s} > 2.05$	$p_{D_s} > 2.10$
150	0.300	50	39	30
10	0.200	63	54	43
10	0.300	57	48	38
10	0.400	51	42	33

### 4.2.3 Etude de faisabilité avec le détecteur Babar

Une étude de faisabilité de cette analyse doit prendre en compte deux problématiques :

- d'une part l'existence de processus de désintégration du B avec production d'un méson  $D_s$  de haute impulsion mais qui procèdent par d'autres diagrammes que celui de fig. 4.4 ;
- d'autre part les problèmes de détection expérimentale du signal par la reconstruction d'un méson  $D_s$ , son efficacité et la précision de la mesure de son impulsion.

Le premier point a été traité en considérant d'autres processus comme les diagrammes d'annihilation en calculant leur taux. La conclusion de cette étude est que ces modes pourraient polluer le signal mais que cette difficulté peut être surmontée en étudiant la corrélation entre la charge du  $D_s$  et la saveur du méson  $B$  qui se désintègre. Ceci peut être effectué expérimentalement en recherchant dans l'état final un lepton de haute impulsion issu d'une désintégration  $b \rightarrow c\ell\nu$ .

Le deuxième point a été abordé en étudiant les performances du détecteur Babar à l'aide d'un programme de simulation Monte Carlo. Les résultats de cette étude sont montrés sur la figure 4.7. La résolution sur la masse est de 6.4 MeV/c<sup>2</sup> et celle sur l'impulsion est de 6.7 MeV/c. Ce résultat confirme qu'on peut facilement séparer les mésons  $D_s$  sur la base de leur spectre en impulsion sans craindre une pollution de ceux qui sont produits à faible impulsion. On peut aussi calculer le nombre de  $D_s$  reconstruits dans le mode  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  qui donne  $n_{rec} = 143$  pour une luminosité de 30 fb<sup>-1</sup>. Ce nombre d'événements est suffisant pour permettre de mesurer  $|V_{ub}|$  avec une bonne précision statistique et cela peut être amélioré en reconstruisant d'autres modes de désintégration du  $D_s$ .

## 4.3 Mesure de $|V_{ub}|$ dans les désintégrations semi-leptoniques

Dans la suite des études préliminaires présentées dans ce chapitre, j'ai encadré les travaux de thèse [37] de Bruno Serfass, qui a étudié les désintégrations semi-leptoniques sans charme avec les premières données enregistrées par le détecteur Babar.

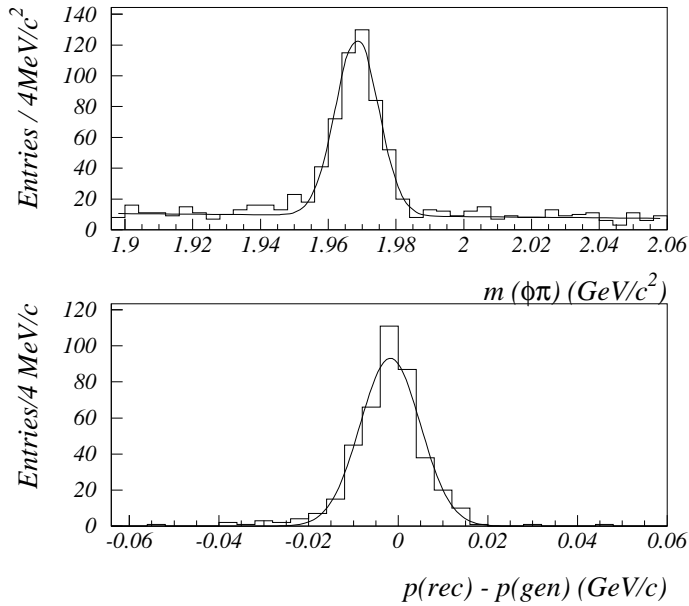


FIG. 4.7 – Resolution en masse (haut) et en impulsion (bas) des mésons  $D_s$  reconstruits par le détecteur Babar.

Après une première étape d'études avec les programmes de simulation complète du détecteur il a été clair que

- les nouvelles méthodes présentées plus haut nécessitaient une statistique plus importante que les données disponibles ;
- l'analyse la plus intéressante compte tenu de ceci portait sur la reconstruction exclusive des désintégrations  $B \rightarrow \pi l \nu$  and  $B \rightarrow \rho l \nu$  ;
- pour ce faire, une méthode avec reconstruction précise de l'énergie et l'impulsion manquante était très difficile à réaliser dans Babar à cause de l'herméticité insuffisante du détecteur.

Ces considérations nous ont amenés à mettre en oeuvre une autre technique de reconstruction de ces états finals, proposée et réalisée par l'expérience CLEO [38], qui dépend beaucoup moins des performances du détecteur. Cette analyse est basée sur la reconstruction des désintégrations  $B \rightarrow \rho e \nu$ . On considère deux régions pour l'énergie de l'électron :  $2.0 \leq E_e < 2.3$  GeV (*low- $E_e$* ) et  $2.3 \leq E_e < 2.7$  GeV (*high- $E_e$* ).

L'impulsion manquante est donnée par

$$\vec{p}_{\text{miss}} = - \sum_{\text{tracks}} \vec{p}_i - \sum_{\text{photons}} \vec{p}_i, \quad (4.4)$$

où la somme est sur toutes les traces et les dépôts d'énergie. L'impulsion manquante est comparée à l'impulsion du neutrino obtenue par la cinématique de la désintégration afin

de réduire les événements mal reconstruits.

Un ajustement sur les distributions de  $M_{\pi\pi}$  et de  $\Delta E$ , où  $M_{\pi\pi}$  est la masse invariante du méson  $\rho$  et  $\Delta E$  est la différence entre l'énergie reconstruite du méson B et celle attendue, permet de déterminer le nombre d'événements de signal en tenant compte des bruit de fond dus au continuum, aux désintégrations semi-leptoniques charmées ainsi qu'aux événements  $b \rightarrow ue\nu$  mal reconstruits.

Le résultat de cette étude est la mesure

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- e^+ \nu) = (3.79 \pm 0.41 \text{ (stat.)} \pm 0.58 \text{ (syst.)} \pm 0.41 \text{ (th.)}) \times 10^{-4}, \quad (4.5)$$

où l'incertitude théorique a été estimée en utilisant cinq modèles différents pour les facteurs de forme. La valeur de  $|V_{ub}|$  ainsi obtenue est

$$|V_{ub}| = (3.83 \pm 0.20 \text{ (stat.)} \pm 0.30 \text{ (syst.)} \pm 0.60 \text{ (th.)}) \times 10^{-3} \quad (4.6)$$

qui est en bon accord avec les résultats obtenus par l'expérience CLEO ainsi que par les expériences auprès du LEP. Il faut souligner que le traitement des incertitudes statistiques a été amélioré par rapport à la référence [38].

## 4.4 Conclusion

La mesure précise de  $|V_{ub}|$  constitue encore aujourd'hui un difficile défi expérimental. Les études présentées dans ce chapitre ont permis d'envisager d'autres pistes pour effectuer cette mesure, dont certaines sont en train d'être mises en oeuvre par la collaboration BaBar avec l'objectif de réduire les incertitudes systématiques qui dominent dans les méthodes classiques. L'étude des modes  $B \rightarrow \rho l \nu$  a confirmé la validité des analyses précédentes tout en améliorant le traitement des incertitudes statistiques.

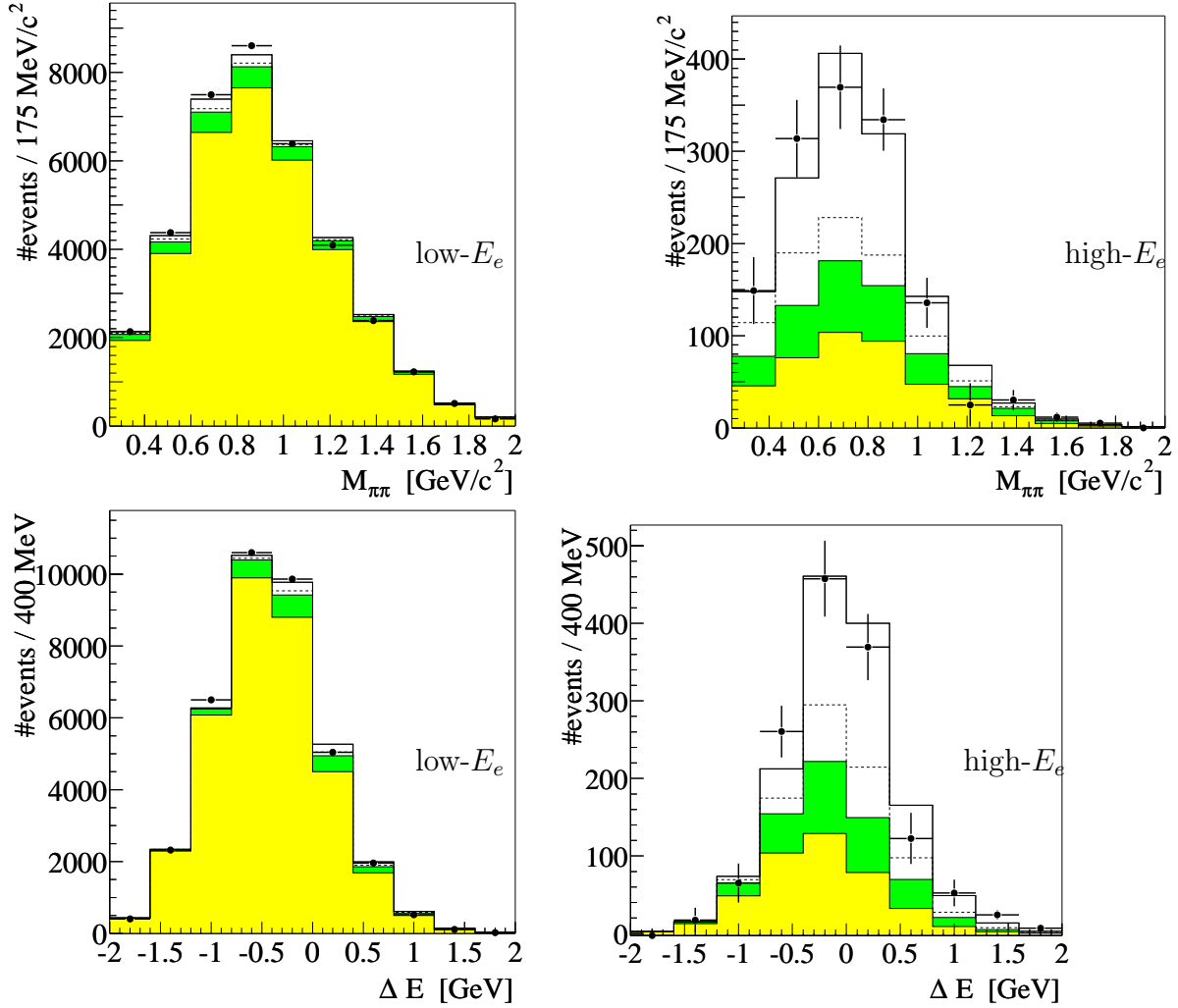


FIG. 4.8 – Distributions sur les données (points avec les barres d'erreur) et projections de l'ajustement (histograms) de  $M_{\pi\pi}$  (figures du haut) et  $\Delta E$  (figures du bas) pour le mode  $B^0 \rightarrow \rho^- e^+ \nu$ ; à gauche sont montrés les résultats pour la région "low- $E_e$ " et à droite pour "high- $E_e$ ". Les résultats du fit correspondent au modèle ISGW pour les facteurs de forme. Les histogrammes correspondent à la distribution du signal (histogramme blanc), au bruit de fond dû aux autres désintégrations  $b \rightarrow ue\nu$  (région grise sombre), et à  $b \rightarrow ce\nu$  (région grise claire).

# Chapitre 5

## La violation de CP dans $B^0 \rightarrow D^{*\mp} \pi^\pm$

Ce chapitre présente mes activités d'analyses des données de BaBar depuis 2000. A l'été 2000, l'expérience BaBar avait enregistré un échantillon correspondant à environ  $10 \text{ fb}^{-1}$ , ce qui était un premier pas important mais restait néanmoins insuffisant pour beaucoup d'analyses de violation de CP ainsi que pour les mesures de  $|V_{ub}|$ . Je me suis tourné naturellement vers les études mettant en oeuvre la reconstruction partielle, car elles étaient à même de fournir des premières mesures significatives sur la base d'un échantillon réduit, et ainsi de tester les logiciels et les procédures d'analyse de l'expérience. En même temps, ces techniques trouvaient une perspective attrayante à long terme dans la mesure de l'angle  $\gamma$ .

Après un travail de préparation consacré à la mise au point des procédures de reconstruction et de sélection des désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$ , j'ai effectué une mesure préliminaire du temps de vie du méson  $B^0$  qui a fait l'objet d'une communication [39] à la conférence ICHEP 2000 à Osaka (Japon). En 2001, j'ai encadré le travail de stage de Grégory Schott consacré à l'étude des désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*-} K^+$ , qui a ensuite été présentée aux conférences à l'automne de cette même année [40]. En 2002, j'ai finalisé la mesure du temps de vie du méson  $B^0$  qui a fait l'objet d'une publication dans "Physical Review D" (Annexe E).

Ces travaux n'étaient que la préparation de la mesure des asymétries violant CP dans les désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$  effectuée avec Marie Legendre, dont j'encadre les activités de thèse, Sergey Ganzhur et Abi Soffer. Cette mesure a été présentée à la conférence EPS 2003 à Aachen et a été soumise pour publication à la revue "Physical Review Letter" (Annexe F).

La première partie du chapitre expose le but à long terme de ces travaux. La deuxième partie présente la méthode de reconstruction, la troisième les analyses de validation et la dernière les premiers résultats sur les asymétries violant CP obtenus avec ces modes.

## 5.1 Introduction

### 5.1.1 La mesure de l'angle $\gamma$

Le but principal de l'expérience BaBar est de mesurer avec précision les angles du triangle d'unitarité afin de contraindre le Modèle Standard et de chercher d'éventuelles contributions de phénomènes physiques nouveaux. La mesure de l'angle  $\beta$  est réalisée par l'étude du mode en or  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  : en 2001, cette analyse donnait la première évidence de la violation de CP dans le système des mésons B (cf. Annexe D). La précision de cette mesure s'est ensuite considérablement améliorée : à ce jour on a  $\sin(2\beta) = 0.74 \pm 0.07$  [41]. La mesure de l'angle  $\alpha$  s'est par contre révélée plus difficile que prévu, notamment à cause de la contribution des diagrammes pingouins, difficiles à prédire théoriquement.

La mesure de l'angle  $\gamma$  joue donc un rôle très important car, indépendamment de la mesure de  $\alpha$ , elle peut servir à contraindre le triangle uniquement sur la base de la mesure des angles, c'est-à-dire des observables liées à la violation de CP. C'est pour cette raison que j'ai consacré une grande partie de mon activité d'analyse des données de BaBar à la préparation et à la réalisation d'une mesure, qui est décrite dans ce chapitre, de l'observable  $\sin(2\beta + \gamma)$  par l'étude des désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$ . Cette méthode a été proposée dans les références [42].

### 5.1.2 Les désintégrations $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$

Les diagrammes décrivant les désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  sont illustrés dans les figures 5.1 et 5.2. On peut remarquer qu'il s'agit dans les deux cas de diagrammes en arbre, donc ils ne devraient pas être affectés de manière importante par des contributions dues à des nouvelles particules.

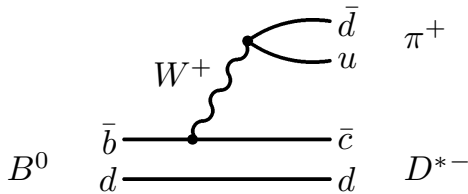


FIG. 5.1 – Diagramme de Feynman pour la désintégration dominante  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ .

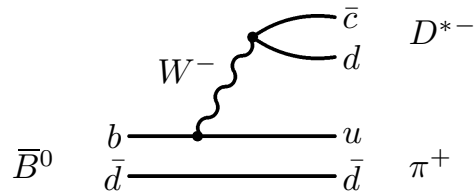


FIG. 5.2 – Diagramme de Feynman pour la désintégration supprimée  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ .

On peut noter que l'amplitude du diagramme supprimé est réduite par le facteur  $|\frac{V_{ub}V_{cd}}{V_{cb}V_{ud}}| = O(10^{-2})$ . Cela constitue un formidable défi expérimental car il faut détecter un terme d'interférence dont l'amplitude est de ce même ordre. C'est la raison principale pour la méthode de reconstruction partielle que nous allons présenter par la suite.



Pour ce qui est de l'évolution temporelle, il s'agit d'un cas légèrement différent de celui d'un état final état propre de CP décrit dans le chapitre 1. Dans ce cas, il y a un couple d'états finals,  $f = D^{*+}\pi^-$  et  $\bar{f} = D^{*-}\pi^+$ , qui sont accessibles à la fois au  $B^0$  et au  $\bar{B}^0$ . Les oscillations  $B^0 - \bar{B}^0$  introduisent la possibilité d'interférence entre les deux amplitudes en jeu ce qui permet de mesurer la différence entre les phases faibles.

Les équations d'évolution dans le temps s'écrivent

$$\begin{aligned}
 |\langle f|H|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_f|^2\left[\frac{1}{2}(1+|\lambda|^2) + \frac{1}{2}(1-|\lambda|^2)\cos(\Delta m_B t) - \mathcal{I}m\lambda\sin(\Delta m_B t)\right] \\
 |\langle f|H|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_f|^2\left[\frac{1}{2}(1+|\lambda|^2) - \frac{1}{2}(1-|\lambda|^2)\cos(\Delta m_B t) + \mathcal{I}m\lambda\sin(\Delta m_B t)\right] \\
 |\langle \bar{f}|H|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_{\bar{f}}|^2\left[\frac{1}{2}(1+|\bar{\lambda}|^2) + \frac{1}{2}(1-|\bar{\lambda}|^2)\cos(\Delta m_B t) - \mathcal{I}m\bar{\lambda}\sin(\Delta m_B t)\right] \\
 |\langle \bar{f}|H|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_{\bar{f}}|^2\left[\frac{1}{2}(1+|\bar{\lambda}|^2) - \frac{1}{2}(1-|\bar{\lambda}|^2)\cos(\Delta m_B t) + \mathcal{I}m\bar{\lambda}\sin(\Delta m_B t)\right],
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

où

$$\lambda = \frac{q\bar{A}_f}{pA_f}, \quad A_f = \langle f|H|B^0\rangle, \quad \bar{A}_f = \langle f|H|\bar{B}^0\rangle \tag{5.2}$$

$$\bar{\lambda} = \frac{q\bar{A}_{\bar{f}}}{pA_{\bar{f}}}, \quad A_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|H|B^0\rangle, \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|H|\bar{B}^0\rangle. \tag{5.3}$$

Pour montrer le lien entre le triangle d'unitarité et les équations 5.1, nous allons nous placer dans la convention de phase de Wolfenstein. On peut alors écrire

$$\begin{aligned}
 A_f &= \bar{A}_{\bar{f}} = Ae^{i\delta_c} \\
 \bar{A}_f &= ae^{i\delta_u}e^{-i\gamma} \\
 A_{\bar{f}} &= ae^{i\delta_u}e^{i\gamma}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

où  $A$  et  $a$  sont des amplitudes réelles et les  $\delta_x$  sont des phases fortes. Dans cette même convention de phase on trouve que  $q/p = e^{-2i\beta}$  ce qui implique que  $\lambda = \frac{a}{A}\exp(-i(2\beta + \gamma - \delta))$  où  $\delta = \delta_u - \delta_c$ .

Les équations 5.1 s'écrivent alors

$$\begin{aligned}
 |\langle f|H|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= E\left[1 + \frac{1-r^2}{1+r^2}\cos(\Delta m_B t) + 2\frac{r}{1+r^2}\sin(2\beta + \gamma - \delta)\sin(\Delta m_B t)\right] \\
 |\langle f|H|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= E\left[1 - \frac{1-r^2}{1+r^2}\cos(\Delta m_B t) - 2\frac{r}{1+r^2}\sin(2\beta + \gamma - \delta)\sin(\Delta m_B t)\right] \\
 |\langle \bar{f}|H|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= E\left[1 - \frac{1-r^2}{1+r^2}\cos(\Delta m_B t) + 2\frac{r}{1+r^2}\sin(2\beta + \gamma + \delta)\sin(\Delta m_B t)\right] \\
 |\langle \bar{f}|H|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle|^2 &= E\left[1 + \frac{1-r^2}{1+r^2}\cos(\Delta m_B t) - 2\frac{r}{1+r^2}\sin(2\beta + \gamma + \delta)\sin(\Delta m_B t)\right],
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

où  $E = \frac{1}{2}(A^2 + a^2)e^{-\Gamma t}$  et  $r = a/A$ .

Il est intéressant de noter que les coefficients des termes en  $\cos(\Delta m_B t)$  dépendent de  $r^2$  et donc en principe pourraient permettre la détermination de cette quantité dans l'ajustement des distributions dépendant du temps. Malheureusement la valeur attendue pour  $r$  est de quelques  $10^{-2}$  et donc il n'est pas possible d'envisager une mesure de  $r$  par cette méthode avec les données actuellement disponibles. De plus, les coefficients des termes en  $\cos(\Delta m_B t)$  sont modifiés par le taux de mauvaise identification et il est donc impossible de déterminer à la fois ce taux et le paramètre  $r$ . Compte tenu de ces difficultés, nous avons choisi de négliger les termes en  $r^2$  dans ces formules, ce qui est une très bonne approximation.

Les coefficients des termes en  $\sin(\Delta m t)$  s'écrivent alors  $S^\pm = 2r \sin(2\beta + \gamma \pm \delta)$  et l'ajustement des distributions dépendant du temps détermine ces quantités. Nous allons revenir lors de l'interprétation de nos mesures sur la valeur de  $r$ , qui est mal connue et pose donc des problèmes pour cette analyse.

## 5.2 La méthode de reconstruction partielle

### 5.2.1 La reconstruction partielle

Mesurer une asymétrie de CP de l'ordre du pourcent exige une méthode de reconstruction très efficace. Dans notre cas nous avons choisi la méthode de la reconstruction partielle qui permet de sélectionner un échantillon très important mais qui pose aussi des problèmes de reconstruction et comporte des bruits de fond non négligeables. Cette méthode a déjà été utilisée pour des mesures de précision [43] à la fois par l'expérience CLEO et par les expériences auprès du LEP.

Dans la reconstruction partielle d'un candidat  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$ , on utilise seulement la trace du pion énergétique (ou "dur") provenant de la désintégration du  $B$  et la trace du pion "mou"  $\pi_s$  provenant de  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi_s^-$ . On calcule le cosinus de l'angle entre les impulsions dans le centre de masse (CM) du  $B$  et du pion énergétique comme

$$\cos \theta_{Bh} = \frac{M_{D^{*-}}^2 - M_{B^0}^2 - M_\pi^2 + E_{\text{CM}}E_h}{2p_B|\vec{p}_h|}, \quad (5.6)$$

où  $M_x$  est la masse de la particule  $x$ ,  $E_h$  et  $\vec{p}_h$  sont l'énergie dans le CM et l'impulsion du pion énergétique,  $E_{\text{CM}}$  est l'énergie totale des faisceaux dans le CM et  $p_B = \sqrt{E_{\text{CM}}^2/4 - M_{B^0}^2}$ .

On requiert que les candidats satisfassent  $|\cos \theta_{Bh}| < 1$ , ce qui sélectionne des pions durs dont l'impulsion est comprise entre 2.15 et 2.4 GeV/c. L'impulsion des pions mous

du signal est comprise entre 50 MeV/c (limite inférieure pour la détection d'une trace dans BaBar) et 400 MeV. En utilisant  $\cos \theta_{Bh}$  et les impulsions mesurées de  $\pi_h$  et  $\pi_s$ , la quadri-impulsion du  $B$  peut être calculée à un angle azimuthal inconnu  $\phi$  autour de  $\vec{p}_h$  près. Pour toute valeur de  $\phi$ , le quadrivecteur du  $\mathcal{P}_D(\phi)$  est déterminé par la conservation de l'impulsion et on peut calculer une masse invariante  $m(\phi) \equiv \sqrt{|\mathcal{P}_D(\phi)|^2}$  dépendant de  $\phi$ .

On définit la masse manquante comme  $m_{\text{miss}} \equiv \frac{1}{2} [m_{\text{max}} + m_{\text{min}}]$ , où  $m_{\text{max}}$  et  $m_{\text{min}}$  sont les valeurs maximum et minimum de  $m(\phi)$ . Cette quantité est la principale variable utilisée pour distinguer le signal du bruit de fond. Pour les événements de signal  $m_{\text{miss}}$  est piquée à la masse nominale du  $D^0$  mass  $M_{D^0}$ , avec une largeur d'environ 3 MeV/c<sup>2</sup>, alors que la distribution pour le bruit de fond est sensiblement plus large. Le choix arbitraire  $\phi = 0$  permet aussi de calculer l'angle d'hélicité du  $D^*$   $\theta_{D^*}$ , défini comme l'angle entre la direction du  $D$  et du  $B$  dans le système de repos du  $D^*$ .

### 5.2.2 Les bruits de fond et la procédure de sélection

Le bruit de fond principal vient des événements du continuum  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , où  $q$  représente un quark  $u$ ,  $d$ ,  $s$ , ou  $c$ , où il y a une production importante de traces énergétiques. Ce bruit de fond est réduit en utilisant la configuration à deux jets des événements du continuum, alors que les événements  $B - \bar{B}$  sont plutôt isotropes. On demande que  $R2$ , le rapport entre les moments de Fox-Wolfram [44] d'ordre 2 et 0, soit inférieur à 0.4. Ensuite on considère 15 variables liées à la forme de l'événement qui sont combinées en utilisant la méthode des discriminants de Fisher (cf. Annexe E). Cette nouvelle variable  $F$  est utilisée soit pour la sélection (mesure du temps de vie du méson  $B^0$ ), soit comme variable pour l'ajustement.

Une étude des événements simulés a permis de mettre en évidence deux sources de bruit de fond particulièrement insidieuses, les événements  $B \rightarrow D^{*\mp} \rho^\pm$ , où le  $\rho$  est polarisé longitudinalement et peut donc produire un pion chargé énergétique, et les événements  $B \rightarrow D^{**} \pi$  ainsi que  $B \rightarrow D^* \pi \pi$ . Ces derniers constituent ce qu'on nomme le " $B\bar{B}$  qui pique". Dans les deux cas il y a production d'un pion énergétique et d'un pion mou qui simulent un événement de signal et donnent lieu à un pic dans la distribution de  $m_{\text{miss}}$ . D'autre part, ce pic est plus large que pour le signal à cause des autres particules produites dans l'état final.

Il faut finalement remarquer la présence d'un fond  $B\bar{B}$  combinatoire, dû à l'association d'un pion dur et d'un pion mou produits par la désintégration des deux mésons  $B$  de l'événement. On réduit ce fond en exigeant  $|\cos \theta_{D^*}| > 0.4$  ainsi qu'en rejetant les kaons et les leptons de l'échantillon de pions durs sur la base de l'information d'identification

des particules fournie par les détecteurs de BaBar.

### 5.2.3 Reconstruction des vertex de désintégration

La détermination des vertex de désintégration ainsi que l'étiquetage de la saveur sont compliqués par le fait que les traces du  $D^0$  non reconstruit sont présentes dans l'événement. Cela a rendu nécessaire le développement de procédures spécifiques à cette analyse et de tenir compte des effets résiduels dus à ces traces dans l'ajustement des quantités physiques.

Pour déterminer  $z_{\text{rec}}$ , la position le long de l'axe des faisceaux du candidat  $B$  partiellement reconstruit, on ajuste la trace du pion dur avec la contrainte sur la position du faisceau dans le plan transverse  $(x, y)$ . La taille du faisceau dans la direction  $y$  est d'environ  $5 \mu\text{m}$ , mais on considère une contrainte de  $30 \mu\text{m}$  dans cet ajustement pour tenir compte du vol du  $B$  dans le plan transverse. On n'utilise pas la trace du pion mou dans l'ajustement car elle est affectée par la diffusion multiple.

La position  $z_{\text{tag}}$  de l'autre  $B$  dans l'événement, appelé  $B_{\text{tag}}$ , est obtenue en utilisant toutes les autres traces en excluant celles dont l'impulsion dans le CM est comprise dans un cône de 1 rad centré sur l'impulsion du  $D$  ("coupure du cône"). Cela permet d'éliminer une grande partie des traces provenant de la désintégration du  $D$  qui peuvent biaiser la détermination de  $z_{\text{tag}}$ . Les traces sont ajustées avec une contrainte sur la position du faisceau dans le plan  $(x, y)$ . La trace avec la plus grande contribution au  $\chi^2$  du vertex, si supérieure à 6, est éliminée et l'ajustement est réitéré jusque à ce que toutes les traces aient une contribution au  $\chi^2$  inférieure à cette coupure. Cette procédure permet de limiter l'impact des traces provenant de la particule charmée produite par le  $B_{\text{tag}}$ . Ces traces peuvent introduire un biais dans la détermination de  $z_{\text{tag}}$  à cause du temps de vie de cette particule charmée.

On peut ensuite calculer la distance de désintégration  $\Delta z = z_{\text{rec}} - z_{\text{tag}}$ , et la différence de temps de vie  $\Delta t = \Delta z / (\gamma\beta c)$  en utilisant le paramètre cinématique  $\gamma\beta$  obtenu à partir de l'énergie des faisceaux. Pour améliorer la résolution en  $\Delta t$  on applique les critères suivants : la probabilité de  $\chi^2$  de l'ajustement de  $z_{\text{rec}}$  doit être supérieure à 0.001 ; au moins deux traces doivent être utilisées dans l'ajustement du vertex du  $B_{\text{tag}}$  ; l'erreur totale sur  $\Delta t$  doit être inférieure à 2 ps ;  $|\Delta t|$  doit être inférieure à 15 ps.

### 5.2.4 Étiquetage de la saveur

La procédure d'étiquetage de la saveur diffère de celle utilisée par les autres analyses de BaBar pour tenir compte des traces additionnelles produites par le  $D$  qu'on retrouve ensemble avec les traces du  $B_{\text{tag}}$ . En particulier on utilise seulement l'information prove-

nant d'une trace, sans utiliser les corrélations entre lepton et kaons. La saveur du  $B_{tag}$  est déterminée en utilisant les candidats lepton et kaons venant de sa désintégration.

L'impulsion dans le CM des leptons doit être supérieure à 1.1 GeV/c afin de réduire les leptons de "cascade" produits par les désintégrations des particules charmées dont la corrélation entre la saveur du  $B$  et la charge du lepton est opposée à celle des leptons directs. Les électrons sont identifiés considérant  $E/p$ , l'angle Cherenkov et le nombre de photons détectés dans le DIRC. Les muons sont identifiés par le biais de la longueur de pénétration dans l'IFR.

Les kaons sont identifiés par l'ionisation mesurée dans le SVT et la chambre DCH, ainsi que l'angle Cherenkov et le nombre de photons détectés dans le DIRC. Pour les leptons et les kaons, s'il y a plusieurs traces identifiées, on utilise pour l'étiquetage la trace avec le plus grand  $\theta_{tag}$ , l'angle dans le CM entre la trace et l'impulsion du  $D$ , afin de minimiser l'impact de traces venant du  $D$  non reconstruit. Dans ce même but, on retient uniquement les leptons (kaons) qui satisfont  $\cos \theta_{tag} < 0.75$  ( $\cos \theta_{tag} < 0.50$ ).

## 5.3 Analyses de validation

### 5.3.1 Mesure du temps de vie du $B^0$

La première étape de ce programme d'analyse a été la mesure de  $\tau_0$ , le temps de vie du méson  $B^0$ . Cela a permis de valider la plupart des techniques utilisées dans l'analyse de violation de CP et en particulier :

- la reconstruction et la sélection des événements de signal ;
- la reconstruction des vertex et la mesure de  $\Delta t$  ;
- la caractérisation des bruits de fond ;
- la détermination de la fonction de résolution en  $\Delta t$ .

Cette analyse a été effectuée sur la base d'un échantillon de 20.3 fb<sup>-1</sup> enregistrés en 2000 à la résonance  $\Upsilon(4S)$  et de 2.6 fb<sup>-1</sup> en dessous de cette résonance.

Après la reconstruction et la sélection, l'échantillon final consiste en  $6971 \pm 241$  événements  $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$  avec un rapport signal sur bruit de fond d'environ 1/1. Un point crucial de cette analyse est le biais sur  $\Delta t$  dû aux traces du  $D$  non reconstruit. Les valeurs mesurées de  $\Delta t$  ont été corrigées de ce biais avec une correction déterminée avec des événements simulés. Une validation de cette correction a été effectuée en faisant varier l'angle  $\theta_S$  du cône autour de la direction du  $D$  qui sélectionne les traces contribuant à la détermination de  $z_{tag}$ . On a ainsi mesuré  $\tau_0$  pour cinq valeurs de la coupure sur  $\theta_S$  allant de 0.75 à 2,00 rad et on vérifie une bonne stabilité de la mesure.

Le résultat de l'ajustement à la distribution de  $\Delta t$  dans la région du signal pour  $|\Delta t| < 15$  ps (fig. 5.3) donne

$$\tau_0 = 1.510 \pm 0.040 \pm 0.038 \text{ ps.}$$

Cinq paramètres de la fonction de resolution sont ajustés simultanément avec  $\tau_0$ .

L'erreur systématique est dominée par les paramètres relatifs au bruit de fond, par la fonction de correction de  $\Delta t$  ainsi que par la précision de la validation de toute la procédure avec des événements simulés. Cette mesure comporte une erreur statistique de 3 % : elle n'est pas la meilleure mesure de cette quantité fournie par BaBar même si elle est comparable aux mesures disponibles précédemment, entre autre celles des expériences auprès de LEP. Elle constitue une étape très importante de validation des procédures qui seront utilisées dans la suite.

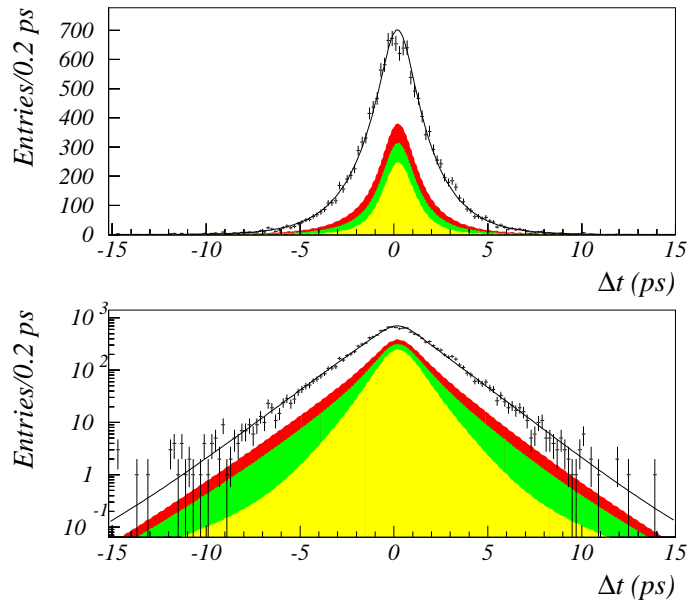


FIG. 5.3 – Distribution de la différence de temps de vie  $\Delta t$  pour les événements de la région du signal avec une échelle des ordonnées linéaire (haut) et logarithmique (bas). La courbe montre le résultat de l'ajustement qui donne le temps de vie du méson  $B^0$ . Les surfaces hachurées montrent du bas vers le haut la contribution de : continuum,  $B\bar{B}$  combinatoire,  $B\bar{B}$  qui pique et signal.

### 5.3.2 L'observation de $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$

La même procédure de sélection a été utilisée pour mettre en évidence un signal de  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$ . Il s'agit d'un mode analogue à  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  sauf qu'il est supprimé par le facteur  $\sin^2(\theta_C)$  où  $\theta_C$  est l'angle de Cabibbo. Cette analyse est intéressante pour les raisons suivantes :

- elle permet de vérifier les prédictions de la factorisation [45] qui donnent  $Br(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) = 0.296 a_1^2$  et  $Br(B^0 \rightarrow D^{*-}K^+) = 0.022 a_1^2$  c'est-à-dire

$$R_{K/\pi} = \frac{Br(B^0 \rightarrow D^{*-}K^+)}{Br(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)} = 7.4\%, \quad (5.7)$$

où  $a_1$  est le coefficient phénoménologique qui gouverne les transitions de ce type (Classe I dans le jargon de la factorisation).

- elle requiert des performances très poussées du système d'identification de particule, afin de différencier les kaons issus de  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$  des pions issus de  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ , presque vingt fois plus abondants. Cela vérifie le bon fonctionnement et les performances du DIRC.
- Elle valide la méthode de reconstruction partielle pour la mise en évidence de désintégrations relativement rares (rapport de branchement de  $10^{-4}$ ).

Pour réduire les erreurs systématiques, la contamination venant des désintégrations similaires  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  ( $B^0 \rightarrow D^{*-}K^{*+}$ ) est réduite à quelque pourcent par une coupure stricte sur l'impulsion du hadron dans le CM,  $p > 2.25 \text{ GeV}/c$ . Une procédure d'identification a été définie en demandant que la trace du hadron dur soit dans l'acceptance du DIRC et qu'au moins dix photons Cherenkov aient été détectés. Pour que la particule soit identifiée comme un kaon (pion), l'angle Cherenkov  $\theta_C$  mesuré doit être tel que le rapport des vraisemblances, calculé en fonction de l'impulsion mesurée  $p$  sur la base d'une distribution gaussienne, satisfasse  $L_K/L_\pi > 1000$  ( $L_\pi/L_K > 1000$ ), cette valeur ayant été optimisée pour la mesure en question. Les régions dans le plan  $\theta_C - p$  ainsi sélectionnées sont illustrées dans la figure 5.4.

La contamination dans l'échantillon de  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$  venant de  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  où le pion dur a été mal identifié a été mesurée sur les données en reconstruisant un échantillon de plus de 24000  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$  avec reconstruction exclusive de  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . On identifie sans ambiguïté le kaon et le pion issus du  $D^0$  en considérant leur corrélation de charge avec le pion mou issu du  $D^{*+}$ . La même procédure d'identification a été effectuée sur cet échantillon très pur ce qui permet de mesurer le taux de mauvaise identification, qui est inférieur à 2 % jusqu'à 2.6 GeV/c, ainsi que l'efficacité de sélection (fig 5.5).

L'analyse procède en reconstruisant un échantillon de  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$  et  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  avec la même procédure de sélection sauf pour ce qui est de l'identification de particule.

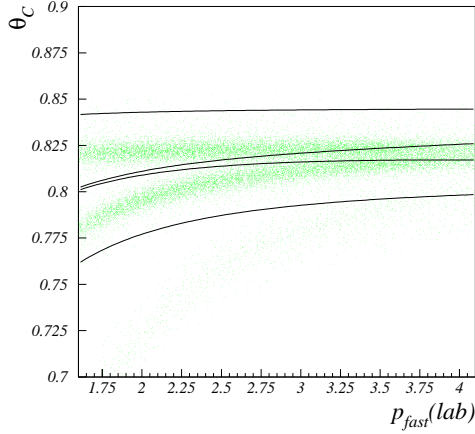


FIG. 5.4 – Régions sélectionnées par le critère  $L_\pi/L_K > 1000$  pour les pions (courbes supérieures) et  $L_K/L_\pi > 1000$  pour les kaons (courbes inférieures) dans le plan de l'angle Cherenkov mesuré par le DIRC en fonction de l'impulsion de la particule. Les points représentent les données de l'échantillon de contrôle  $D^*$ .

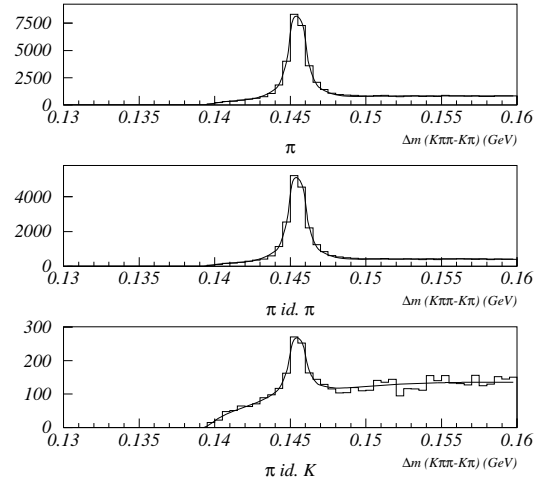


FIG. 5.5 – Distribution de la différence de masse  $m(D^*) - m(D^0)$  pour les événements de l'échantillon de contrôle  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  avec reconstruction exclusive de  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . Tous les événements (haut), ceux où le pion est identifié comme tel (milieu) ou comme un kaon (bas) sont montrés. Ces derniers sont utilisés pour évaluer le taux de mauvaise identification.

En formant le rapport entre le nombre d'événements reconstruits dans les deux modes, la plupart des incertitudes liées aux efficacités de reconstruction et de sélection disparaissent. Cela donne une méthode très robuste pour mesurer le rapport des rapports d'embranchement de ces deux modes.

Sur la base d'un échantillon de  $20.2 \text{ fb}^{-1}$  enregistré à la résonance et de  $2.6 \text{ fb}^{-1}$  en dessous, l'ajustement de la distribution de masse manquante donne  $4170 \pm 101$  événements pour le mode  $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$  et  $371 \pm 48$  pour  $B^0 \rightarrow D^{*-} K^+$  (fig.5.6), auxquels il faut retrancher une contamination de  $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$  due à la mauvaise identification qui est estimée à  $130 \pm 12$  événements. La signification statistique du signal de  $B^0 \rightarrow D^{*-} K^+$  est de 4.8 écarts-standard.

Le rapport  $R_{K/\pi}$  mesuré est  $6.6 \pm 1.3 \pm 0.6\%$  qui est en bon accord avec la prédiction de factorisation (cf. eq. 5.7).



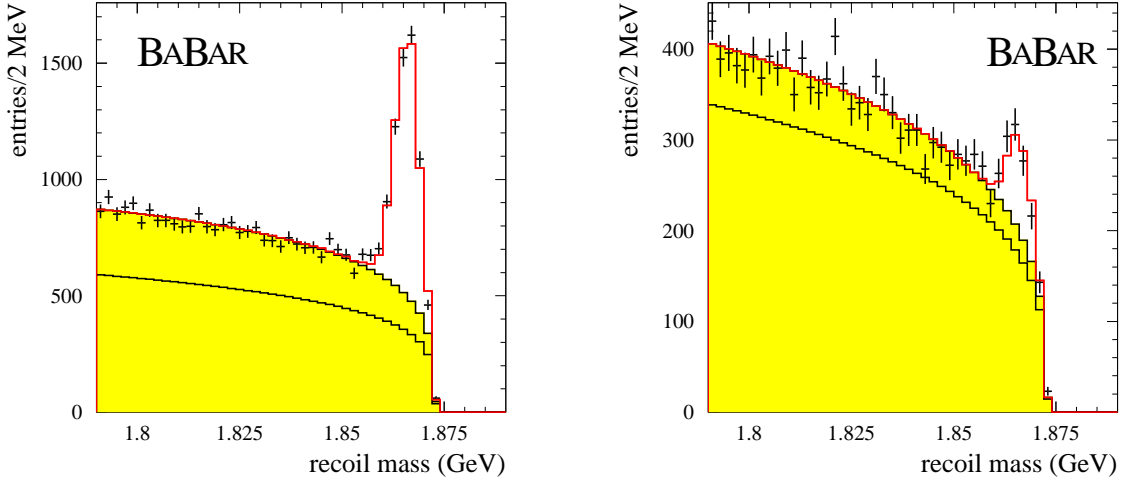


FIG. 5.6 – Distribution de la masse manquante pour les candidats  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  (à gauche) et  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$  (à droite). L’ajustement donne  $371 \pm 48$  événements de signal  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$  auxquels il faut retrancher une contamination de  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  due à la mauvaise identification qui est estimée à  $130 \pm 12$  événements.

## 5.4 Mesure des asymétries violant CP avec $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$

### 5.4.1 La procédure d’ajustement

La mesure des asymétries violant CP est effectuée avec un ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance des distributions de  $\Delta t$ , du discriminant de Fisher  $F$  et de la masse manquante  $m_{\text{miss}}$ . Cela permet d’utiliser de façon efficace toute l’information sans perdre en efficacité en introduisant des coupures de sélection. Des fonctions de densité de probabilité (PDF) sont introduites pour décrire les différents types d’événements, chacune des PDF étant le produit d’une PDF pour  $\Delta t$ ,  $F$  et  $m_{\text{miss}}$ . Nous allons ici décrire plus en détail seulement la PDF fonction de  $\Delta t$  pour le signal, les autres PDF étant décrites dans l’annexe F.

Pour les événements du type  $i$ , la PDF dépendant de  $\Delta t$  a la forme

$$\mathcal{T}'_i(\Delta t, \sigma_{\Delta t}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}) = \int d\Delta t_{\text{true}} \mathcal{T}_i(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}) \mathcal{R}_i(\Delta t - \Delta t_{\text{true}}, \sigma_{\Delta t}), \quad (5.8)$$

où  $\mathcal{T}_i$  est la distribution de la vraie différence de temps de désintégration  $\Delta t_{\text{true}}$  et  $\mathcal{R}_i$  est la fonction de résolution qui tient compte de la résolution du détecteur ainsi que des biais systématiques dans la mesure de la position des vertex. La fonction de résolution est modélisée par la somme de trois gaussiennes dont les paramètres principaux sont déterminés par l’ajustement sur les données. Schématiquement, on peut considérer que la première gaussienne (dont la fraction est 96%) décrit le gros des effets de résolution, la

deuxième (dont la fraction est de quelque pourcent) modélise les effets dus aux particules charmées produites par  $B_{tag}$  alors que la troisième gaussienne, dont la fraction n'excède pas le pourcent, décrit les événements mal reconstruits.

La PDF  $\mathcal{T}_{D^*\pi}(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}})$  pour les événements de signal correspond à l'équation 5.1 avec des paramètres additionnels pour prendre en compte les effets liés à l'étiquetage de la saveur. Les variables  $s_{\text{tag}}$  and  $s_{\text{mix}}$  sont déterminées par l'étiquetage de la saveur et la charge du pion dur

$$s_{\text{tag}} = \begin{cases} +1, & \text{tag } B = B^0 \\ -1, & \text{tag } B = \bar{B}^0 \end{cases}, \quad (5.9)$$

$$s_{\text{mix}} = \begin{cases} +1, & \text{unmixed} \\ -1, & \text{mixed} \end{cases}, \quad (5.10)$$

et un événement est appelé "unmixed" si le pion dur est un  $\pi^-$  ( $\pi^+$ ) et  $B_{tag}$  est étiqueté comme  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) et "mixed" dans les autres cas.

Nous posons  $\omega_{B^0}$  ( $\omega_{\bar{B}^0}$ ) la probabilité de mauvais étiquetage pour les événements où le  $B_{tag}$  a été étiqueté comme un  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ).  $\omega = (\omega_{B^0} + \omega_{\bar{B}^0})/2$  est le taux moyen de mauvais étiquetage et  $\Delta\omega = \omega_{B^0} - \omega_{\bar{B}^0}$  est la différence de taux de mauvais étiquetage.  $\alpha$  est la probabilité que la trace qui étiquette la saveur vienne du  $D$  produit dans la désintégration  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$ , et  $\rho$  est la probabilité que cette trace donne un événements de type "mixed". La PDF pour le signal s'écrit alors

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{D^*\pi}(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}) &= \frac{1}{4\tau} e^{-\frac{|\Delta t_{\text{true}}|}{\tau}} \times \{ (1-\alpha) [(1-s_{\text{tag}}\Delta\omega) \\ &\quad + s_{\text{mix}}(1-2\omega)\cos(\Delta m\Delta t_{\text{true}}) \\ &\quad - s_{\text{tag}}(1-2\omega)S^\pm \sin(\Delta m\Delta t_{\text{true}})] \\ &\quad + \alpha(1+s_{\text{mix}}(1-2\rho)) \}, \end{aligned} \quad (5.11)$$

où la valeur  $\pm$  dans  $S^\pm$  est déterminée par le signe du produit  $s_{\text{tag}}s_{\text{mix}}$ . Le dernier terme décrit les étiquetages dus aux particules issues du  $D$  non reconstruit. Dans le cas de l'étiquetage avec les kaons il faut tenir compte d'un effet subtil, la violation de CP due aux interférences entre mélange et désintégration du côté du  $B_{tag}$ , phénomène étudié dans la référence [46]. Pour ce faire, on introduit des paramètres additionnels  $a$ ,  $b$  et  $c$ , ce qui entraîne un légère perte de précision mais a l'avantage de limiter l'impact de ces effets aux seuls  $b$  et  $c$ , alors que  $a = 2r \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta$  n'est pas affecté.

## 5.4.2 Les résultats

L'ajustement des données est effectué en quatre étapes. D'abord on ajuste les distributions de  $m_{\text{miss}}$  et  $F$  pour déterminer les fractions des différents type d'événements et

notamment le nombre d'événements de signal ainsi que la fraction des événements  $BB$  "qui piquent". On trouve  $6406 \pm 129$  ( $25157 \pm 323$ ) événements de signal avec un étiquetage par un lepton (kaon) (fig.5.7) dans un échantillon de  $76 \text{ fb}^{-1}$  enregistrés entre 2000 et 2002.

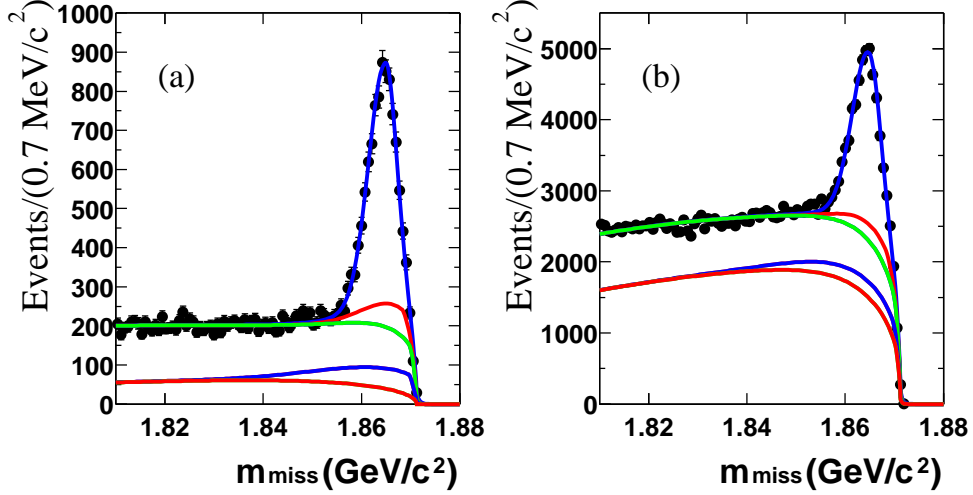


FIG. 5.7 – Distribution de  $m_{\text{miss}}$  pour (a) étiquetage avec un lepton et (b) étiquetage avec un kaon. Les courbes montrent, du bas vers le haut, le distribution cumulative du continuum, du  $B\bar{B}$  qui pique, du  $B\bar{B}$  combinatoire, de  $B^0 \rightarrow D^{*+}\rho^-$ , et des événements  $B^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ .

Ensuite on détermine les paramètres  $\alpha$  et  $\rho$  par un ajustement du nombre des événements de signal au delà et en deçà de la coupure sur  $\cos\theta_{\text{tag}}$ . Grâce à cette coupure l'impact des événements où la trace utilisée pour l'étiquetage vient du  $D^0$  non reconstruit est limité et on trouve  $\alpha = (1.0 \pm 0.1)\%$  ( $(5.6 \pm 0.2)\%$ ) avec un étiquetage par un lepton (kaon). Dans la troisième étape l'ajustement de la distribution en  $\Delta t$  est effectué sur les événements de la région latérale ( $m_{\text{miss}} < 1.845$ ) afin de déterminer les paramètres décrivant les PDF du bruit de fond. Finalement on ajuste les distributions dans la région du signal ( $m_{\text{miss}} > 1.850$ ) en utilisant les résultats des ajustements précédents. Dans ce dernier ajustement 10 paramètres décrivant la PDF du signal sont déterminés en même temps que les asymétries violant CP. On obtient les résultats suivants :

$$\begin{aligned} S^+ &= -0.078 \pm 0.052 \text{ (stat.)} \pm 0.020 \text{ (syst.)}, \\ S^- &= -0.070 \pm 0.052 \text{ (stat.)} \pm 0.021 \text{ (syst.)} \end{aligned} \quad (5.12)$$

pour l'étiquetage par un lepton et

$$a = -0.054 \pm 0.032 \text{ (stat.)} \pm 0.019 \text{ (syst.)},$$

$$\begin{aligned} b &= -0.009 \pm 0.019 \text{ (stat.)} \pm 0.011 \text{ (syst.)}, \\ c &= +0.005 \pm 0.031 \text{ (stat.)} \pm 0.020 \text{ (syst.)} \end{aligned} \quad (5.13)$$

pour l'étiquetage par un kaon.

On peut définir une asymétrie violant CP comme

$$\mathcal{A}_{CP}^{rec} = \frac{N(\text{tag } B^0, D^{*\pm}\pi^\mp)(t) - N(\text{tag } \bar{B}^0, D^{*\pm}\pi^\mp)(t)}{N(\text{tag } B^0, D^{*\pm}\pi^\mp)(t) + N(\text{tag } \bar{B}^0, D^{*\pm}\pi^\mp)(t)}. \quad (5.14)$$

Négligeant les effets dus au bruit de fond et au détecteur on a  $\mathcal{A}_{CP}^{rec} = -2r \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta \sin(\Delta m \Delta t)$ . L'asymétrie mesurée dans les données est montrée dans la figure 5.8.

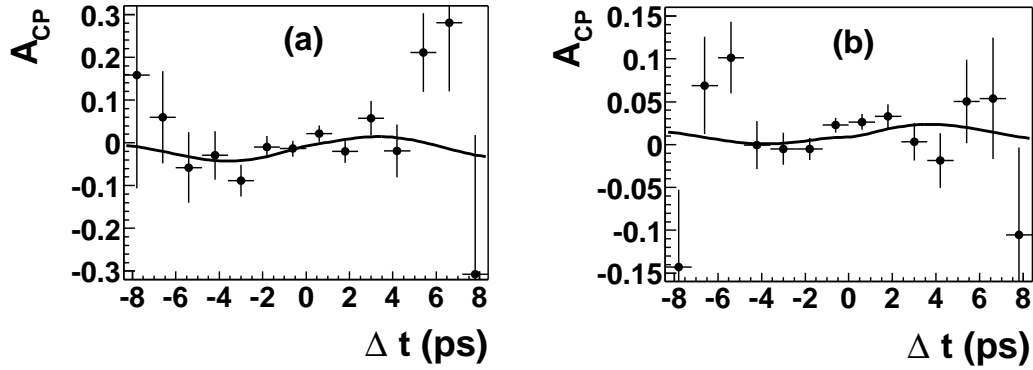


FIG. 5.8 – L'asymétrie  $\mathcal{A}_{CP}$  pour l'événement avec étiquetage par un lepton (a) et par un kaon (b). Les courbes montrent la projection de la PDF déterminée par l'ajustement des données.

L'erreur systématique est dominée par la validation de la procédure d'ajustement sur l'échantillon d'événements simulés, les effets d'alignements et les effets de violation de CP des bruits de fond. Cette erreur ne représente qu'une composante mineure de l'erreur totale comparée à l'erreur statistique.

La procédure utilisée a été validée sur des échantillons d'événements simulés. L'ajustement détermine aussi la quantité  $\Delta m$  qui est en bon accord avec la moyenne mondiale. La valeur ajustée pour le taux de mauvais étiquetage est en accord avec le résultat d'autres analyses de BaBar.

### 5.4.3 La limite sur $\sin(2\beta + \gamma)$

Combinant  $a$  et  $(S^+ + S^-)/2$ , nous obtenons

$$2r \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta = -0.063 \pm 0.024 \text{ (stat.)} \pm 0.017 \text{ (syst.)}. \quad (5.15)$$

Cette mesure s'écarte de 0 de 2,3 écarts standard et constitue le résultat principal de cette analyse. L'interprétation de cette mesure est délicate pour deux raisons : d'abord la valeur de  $r$  n'est pas accessible à une évaluation théorique sans admettre des hypothèses supplémentaires non-démonstrables, comme l'hypothèse de factorisation. En invoquant la symétrie SU(3) de saveur,  $r$  peut être calculé à partir de la mesure du rapport de branchement de  $B^0 \rightarrow D_s^{*+}\pi^-$  qui a été mesuré par BaBar et BELLE [47] :

$$r = \tan \theta_C \sqrt{\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^{*+}\pi^-) f_{D_s^*}}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^{*-}\pi^+) f_{D_s^*}}}, \quad (5.16)$$

où  $\theta_C$  est l'angle de Cabibbo. On trouve  $r = 0.017_{-0.007}^{+0.005}$ . Par cette estimation il apparaît aussi que la valeur mesurée de l'asymétrie (eq.5.15) se situe au delà de la région admise physiquement. Si cela n'a rien d'étonnant compte tenu des erreurs expérimentales importantes, la définition d'un intervalle de confiance est moins aisée. Pour surmonter ces problèmes, nous avons eu recours à la méthode fréquentiste de Feldman-Cousins [48] qui détermine l'intervalle de confiance par le biais d'un grand nombre de pseudo-expériences, où on fait varier la valeur de  $\sin(2\beta + \gamma)$ , avec la même sensibilité que notre mesure. Par cette méthode on obtient les limites suivantes :  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.87$  à un niveau de confiance (CL) de 68% et  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.56$  à CL= 95%. En combinant notre mesure avec les résultats d'une analyse basée sur la reconstruction exclusive de  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  et  $B \rightarrow D^\mp\pi^\pm$  [49], on obtient des limites sensiblement identiques, ce qui donne la contrainte dans le plan  $\rho - \eta$  montrée dans la figure 5.9.

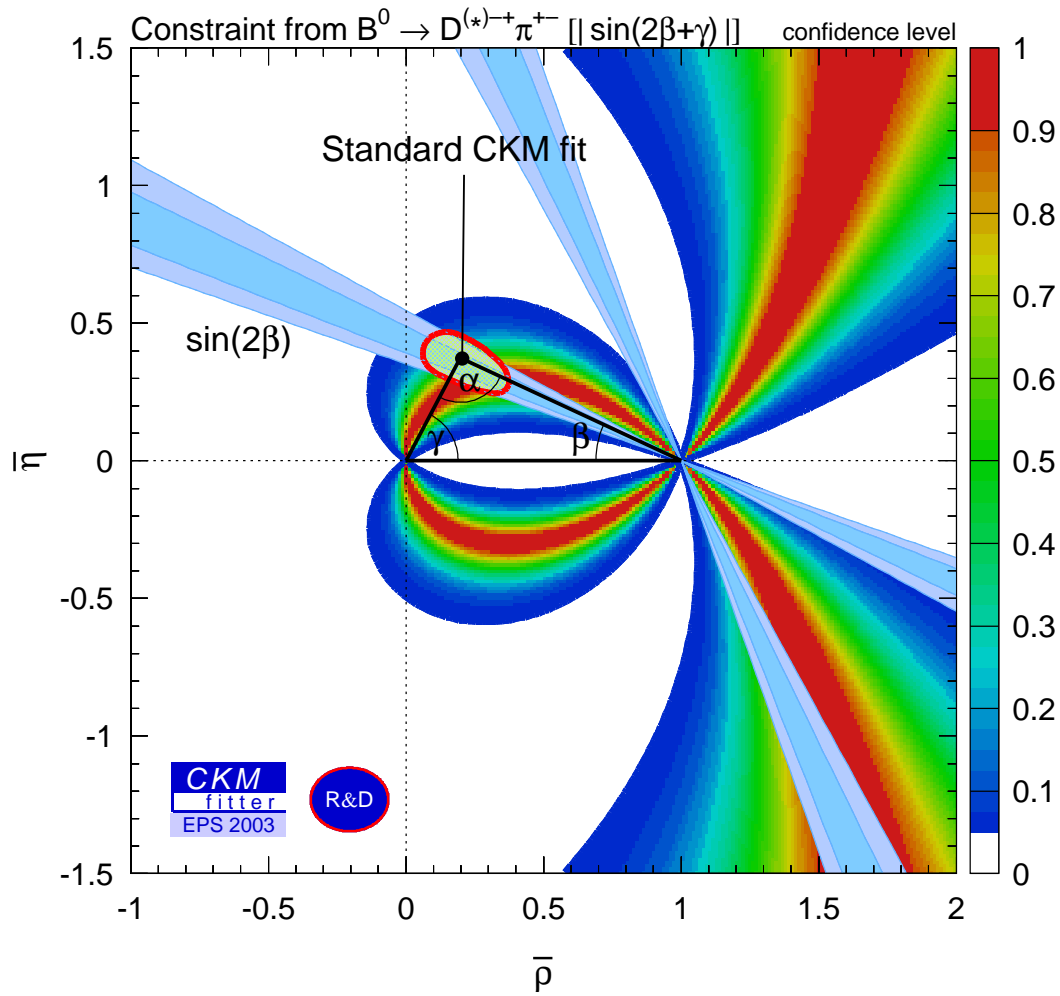


FIG. 5.9 – Contrainte dans le plan  $\rho - \eta$  donnée par les mesures de  $\sin(2\beta + \gamma)$  décrites dans le texte. La contrainte due à la mesure de  $\sin(2\beta)$  est superposée.

# Chapitre 6

## Etude des désintégrations

$$B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$$

Ce chapitre résume mes activités liées aux études des désintégrations  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ . Ces désintégrations ont fait l'objet d'une étude très détaillée et complète [52] par le groupe du LAPP (Annecy) de la collaboration BaBar, basée essentiellement sur le travail de la thèse de Patrick Robbe [53].

J'ai présenté cette étude à la conférence QCD03 (juillet 2003) à Montpellier (cf. Annexe G). Au cours de l'été 2003, j'ai approfondi ce sujet et je me suis attaché à déduire les conséquences de la conservation de l'isospin pour ces processus. L'ajustement des amplitudes d'isospin avec les données expérimentales a fait l'objet d'une étude phénoménologique qui sera publiée dans la revue *Physics Letters B* et qui est reproduite dans l'Annexe G.

### 6.1 Introduction

Une question encore ouverte dans les études des mésons  $B$  est le désaccord entre théorie et expérience pour le taux de désintégration semi-leptonique  $b_l$  et le taux du processus  $b \rightarrow c\bar{c}s$  [54]. Ces deux quantités sont liées car le processus  $b \rightarrow c\bar{c}s$  est l'élément le plus difficile à calculer pour obtenir la largeur hadronique totale  $\Gamma_{had}$ . D'autre part, l'expérience mesure  $b_l = \frac{\Gamma_l}{\Gamma_l + \Gamma_{had}}$  où  $\Gamma_l$  est la largeur semi-leptonique.

Une explication possible [55] pour ce désaccord est que le taux  $\mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s)$  soit plus grand que celui généralement admis et que les désintégrations  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K (X)$  (où  $D^{(*)}$  peut être un  $D^0$ ,  $D^{*0}$ ,  $D^+$ , ou  $D^{*+}$ ) pourraient y contribuer significativement. Cette possibilité a stimulé une étude très complète de ces désintégrations par la collaboration BaBar.

Les désintégrations  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$  peuvent se produire à travers deux amplitudes illustrées dans la figure 6.1, dont une comporte une suppression de couleur.

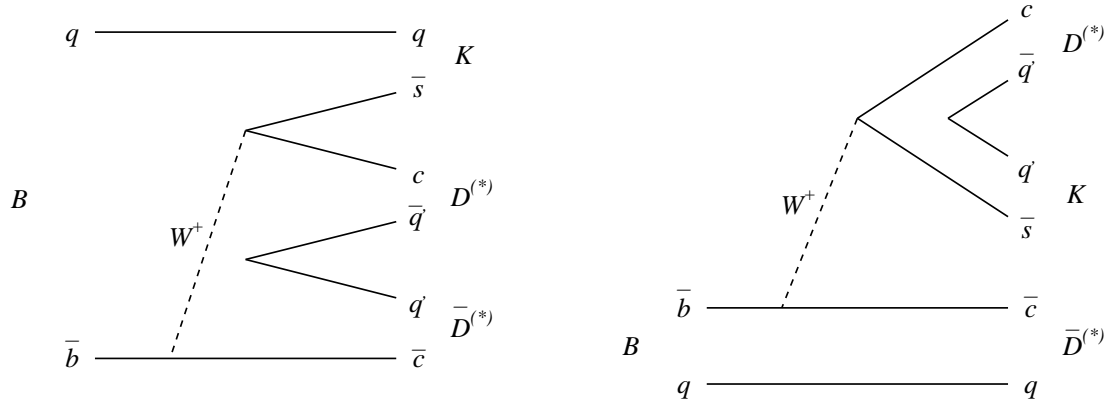


FIG. 6.1 – Diagrammes pour les désintégrations  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$  dont celle à gauche comporte une suppression de couleur.

## 6.2 Les relations d'isospin

La conservation de l'isospin dans ces processus est une conséquence des propriétés du courant  $b \rightarrow c\bar{c}s$  où interviennent seulement des quarks isoscalaires [50]. Il s'ensuit que ces transitions n'affectent pas l'isospin,  $\Delta I = 0$ . Pour expliciter cette propriété, il faut décomposer l'état final  $|m\rangle$ , formé de trois particules d'isospin  $I = 1/2$  et étiqueté par  $m = (m_1, m_2, m_3)$ , où 1, 2 et 3 dénotent  $D, K$  et  $\bar{D}$ . Nous suivons pour cela la méthode présentée dans la référence [51] et résumée ici. L'état final est analysé sur la base définie par les vecteurs propres de  $\mathbf{I}^2, \mathbf{I}_z$  et  $\mathbf{T}_2^2$  où  $\mathbf{T}_2 = \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2$  et  $\mathbf{I} = \mathbf{T}_2 + \mathbf{I}_3$  :

$$\langle m | \psi(I, M) \rangle = \sum_t x_t(I) U_{mt}(I, M) \quad (6.1)$$

Les coefficients  $x_t(I)$  ne dépendent pas de la composante  $z$  de l'isospin et  $U_{mt}(I, M)$  peut être calculé en terme des coefficients de Clebsch-Gordan. La somme sur  $t$  est sur les valeurs propres de  $\mathbf{T}_2^2$ . Le théorème de Wigner-Eckart assure que, si l'Hamiltonien est invariant par rotation, on peut écrire les éléments de matrice sous la forme

$$\langle m | H | \psi(I, M) \rangle = \sum_t x'_t(I) U_{mt}(I, M) \quad (6.2)$$

où les coefficients  $x'_t(I)$  ne dépendent pas de la composante  $z$  de l'isospin et sont appelés éléments de matrice réduits.

On obtient ainsi les relations suivantes :

$$A(B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+) = \frac{1}{\sqrt{6}} A_1 - \frac{1}{\sqrt{2}} A_0 \quad (6.3)$$

$$A(B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0) = \frac{1}{\sqrt{6}} A_1 + \frac{1}{\sqrt{2}} A_0 \quad (6.4)$$



$$A(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0) = -\sqrt{\frac{2}{3}}A_1, \quad (6.5)$$

où  $A_1$  ( $A_0$ ) est l'amplitude relative au système  $DK$  avec nombre quantique d'isospin  $t_2 = 1(0)$ . Notons que les transitions supprimées de couleur sont associées uniquement à l'amplitude  $A_1$ , propriété qui sera utilisée par la suite. Ces relations ont déjà été présentées dans la référence [16] dans le cadre de possible tests de la factorization. On obtient des relations équivalentes pour les désintégrations des mésons  $B$  chargés :

$$A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0) = \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 - \frac{1}{\sqrt{2}}A_0 \quad (6.6)$$

$$A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+) = \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}A_0 \quad (6.7)$$

$$A(B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+) = -\sqrt{\frac{2}{3}}A_1, \quad (6.8)$$

avec les mêmes amplitudes  $A$  que pour les  $B^0$ . Ces relations peuvent être exprimées sous la forme des triangles

$$-A(B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+) = A(B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0) + A(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0) \quad (6.9)$$

$$-A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0) = A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+) + A(B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+) \quad (6.10)$$

qui sont illustrés sur la figure 6.2.



FIG. 6.2 – Triangles d'isospin pour les amplitudes du  $B^0$  (à gauche) and du  $B^+$  (à droite).

### 6.3 Les résultats expérimentaux

La reconstruction exclusive des mésons  $B^0$  et  $B^+$  mésons est effectuée selon la procédure standard de BaBar. Les candidats  $D^0$  and  $D^+$  sont reconstruits dans les modes de désintégration  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ,  $K^- \pi^+ \pi^0$ ,  $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ , and  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ . Les candidats  $B$  sont reconstruits en combinant un candidat  $\bar{D}^{(*)}$ , un  $D^{(*)}$  et un  $K$ . Une procédure de sélection réduit les événements du continuum ainsi que la combinatoire, en particulier en

appliquant une coupure d'identification pour les kaons basée sur l'information du DIRC. Deux variables cinématiques sont utilisées pour isoler le signal des mésons  $B$  : la différence entre l'énergie reconstruite dans le centre de masse du candidat  $B$  et l'énergie du faisceau ( $\Delta E$ ), et la masse invariante obtenue en faisant l'hypothèse que l'énergie du candidat soit égale à l'énergie du faisceau ( $m_{ES}$ ).

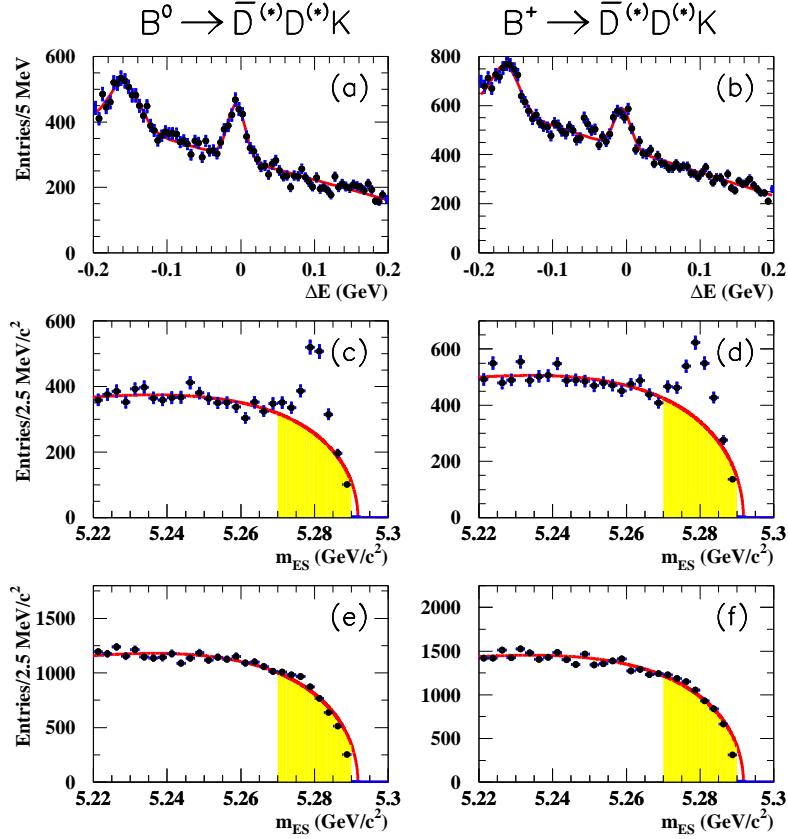


FIG. 6.3 – Distributions de  $\Delta E$  et  $m_{ES}$  pour la somme de tous les modes  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  (a,c,e) et  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  (b,d,f). (a,b) :  $\Delta E$  pour  $5.27 < m_{ES} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ . (c,d) :  $m_{ES}$  pour  $|\Delta E| < 2.5\sigma_{\Delta E}$  (région du signal) où  $\sigma_{\Delta E}$  est l'écart-type de  $\Delta E$ . (e,f) :  $m_{ES}$  pour  $\Delta E > 50 \text{ MeV}$  (région de contrôle du bruit de fond). Les courbes correspondent à l'ajustement du bruit de fond et les surfaces grises représentent le bruit de fond dans la région du signal  $5.27 < m_{ES} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ .

Les distributions de  $m_{ES}$  et  $\Delta E$  pour les événements sélectionnés sont montrées dans la figure 6.3 pour la somme de tous les modes de désintégrations considérés, séparément pour  $B^0$  et  $B^+$ . On observe un excès de  $823 \pm 57$  événements  $B^0$  et  $970 \pm 65$   $B^+$  événements dans la région du signal. Une procédure sophistiquée de soustraction du bruit de fond combinatoire permet de déterminer les rapports d'embranchement pour les 22 modes

étudiés (tab. 6.1).

L'erreur systématique tient compte des incertitudes sur les efficacités de reconstruction, sur la modélisation du bruit de fond ainsi que sur les rapports de branchement pour les particules charmées.

TAB. 6.1 – Rapport d'embranchement (BF) pour les modes  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ . La première erreur donne l'incertitude statistique et la deuxième l'incertitude systématique [52]. La dernière colonne présente le résultat de l'ajustement des amplitudes d'isospin.

$B$ decay mode	BF exp. (%)	BF fit (%)
désint. du $B^0$ avec émission "externe" d'un W		
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	$0.17 \pm 0.03 \pm 0.03$	0.174
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$0.46 \pm 0.07 \pm 0.07$	0.495
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$	$0.31^{+0.04}_{-0.03} \pm 0.04$	0.321
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$	$1.18 \pm 0.10 \pm 0.17$	1.065
désint. du $B^0$ avec émission "externe" et "interne" d'un W		
$B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0$	$0.08^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.03$	0.161
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K^0 + D^- D^{*+} K^0$	$0.65 \pm 0.12 \pm 0.10$	0.676
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$	$0.88^{+0.15}_{-0.14} \pm 0.13$	0.707
désint. du $B^0$ avec émission "interne" d'un W		
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0$	$0.08 \pm 0.04 \pm 0.02$	0.029
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0 + \bar{D}^{*0} D^0 K^0$	$0.17^{+0.14}_{-0.13} \pm 0.07$	0.181
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^0$	$0.33^{+0.21}_{-0.20} \pm 0.14$	0.105
désint. du $B^+$ avec émission "externe" d'un W		
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0$	$0.18 \pm 0.07 \pm 0.04$	0.163
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K^0$	$0.41^{+0.15}_{-0.14} \pm 0.08$	0.300
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$	$0.52^{+0.10}_{-0.09} \pm 0.07$	0.462
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K^0$	$0.78^{+0.23}_{-0.21} \pm 0.14$	0.995
désint. du $B^+$ avec émission "externe" et "interne" d'un W		
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	$0.19 \pm 0.03 \pm 0.03$	0.150
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$	$0.18^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.04$	0.172
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$	$0.47 \pm 0.07 \pm 0.07$	0.459
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$0.53^{+0.11}_{-0.10} \pm 0.12$	0.660
désint. du $B^+$ avec émission "interne" d'un W		
$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$	$0.00 \pm 0.03 \pm 0.01$	0.027
$B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$	$0.02 \pm 0.02 \pm 0.01$	0.020
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	$0.15 \pm 0.03 \pm 0.02$	0.149
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$0.09 \pm 0.04 \pm 0.02$	0.098

## 6.4 Ajustement des amplitudes à l'aide des relations d'isospin

Les relations d'isospin peuvent être utilisées dans un ajustement des données expérimentales. Pour ce faire, on écrit

$$Br(B^+ \rightarrow f^+) = \tau_+ \frac{1}{(2\pi)^3 32M_B^3} \left( \int dm_{D\bar{D}}^2 dm_{DK}^2 \right) |A(B^+ \rightarrow f^+)|^2 \quad (6.11)$$

$$Br(B^0 \rightarrow f^0) = \tau_0 \frac{1}{(2\pi)^3 32M_B^3} \left( \int dm_{D\bar{D}}^2 dm_{DK}^2 \right) |A(B^0 \rightarrow f^0)|^2, \quad (6.12)$$

où  $\tau_+ = 2.543 \times 10^{12} \text{ GeV}^{-1}$  et  $\tau_0 = 2.343 \times 10^{12} \text{ GeV}^{-1}$  [56] sont les temps de vie des mésons  $B^+$  et  $B^0$ ,  $M_B$  est la masse du méson  $B$  moyennée sur  $B^0$  et  $B^+$ ,  $m_{D\bar{D}}$  et  $m_{DK}$  sont les masses invariant des systèmes  $D\bar{D}$  et  $DK$ .

Les données expérimentales ont été ajustées simultanément avec la méthode du  $\chi^2$  et les paramètres de l'ajustement sont  $f_{+/0}$  et pour chaque classe de désintégrations  $|\tilde{A}_1|$ ,  $|\tilde{A}_0|$  et  $\delta = \arg(\tilde{A}_1 \tilde{A}_0^*)$ . Le paramètre  $f_{+/0} = \frac{Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-)}{Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)}$  a été introduit pour normaliser correctement les mesures et les amplitudes  $\tilde{A}_i$  sont liées aux  $A_i$  par le biais de ce même paramètre. Au total, 13 paramètres (cf. tableau 6.2) sont déterminés par l'ajustement à l'aide des 22 mesures.

La qualité de l'ajustement est bonne comme l'indique la valeur du  $\chi^2 = 8.8$  pour 9 degrés de liberté ( $n_{dof}$ ). La valeur ajustée  $f_{+/0} = 0.86 \pm 0.13$  est en accord avec d'autres mesures de cette quantité, qui donnent  $f_{+/0} = 1.02 \pm 0.05$  ainsi que avec les estimations théoriques. Les valeurs des rapports d'embranchement ainsi déterminées figurent dans le tableau 6.1.

Les valeurs ajustées des amplitudes sont intéressantes à plusieurs titres. Les rapports  $A_0/A_1$  sont présentés dans le tableau 6.3 et montrent, malgré des incertitudes encore grandes, que les transitions supprimées de couleur, liées à l'amplitude  $A_1$ , sont effectivement supprimées d'un facteur proche de 3 conformément aux estimations naïves. Ensuite on peut remarquer que les phases sont grandes et proches de  $90^\circ$ . Cela indique que des interactions dans l'état final sont à l'oeuvre et a des conséquences pour les possibles mesures de  $\sin(2\beta)$  avec ces modes. Les rapports d'embranchement prédits par l'ajustement peuvent aussi servir comme guide pour ces mêmes analyses.

## 6.5 Conclusion

Les résultats de ce chapitre montrent encore une fois l'excellente qualité des données de BaBar. Grâce à la très grande statistique accumulée ainsi qu'à un dispositif expérimental très performant, des études très poussées et complètes des désintégrations des mésons

TAB. 6.2 – Résultat de l’ajustement des rapports de branchement expérimentaux. Les exposants  $LL$ ,  $L^*$ ,  $*L$  and  $**$  dénotent les modes  $B \rightarrow \bar{D}DK$ ,  $B \rightarrow \bar{D}D^*K$ ,  $B \rightarrow \bar{D}^*DK$  et  $B \rightarrow \bar{D}^*D^*K$ . Les valeurs des amplitudes sont en unité de  $10^{-5}$  et les phases  $\delta$  sont en degrés. La dernière colonne montre le résultat avec une contrainte liée à d’autres mesures de  $f_{+/0}$ .

paramètre	valeur	valeur
$ \tilde{A}_1^{LL} $	$0.28 \pm 0.13$	$0.25 \pm 0.13$
$ \tilde{A}_0^{LL} $	$0.75 \pm 0.07$	$0.73 \pm 0.06$
$\delta^{LL}$	$95 \pm 22$	$100 \pm 23$
$ \tilde{A}_1^{L^*} $	$0.27 \pm 0.15$	$0.25 \pm 0.11$
$ \tilde{A}_0^{L^*} $	$1.51 \pm 0.11$	$1.45 \pm 0.09$
$\delta^{L^*}$	$91 \pm 34$	$98 \pm 36$
$ \tilde{A}_1^{*L} $	$0.75 \pm 0.10$	$0.69 \pm 0.08$
$ \tilde{A}_0^{*L} $	$1.00 \pm 0.11$	$0.99 \pm 0.10$
$\delta^{*L}$	$111 \pm 17$	$116 \pm 14$
$ \tilde{A}_1^{**} $	$0.71 \pm 0.17$	$0.66 \pm 0.14$
$ \tilde{A}_0^{**} $	$2.38 \pm 0.17$	$2.27 \pm 0.14$
$\delta^{**}$	$127 \pm 26$	$133 \pm 22$
$f_{+/0}$	$0.86 \pm 0.13$	$1.02 \pm 0.05$
$\chi^2/n_{dof}$	8.8/9	10.4/10
$Prob(\chi^2, n_{dof})$	0.456	0.406

$B$  sont désormais possibles. Ces résultats expérimentaux permettent de vérifier les modèles théoriques et stimulent des études phénoménologiques qui graduellement permettent d’avancer dans la compréhension de mécanismes de désintégration assez complexes. Dans notre cas, on a pu démontrer que les désintégrations  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  obéissent aux relations d’isospin présentées ici, que les phases fortes pourraient être importantes et que la suppression de couleur est à l’oeuvre dans ces processus.

TAB. 6.3 – Rapports des amplitudes  $A_0/A_1$  obtenus par l’ajustement sur les données.

ratio	value
$ A_0^{LL} / A_1^{LL} $	$2.68 \pm 2.44$
$ A_0^{L^*} / A_1^{L^*} $	$5.59 \pm 2.04$
$ A_0^{*L} / A_1^{*L} $	$1.33 \pm 0.24$
$ A_0^{**} / A_1^{**} $	$3.35 \pm 0.98$

# Conclusions

Presque cinq ans après le début de la prise de données de BaBar, il est possible de tirer un premier bilan des résultats de cette expérience ainsi que des différentes activités auxquelles j'ai contribué.

Le but principal de l'expérience BaBar était de mettre en évidence la violation de CP dans le système des mésons beaux. En 2001, la collaboration BaBar présentait la mise en évidence de la violation de CP dans l'étude du mode  $B^0 \rightarrow J/\Psi K^0$  avec une première confirmation importante de la validité du Modèle Standard dans ce domaine jusqu'alors peu contraint. C'était un succès largement dû à un effort collectif et auquel j'ai contribué à la fois par les études de l'étiquetage que par ma contribution à la conception et à l'exploitation des données du détecteur DIRC.

En effet, le détecteur DIRC a fourni dès les premiers mois de prise de données des informations d'excellente qualité sur l'angle Cherenkov, le bruit de fond étant largement réduit grâce à la mesure précise du temps d'arrivée des photons. Ces informations ont permis d'identifier sans ambiguïté les kaons tant pour l'étiquetage que pour la reconstruction des particules charmées et des modes sans charme. Le système de calibration a fonctionné comme prévu, produisant des données précieuses pour améliorer la précision de la mesure du temps mais constituant aussi un outil irremplaçable de monitoring et de contrôle en temps réel du détecteur.

Les méthodes d'étiquetage ont été réalisées suivant de près les résultats du groupe d'étude auquel j'ai contribué. En particulier la mesure, proposée par ce groupe, du taux de mauvaise identification sur un échantillon de  $B$  complètement reconstruits dans un mode état propre de saveur a été un élément crucial de la réussite des mesures de violation de CP dépendant du temps. Par cette méthode en fait les procédures d'étiquetage mais aussi de reconstruction des vertex étaient vérifiées avec les données et la mesure des temps de vie et de la fréquence d'oscillation  $B^0 - \bar{B}^0$  portaient des éléments précieux de validation.

Le programme de BaBar est beaucoup plus ambitieux et ne s'arrête pas aux études de violation de CP. En particulier la mesure précise des côtés du triangle d'unitarité, liés aux éléments  $|V_{ub}|$  et  $|V_{cb}|$  de la matrice CKM, peut apporter une contrainte complémentaire

très intéressante. Dans ce contexte, les mesures de  $|V_{ub}|$  sont sans doute les plus difficiles, à la fois à cause des difficultés expérimentales que de modélisation de ces processus. Les études préliminaires, où j'ai joué un rôle important, ont permis de dégager de nouvelles méthodes d'analyses, adaptées à l'énorme quantité de données de BaBar. Ces études ont impulsé le travail théorique ainsi que l'amélioration des méthodes d'analyse pour augmenter l'efficacité de sélection des événements de désintégration semi-leptonique sans charme. Un premier pas dans la mesure de  $|V_{ub}|$  avec BaBar a été la thèse de Bruno Serfass que j'ai encadrée de 1998 à 2001.

Le coeur du programme de BaBar est de surcontraindre le triangle d'unitarité par la mesure de tous ses angles. J'ai consacré la majeure partie de mes activités d'analyse à la mesure de  $\sin(2\beta + \gamma)$  par l'étude de  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ . C'est une tâche difficile à cause de la faible valeur de l'asymétrie, au niveau du pourcent, ce qui a rendu nécessaire le développement de nouvelles procédures pour la reconstruction partielle de ces modes. Le travail de préparation a été long mais jalonné de mesures de validation très importantes, comme la mesure du temps de vie du  $B^0$  et l'observation de  $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$ . La première mesure de  $\sin(2\beta + \gamma)$  a finalement été possible seulement grâce à ce travail de préparation qui a permis de résoudre la plupart des problèmes expérimentaux, aux excellentes performances de PEP-II et de BaBar, avec l'accumulation d'un échantillon de mésons beaux quatre fois supérieur à ceux disponibles avant BaBar, et finalement grâce au travail d'une équipe resserrée mais très efficace. Aujourd'hui cet axe d'analyse présente des perspectives intéressantes car la précision des mesures de  $\sin(2\beta + \gamma)$  sera largement améliorée grâce à l'augmentation des données enregistrées ainsi que par l'amélioration des méthodes d'analyse. C'est l'objectif de la thèse de Marie Legendre que j'encadre actuellement. D'autres modes, comme  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  pourront être abordés et donneront un éclairage complémentaire. Dans le cadre de ces analyses, j'ai animé de 2001 à 2003 le groupe d'analyse de BaBar (Analysis Working Group) "Inclusive Hadronic B Decays", consacré aux analyses par le biais de la reconstruction partielle, ce qui m'a permis d'impulser des analyses nouvelles ainsi que de coordonner à une échelle plus large les efforts d'analyse de plusieurs groupes.

L'activité de recherche est faite de cohérence mais aussi de rencontres et échanges, c'est-à-dire de diversité. C'est à l'occasion d'une présentation que j'ai donnée à la conférence QCD03 que je me suis intéressé aux désintégrations  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ . Cela m'a permis de contribuer à la phénoménologie, l'analyse et l'interprétation des mesures à mi-chemin entre la théorie et l'expérience. Si ma motivation principale était de fournir un cadre d'interprétation de ces mesures, les relations d'isospin, valable de manière générale et non restreint à un modèle particulier, il faut souligner que les résultats de cette étude



---

contribuent aussi à faire la lumière sur la validité et les mécanismes de l'approche de factorisation.

Comme pour toute activité de recherche, on ne peut pas écrire ici le mot de la fin, chaque résultat et chaque pas en avant posant de nouvelles questions et impulsant de nouvelles recherches. L'expérience BaBar est en mesure d'effectuer des mesures de précision des phénomènes violant CP, à la fois par la mesure précise des angles  $\alpha$  et  $\gamma$ , par les études des modes pingouin et par la mesure précise des côtés du triangle. Elle devrait donc dans les quelques années qui viennent porter des réponses très attendues sur la validité du Modèle Standard dans ce domaine et aussi confirmer ou infirmer les quelques anomalies qui peuvent être interprétées comme signes d'une Nouvelle Physique. En parallèle à ces efforts auxquels je compte contribuer, je m'oriente vers de nouvelles perspectives expérimentales, avec la participation à l'expérience T2K au Japon, pour mesurer l'angle  $\theta_{13}$  de la matrice de mélange MNS [57], qui joue dans le domaine des leptons un rôle analogue à celui de la matrice CKM pour les quarks.



# Bibliographie

- [1] The *BABAR* Collaboration, P. F. Harrison and H. R. Quinn, ed., The *BABAR* Physics Book, SLAC-R-504 (1998).
- [2] A. D. Sakharov, JETP Lett. **5**, 24 (1967).
- [3] J. Schwinger, Phys. Rev. **82**, 914 (1951).  
G. Lüders, Mat. Fys. Medd. Kongl. Dan. Vid. Selsk. **28**, 5 (1954).  
W. Pauli, in "Niels Bohr and the development of physics", W. Pauli ed., Oxford (1955).
- [4] T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
- [5] C.S. Wu et al., Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
- [6] L.D. Landau, Nucl. Phys. **3**, 127 (1957).
- [7] J. H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [8] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **13**, 562 (1964).
- [9] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theoret. Phys. **49**, 652 (1973).
- [10] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [11] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [12] A. Stocchi, in H.Y. Cheng and W.S. Hou ed., B Physics and CP Violation, World Scientific (2001), (hep-ph/0002171).
- [13] J. D. Bjorken in "New Developments in High Energy Physics", E. Floratos and A. Verganelakis ed., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **11**, 325 (1989).
- [14] M. Bauer and B. Stech, Phys. Lett. B **152**, 380 (1985).  
M. Bauer, B. Stech and M. Wirbel, Z. Phys. C **34**, 103 (1987).
- [15] M. Beneke et al., Nucl. Phys. B **591**, 313 (2000).
- [16] C.W. Bauer et al., Phys. Rev. D **67**, 014010 (2003).
- [17] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **479**, 1 (2002).

- [18] I. Adam et al. (BABAR DIRC Collaboration), "The DIRC Particle Identification System for the BaBar experiment", à paraître dans NIM.
- [19] Ph. Bourgeois et al., BaBar DIRC Note 25 (1996).
- [20] Ph. Bourgeois et al., BaBar DIRC Note 119 (1999).
- [21] H. Staengle et al. (BABAR DIRC Collaboration), Nucl. Instr. and Methods A **397**, 261 (1997).
- [22] Ph. Bourgeois et al., BaBar DIRC Note 116 (1999).
- [23] A. Hoecker et al., BaBar Analysis Document 73 (2000).
- [24] L. Mir, V. Shelkov and M. Zito, BaBar DIRC Note 143 (2002).
- [25] P. Bailly et al., Nucl. Instrum. and Meth. A **433**, (1999).
- [26] A. Gaidot et al., BaBar Note 461 (1998).
- [27] F. Le Diberder et al., BaBar Analysis Document 5 (1999).
- [28] M. Zito, BaBar Tagging Note 13 (1998).
- [29] 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).
- [30] J.D. Richman and P.R. Burchat, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 893 (1995).
- [31] V. Barger, C.S. Kim et R.J.N. Phillips, *Phys. Lett. B* **251**, 629 (1990).
- [32] A. F. Falk, Z. Ligeti and M. B. Wise, *Phys. Lett. B* **406**, 225 (1997).
- [33] R.D. Dikeman and N.G. Uraltsev, *Nucl. Phys. B* **509**, 378 (1998);  
I. Bigi, R.D. Dikeman and N. Uraltsev, *Eur. Phys. Jour C* **4**, 453 (1998).
- [34] R. Aleksan et al., *Phys. Rev. D* **62**, 093017 (2000).
- [35] G. Altarelli et al., *Nucl. Phys. B* **208**, (1982) 365.
- [36] T. Sjostrand, CERN-TH 7112/993 (1993).
- [37] B. Serfass, "Etude des désintégrations semi-leptoniques non charmées des mésons  $B$  et mesure de l'élément  $|V_{ub}|$  de la matrice CKM dans l'expérience BaBar", DAPNIA/SPP-01-03-T (2001).
- [38] B.H. Behrens et al. (Collaboration CLEO), *Phys. Rev. D* **61**, 052001 (2000).
- [39] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), hep-ex/0008052.
- [40] G. Schott and M. Zito, BaBar Analysis Document 110 (2001).
- [41] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 201802 (2002);  
Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, *Phys. Rev. D* **66**, 071102 (2002).

- 
- [42] R.G. Sachs, Enrico Fermi Institute Report, EFI-85-22 (1985) (unpublished) ;  
I. Dunietz and R.G. Sachs, Phys. Rev. **D37**, 3186 (1988) [E : Phys. Rev. **D39**, 3515 (1989)] ;  
I. Dunietz, Phys. Lett. **B427**, 179 (1998).
- [43] The CLEO Collaboration, G. Brandenburg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2762 (1998).
- [44] G. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [45] M. Neubert and B. Stech, Adv. Ser. Direct. High. Energy Phys. **41**, 294 (1998).  
(hep-ph/9705292)
- [46] O. Long, M. Baak, R.N. Cahn, and D. Kirkby, Phys. Rev. D **68**, 034010 (2003).
- [47] Belle Collaboration, P. Krokovny *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 231804 (2002) ;  
BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 181803 (2003).
- [48] G. Feldman and R. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
- [49] The BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0308018, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [50] H.J. Lipkin and A. I. Sanda, Phys. Lett. B **201**, 541 (1988).
- [51] M. Peshkin and J.L. Rosner, Nucl. Phys. B **122**, 144 (1977).
- [52] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **68**, 092001 (2003).
- [53] P. Robbe, "Etude des désintégrations doublement charmées des mésons B avec l'expérience BaBar à SLAC", LAPP-T-2002-01.
- [54] I. Bigi, B. Blok, M. Shifman, and A. Vainshtein, Phys. Lett. B **323**, 408 (1994).
- [55] G. Buchalla, I. Dunietz and H. Yamamoto, Phys. Lett. B **364**, 185 (1995).
- [56] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
- [57] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).  
B. Pontecorvo, JETP **26**, 984 (1968).



# Publications





## Annexe A

# DIRC : le détecteur d'identification de BaBar

Cette annexe présente le compte-rendu d'une présentation sur le détecteur DIRC donnée à la conférence "3rd Int. Conf. on B Physics and CP Violation" qui s'est déroulée à Taipei (Taiwan) en décembre 1999. Le détecteur DIRC est brièvement présenté : principe de détection, composantes, performances. Il est remarquable qu'à peine six mois après la prise de données d'un détecteur de type nouveau, la collaboration BaBar-DIRC a pu produire des résultats aussi convaincants ainsi que des performances excellentes. Ce compte rendu a été publié dans  
H.Y. Cheng and W.S. Hou ed., B Physics and CP Violation, World Scientific (2001).

# DIRC : the particle identification detector of BaBar

presented by Marco Zito  
on behalf of the BABAR DIRC Collaboration

## Abstract

The DIRC is a new type of Cerenkov detector based on the total internal reflection inside the radiator. Its construction and installation as part of the BaBar detector at SLAC have been completed in October 1999. The first data show that it performs according to the design. The DIRC will provide an excellent particle identification for the BaBar physics program.

## A.1 Introduction

The goal of the BaBar experiment [1] at the PEP-II  $e^+e^-$  asymmetric collider at SLAC is to study CP violation in the B meson system. This requires selecting  $e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0$  events where the flavor of one B meson is tagged and the other decays to a CP specific mode.

For the flavor tagging particle identification is required to select the inclusive kaons from  $b \rightarrow c \rightarrow s$ , with a momentum spectrum mostly below  $2 \text{ GeV}/c$ . Moreover it is necessary to separate  $K$  and  $\pi$  up to  $4.5 \text{ GeV}/c$  to select  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  from the more abundant  $B^0 \rightarrow K^-\pi^+$ .

To accomplish these tasks, BaBar uses the DIRC [2] (Detection of Internally Reflected Cerenkov light), a new type of Cerenkov detector.

## A.2 The DIRC design

The DIRC is a novel ring imaging detector based on the total internal reflection of the Cerenkov light produced in the radiator (fig. A.1).

It is a three dimensional device as it measures for each photon two coordinates on the detection surface and the arrival time.

The DIRC (fig. A.2) consists of

- a radiator made of quartz bars, which is the only component inside the active detection volume of BaBar
- an expansion region : a tank containing almost  $6 \text{ m}^3$  of pure water
- a photon detection surface comprising 10751 photomultipliers.

The DIRC Cerenkov radiator is made of 144 fused silica (*quartz*) bars (refractive index 1.47), 4.9 meter long, packed in twelve aluminium boxes. The bars are 3.5 *cm* wide and 1.7 *cm* high.

The quartz has been chosen for its optical properties : the bulk transmission is  $99.9 \pm 0.1\%/m$  at 442 *nm* and thanks to the high quality polishing of the surfaces the reflectivity is  $99.96 \pm 0.01\%$ .

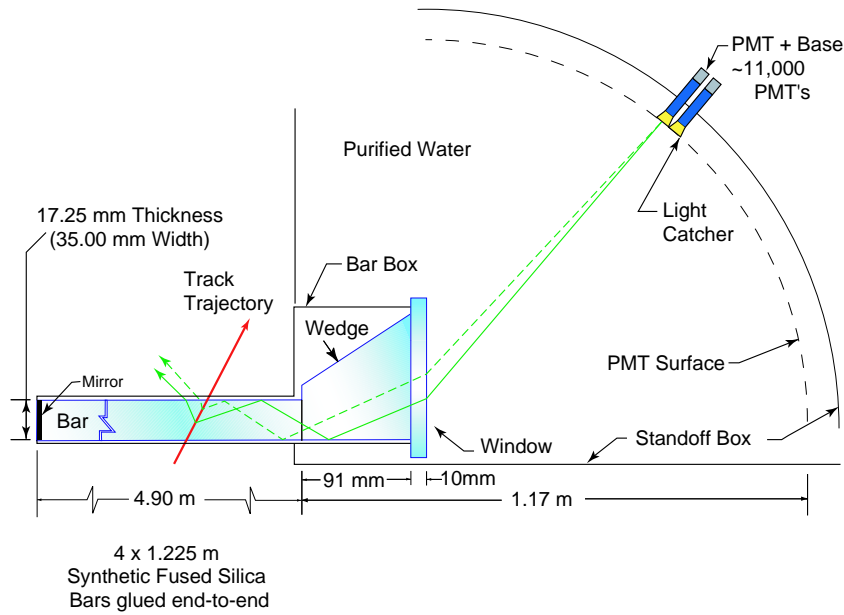


FIG. A.1 – Schematic of the DIRC principle.

A quartz wedge is fixed at each bar exit in order to increase the detection acceptance and a mirror is glued on the opposite end to reflect the photons travelling away from the detection region.

Part of the Cerenkov light produced ( $\lambda \approx 380 \text{ nm}$ ) is trapped by total reflection and eventually reaches the image expansion region. That region, called the *standoff box*, is filled with water for good optical index matching with quartz.

The photon detection is performed by an array of 10751 photomultipliers (ETL 9125 [3]) 1.2 meter away from the end of the bars. The photomultipliers have a high gain ( $10^7$ ) to provide a good single photon detection, a high quantum efficiency of 30 % at 400 nm and a good time resolution of 1.4 ns.

The DIRC is a remarkably thin detector : its total radial occupation in the sensitive region being only 8 cm (0.18 radiation lengths at normal incidence).

During the October 1999 BaBar/PEP II shutdown the installation of all the quartz bars has been completed.

### A.3 The DIRC performances

The expected single photon angle resolution is 9 mrad coming dominantly from the geometry, namely the size of the bar exit window, the lever arm and the photocathode area (7 mrad), and from the chromatic dispersions of quartz and water (5.4 mrad) (fig. A.3).

The average number of photons is of the order of 35 increasing with the incidence angle of the particle with respect to the bar. Due to the angle-momentum correlation given by the boost, the higher momentum tracks from two body decays of B mesons are in the

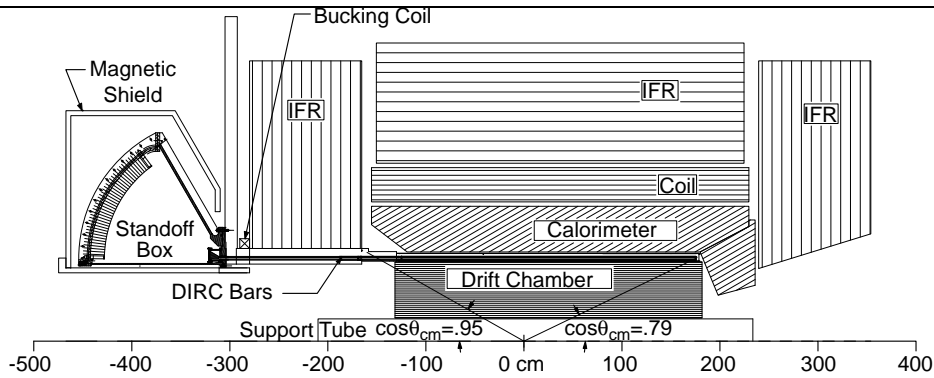


FIG. A.2 – Half transverse view of the BaBar detector.

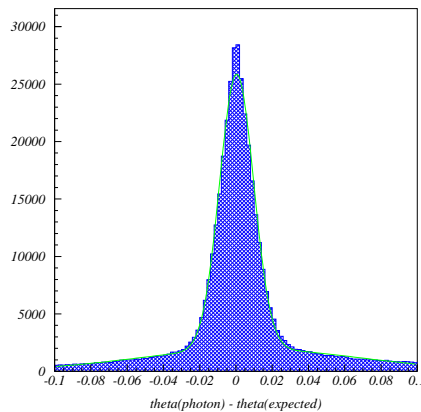


FIG. A.3 – Single photon Cerenkov angle resolution measured in cosmic ray data. The width of the narrow gaussian is  $9.3 \text{ mrad}$ . The broad gaussian is due to background photons, mostly due to the track itself.

forward region. Therefore, the DIRC geometry is well optimized for a good identification of these tracks.

The overall time resolution is  $1.8 \text{ ns}$ , a powerful tool to reject background both from the machine and the other tracks in the event. In multihadronic events, after strict time cuts the ratio of background to signal photons in the Cerenkov angle distribution is 12 %.

The resolution on the Cerenkov angle has been measured using Bhabha events to be  $3.0 \text{ mrad}$ . It is dominated by residual systematic effects like internal alignments and the precision of the tracking extrapolation to the DIRC. This translates into a  $K - \pi$  separation of  $3.8 \sigma$  at a momentum of  $3 \text{ GeV}/c$ .

The performance of the DIRC as a particle identification device has been tested using a sample of reconstructed  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ , with  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . Figure A.4 shows the distribution of the measured Cerenkov angle versus the momentum for these kinematically identified tracks. Most of the tracks outside the expected band are accounted for by the combinatorial background of the sample which is at the 20 % level. The kaon identification

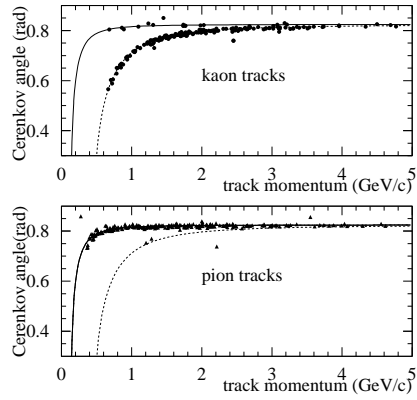


FIG. A.4 – Cerenkov angle vs momentum distribution for tracks kinematically identified as kaons (upper plot) and pions (lower plot) from a sample of reconstructed  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$  with  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . The solid (dashed) line shows the expected Cerenkov angle for pions (kaons).

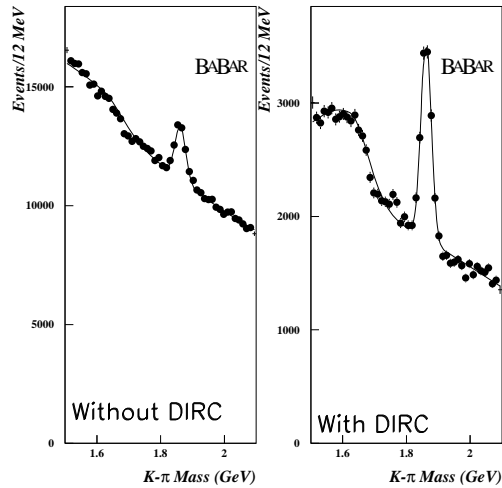


FIG. A.5 –  $K - \pi$  mass distribution without DIRC (left) and with DIRC (right) identification.

efficiency in the momentum interval  $0.6 - 3.5 \text{ GeV}/c$  is 84 % for a cut on the number of detected photons at 10, with a pion misidentification at the 1 % level.

The power of DIRC identification is illustrated in figure A.5. The  $K - \pi$  mass distribution with the DIRC shows a clean signal from inclusive  $D^0$  production with a reduction of a factor 5 of the combinatorial background.

## A.4 Conclusion.

The DIRC is a new type of Cerenkov detector optimized for hadron identification at a B factory.

The first data have demonstrated that the detector performs according to the design. The Cerenkov angle resolution has been measured to be  $3.0 \text{ mrad}$  for high momentum tracks, which corresponds to  $3.8 \sigma$   $K/\pi$  separation at a momentum of  $3 \text{ GeV}/c$ .

These performances will provide BaBar with a powerful tool for a rich physics program.

# Bibliographie

- [1] The BaBar Collaboration, *Technical Design Report*, SLAC-REP-950457 (1995)
- [2] P. Coyle *et al.*, Nucl. Instr. and Methods **A343** (1994) 292
- [3] Electron Tubes Limited (formerly : Thorn EMI Electron Tubes), Bury Street, Ruislip, Middlesex HA47TA, U.K.





## Annexe B

# Etude de l'étiquetage de la saveur

Cette annexe contient un extrait du BaBar Physics Book, livre produit suite à quatre workshop réunissant expérimentateurs et théoriciens et consacré à la préparation des analyses de BaBar dans des domaines aussi différents que la violation de CP, les désintégrations semi-leptoniques, la physique du  $\tau$  et du charme, etc. Le chapitre extrait présente les résultats du groupe d'étiquetage de BaBar auquel j'ai participé. Les variables discriminantes, la combinaison de ces information dans l'algorithme d'étiquetage ainsi que la mesure de performances de celui-ci avec les données sont les trois axes de ce chapitre. La référence de ce livre est

P.F. Harrison et H.R. Quinn éd., "The BaBar Physics Book" SLAC-R-504 (1998).

## B.1 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  $B_{\text{tag}}$ , 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.

### B.1.1 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. B.1 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. B.1 b), or the same as  $q_b$ , as in Fig. B.1 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.

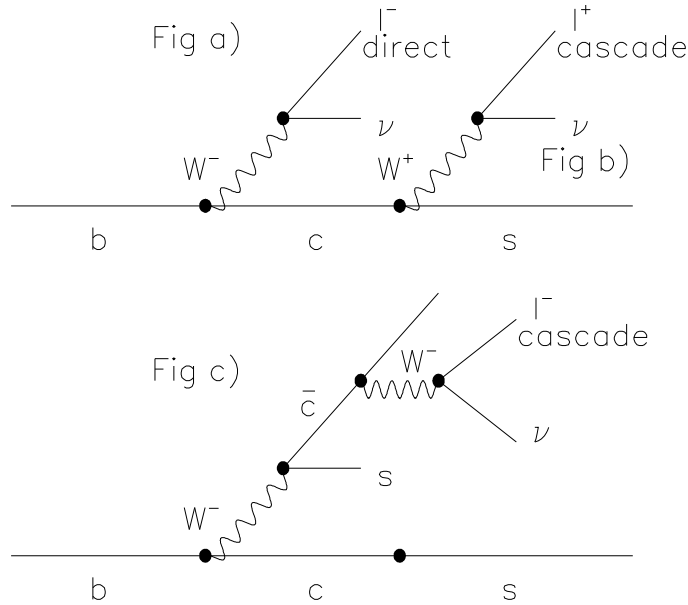


FIG. B.1 – a) Direct production of a lepton. b) Cascade production of a lepton with reverse-sign. c) Cascade production of a lepton with direct-sign.

---

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  $B$ .

### B.1.2 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 4.7, 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  $\epsilon_{\text{tag}}^c$ , 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

$$\langle s^2 \rangle = (1 - 2w)^2, \quad (\text{B.1})$$

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

$$\langle s^2 \rangle = \left\langle \left( \frac{p_R - p_D}{p_R + p_D} \right)^2 \right\rangle = \langle (1 - 2p_D)^2 \rangle = \langle (1 - 2p_R)^2 \rangle, \quad (\text{B.2})$$

where  $p_D$  ( $p_R$ ) is the relative probability (cf. Section 4.7) 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 :

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{\epsilon_c^{\text{tag}} \langle s_c^2 \rangle}}. \quad (\text{B.3})$$

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

$$S^2 = \sum_{\text{category}} \epsilon_c^{\text{tag}} \langle s_c^2 \rangle, \quad (\text{B.4})$$

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.

### B.1.3 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 variables computed are based on the information associated with the leptons (muons and electrons) and the charged kaons from the decay of the tagging  $B^0$ .

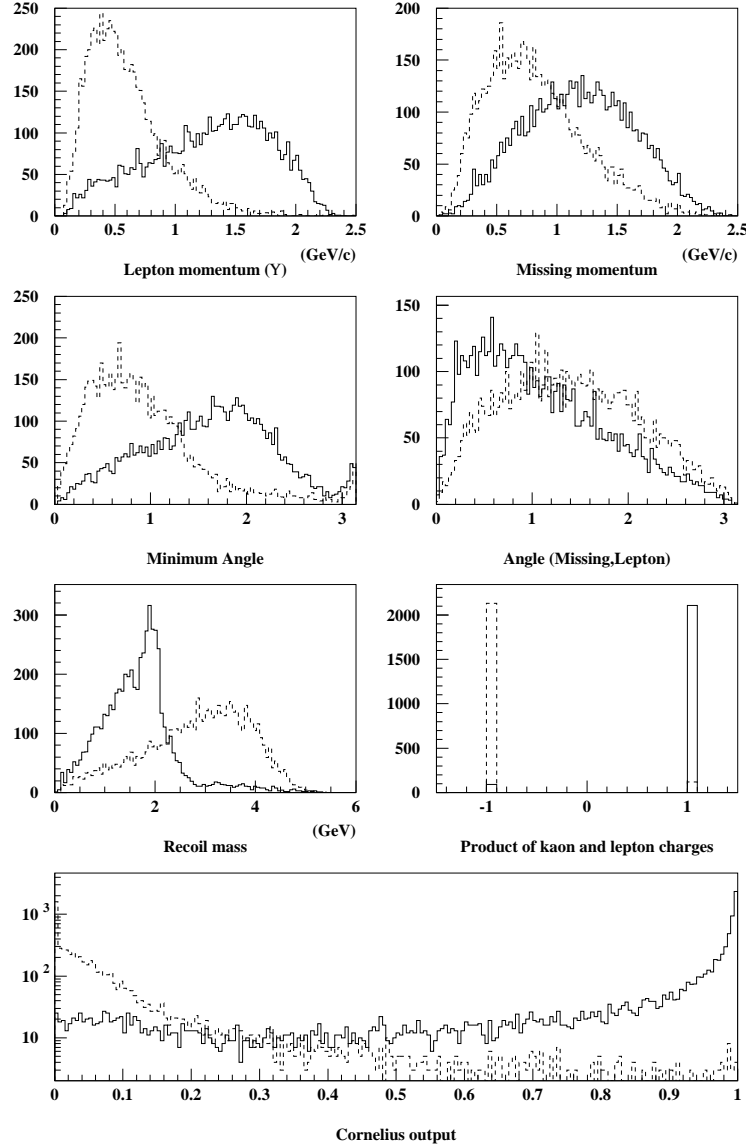


FIG. B.2 – Distributions of the discriminating variables ( $P_l^*$ ,  $M_{\text{recoil}}$ ,  $P_{\text{miss}}$ ,  $\theta_{\text{miss}}$ ,  $\theta_{\text{min}}^W$ ,  $Q_l Q_K$ ) of the lepton and the Cornelius output for “direct-sign” (solid line) and “reverse-sign” (dotted line).

In order to discriminate between direct-sign leptons, mostly produced by the  $b \rightarrow c$  transitions, and reverse-sign leptons produced by the cascade decays of the  $c$  quarks,

---

many topological and kinematical variables (see Fig. B.2) 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.  $M_{\text{recoil}}$ , the recoil mass of the lepton.
3.  $P_{\text{miss}}$ , the missing momentum of the event.
4.  $\theta_{\text{miss}}$  in the  $B^0$  CM, the angle between the lepton direction and the missing momentum of the tagging  $B$ .
5.  $\theta_{\text{min}}^W$  in the  $B^0$  CM, the angle between the the direction of the reconstructed virtual  $W$  and the particle 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.  $N_{\text{imp}}$ , the number of tracks in the event with impact parameter  $\geq 1$  mm in the transverse plane.
2.  $M_{\text{miss}}$ , 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.  $N_{\text{imp}}$  helps to discriminate events with decays of long-lived particles, such as  $K_S^0$ , and  $M_{\text{miss}}$  allows the identification of significant mass loss as  $K_L^0$ .

### B.1.4 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 :**  $P_l^*, M_{\text{recoil}}, P_{\text{miss}}, \theta_{\text{miss}}, \theta_{\text{min}}^W.$

**Lepton and kaon :**  $Q_l Q_K.$

**Kaon :**  $N_{\text{imp}}, M_{\text{miss}}.$

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 :

**1<sup>st</sup> Lepton :**  $P_l^*, M_{\text{recoil}}, P_{\text{miss}}, \theta_{\text{miss}}, \theta_{\text{min}}^W, E_{90}^W, Asym, Q^2.$

**Kaon :**  $Q_l Q_K, N_{\text{imp}}, M_{\text{miss}}.$

**2<sup>nd</sup> Lepton :**  $P_l^*, M_{\text{recoil}}, E_{90}^W, Q_{l1} Q_{l2}.$

### B.1.5 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 B.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, a later version of which was described in Section 4.3.

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 B.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 B.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,  $\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D\bar{D}X) = 7.9 \pm 2.2\%$ <sup>1</sup> by CLEO [1], 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. B.1-c).

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.

---

<sup>1</sup>These recent results are included in `EvtGen`.

TAB. B.1 – Comparison between the different discriminating methods (PA, LDA and NN) obtained using fully reconstructed B<sub>sim</sub> events with preliminary particle ID software.

Tagging Category	Methods	Separation $\langle s^2 \rangle$ (%)	Tagging Efficiency $\epsilon_{\text{tag}}$ (%)	Absolute Separation $\epsilon_{\text{tag}} \langle s^2 \rangle$ (%)
<i>Electron</i> (1)	PA	34.6	12.9	4.5
	LDA	34.2	12.9	4.4
	NN	36.0	12.9	4.6
<i>Electron</i> + <i>Kaon</i> (2)	PA	60.2	6.0	3.6
	LDA	62.6	6.0	3.8
	NN	60.6	6.0	3.6
<i>Muon</i> (3)	PA	31.5	7.9	2.5
	LDA	31.1	7.9	2.5
	NN	34.6	7.9	2.7
<i>Muon</i> + <i>Kaon</i> (4)	PA	51.8	4.6	2.4
	LDA	57.0	4.6	2.6
	NN	57.5	4.6	2.6
<i>Electron</i> (5)	NN	44.4	18.9	8.4
<i>Muon</i> (6)	NN	42.9	12.5	5.4
<i>Kaon</i> (7)	PA	39.3	24.2	9.5
	LDA	39.5	24.2	9.6
	NN	39.5	24.2	9.6
<b>TOTAL</b> (1)+(2) (3)+(4)+(7)	PA		55.6	22.5
	LDA		55.6	22.9
	NN		55.6	23.1
<b>TOTAL</b> (5)+(6)+(7)	NN		55.6	23.4

TAB. B.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	Tagging Efficiency	Absolute Separation
		$\langle s^2 \rangle$ (%)	$\epsilon_{\text{tag}}$ (%)	$\epsilon_{\text{tag}} \langle s^2 \rangle$ (%)
<i>Lepton</i> (1)	<b>PA</b>	41.5	25.7	10.7
	<b>LDA</b>	42.0	25.7	10.8
	<b>NN</b>	43.1	25.7	11.1
<i>Lepton</i> + <i>Kaon</i> (2)	<b>PA</b>	77.6	13.8	10.7
	<b>LDA</b>	77.4	13.8	10.7
	<b>NN</b>	81.1	13.8	11.2
<i>Lepton</i> (3)	<b>NN</b>	58.0	39.5	22.9
<i>Kaon</i> (4)	<b>PA</b>	60.0	21.3	12.8
	<b>LDA</b>	59.9	21.3	12.8
	<b>NN</b>	60.8	21.3	13.0
<b>TOTAL</b> (1)+(2)+(4)	<b>PA</b>		60.8	34.2
	<b>LDA</b>		60.8	34.3
	<b>NN</b>		60.8	35.3
<b>TOTAL</b> (3)+(4)	<b>NN</b>		60.8	35.9

### B.1.6 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  $A_{\text{meas}}$  and  $A_{\text{phys}}$  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  $B\bar{B}$  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 [2]. 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,

$$w = \frac{f_{\text{mix}} - \chi}{1 - 2\chi} \quad (\text{B.5})$$



---

where  $f_{\text{mix}}$  is the fraction of events which are classified as mixed according to the tagging and  $\chi$  is the time-integrated mixing probability<sup>2</sup>.

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

$$M(t) = (1 - 2w)m(t) + wu(t) \quad \text{and} \quad U(t) = (1 - 2w)u(t) + wm(t). \quad (\text{B.6})$$

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  $\epsilon_{\text{rec}}$  of the exclusive reconstruction of a  $B^0$  can be estimated in two ways : using the `Aslund` efficiencies for the reconstruction of the modes  $B^0 \rightarrow D^{(*)}h$  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  $0.3 \times 10^{-3}$  [3]<sup>3</sup>. Taking conservatively the latter figure, a sample of  $10^4$  tagged  $B^0$  would be obtained for  $30 \text{ fb}^{-1}$ , 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.

## B.1.7 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 discriminating variables such as those related to the information of the soft pion produced in the decay of a  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm$  have been reviewed [4].

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

---

<sup>2</sup>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.

<sup>3</sup>Though the *BABAR* acceptance is slightly smaller than that of CLEO, improvements in particle ID should make up for this loss.

good tagging information.  $D^0$ ,  $D^+$  and  $D_s^-$  mesons can be used as  $\bar{B}^0$  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  $\pi^0$ s 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**.

### B.1.8 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  $B^0 \bar{B}^0$  tagging for  $CP$  violation studies. It provides the *probability* that each event is a  $B^0$  or a  $\bar{B}^0$ . 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] T. E. Coan *et al.*, (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **80**, 1150 (1998).
- [2] Tagging Group, BABAR Note 427, in preparation.
- [3] M. Athanas *et al.*, (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **73**, 3503 (1994).
- [4] R. Waldi, “Flavour Tagging Studies for the *BABAR* TDR,” BABAR Note 204, (1995).



# Annexe C

## Méthodes pour mesurer $|V_{ub}|$

La première partie de cette annexe contient un extrait du BaBar Physics Book relatives aux mesures de  $|V_{cb}|$  et  $|V_{ub}|$ . En particulier y sont présentés les résultats de l'étude de faisabilité de la mesure inclusive de  $|V_{ub}|$  en reconstruisant complètement un des deux  $B$ . Bien que la chaîne de simulation et de reconstruction de BaBar était à ses débuts, il a été possible d'étudier la distribution de la masse reconstruite du système hadronique et de vérifier que la contamination due aux événements avec production de charme n'est pas un obstacle insurmontable. La projection du nombre d'événements de signal montrait qu'une précision sur  $|V_{ub}|$  de l'ordre de 15 % devrait être possible par cette méthode. La référence de ce livre est

P.F. Harrison et H.R. Quinn éd., "The BaBar Physics Book" SLAC-R-504 (1998).

La deuxième partie de l'annexe contient un article écrit avec R. Aleksan, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène et J.C. Raynal et qui propose de mesurer l'élément de matrice  $|V_{ub}|$  par l'étude des transitions  $B \rightarrow D_s^+ X_u$ . L'avantage offert par ces transition est que la partie du spectre des  $D_s^+$  au delà de la limite cinématique des  $B \rightarrow D_s^+ X_c$  est grande et supérieure à 50 %. A la différence des désintégrations semi-leptoniques, l'erreur d'extrapolation à tout le spectre sera ainsi faible. Les incertitudes de cette méthode résident dans l'hypothèse de factorisation ainsi que dans le bruit de fond dû à d'autres processus (diagrammes d'annihilation et d'échange).

La référence de cet article est

R. Aleksan et al., Phys. Rev. D **62**, 093017 (2000).

## C.1 Studying Semileptonic Decays with the *BABAR* Detector

### C.1.1 The Experimental Environment

The only sources of prompt leptons at the  $\Upsilon(4S)$  resonance are direct charm production and  $B\bar{B}$  events, with about equal cross sections. In  $B\bar{B}$  events, the momentum of the lepton is used to separate primary from secondary (cascade) leptons, and  $b \rightarrow cl\nu$  decays from  $b \rightarrow ul\nu$  decays. Figure C.1 shows the momentum spectrum for the primary leptons from  $b \rightarrow cl\nu$  decays. Electrons with momentum as low as 0.6 GeV/ $c$  will be identified cleanly using the electromagnetic calorimeter and the IFR will be efficient for identifying muons down to about 0.7 GeV/ $c$ . For muons and electrons, the rate of hadrons faking leptons should be quite low, and the dominant backgrounds will usually be due to real leptons from competing semileptonic decay modes.

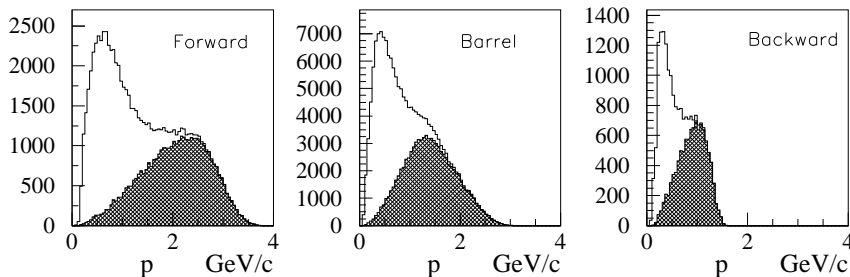


FIG. C.1 – Momentum distribution of primary and secondary muons from  $B$  decay in (a) the forward endcap, (b) the barrel, and (c) the backward endcap regions. The shaded part of the histogram refers to primary decay muons.

### C.1.2 Semileptonic Event Generators

In Section 4.1.1, a general description of the event generators used in the studies were discussed. Here, some particular features relevant to semileptonic decays are described.

The list of exclusive final state hadrons used in modeling the process  $b \rightarrow cl\nu$  includes the  $D$ ,  $D^*$ , the four  $P$ -wave states, the radially excited  $D$  and  $D^*$ , and non-resonant  $D^{(*)}\pi$ . All of these decays except the non-resonant  $D^{(*)}\pi$  are modeled according to the ISGW2 model, primarily because it gives explicit predictions for many final states. The sum of branching fractions for the decay modes included is 10.4%, which is close to the measured  $B$  semileptonic branching fraction at the  $\Upsilon(4S)$ . The lepton energy spectrum produced is somewhat softer than observed.

Similarly, the  $b \rightarrow ul\nu$  transitions are modeled using the ISGW2 model for a long list of exclusive final states. This list includes the  $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\omega$ , and  $\rho$  which are of particular interest in the exclusive measurements, but also the  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $a_0$ ,  $a_2$ ,  $\rho(2S)$ ,  $\eta'$ ,  $\rho'$ ,  $\pi'$ , and  $f_0$ . The sum of the branching ratios for all the  $b \rightarrow ul\nu$  transitions is about 0.1%.

---

There are a number of models that predict the hadronic form factors for various semileptonic decay modes. The event generator uses these form factors to generate the distributions of the lepton energy and  $q^2$  and the associated decay distributions for the final state meson. All correlations in the decay are correctly handled, but no final state (electromagnetic) radiation is included.  $B \rightarrow X\tau\bar{\nu}_\tau$  decays are also generated. The polarization of the  $\tau$  and the resulting angular distributions are handled correctly.

In order to study the model-dependence of specific exclusive semileptonic decays, models other than the ISGW2 default model are available. The ISGW, KS, WSB, and Ball models can be used for  $\pi l\nu$  and  $\rho l\nu$ , and a parameterization of HQET predictions is available for  $D^{(*)}l\nu$ .

### C.1.3 Reconstruction of the Other $B$

The detailed study of  $\|V_{ub}\|$  semileptonic decays is particularly challenging because of the huge background due to the semileptonic  $B$  decays into a charm final state, which occurs one hundred times more frequently. One way to reduce this background is to reconstruct the other  $B$  in the event. The nature of this reconstruction of the “other  $B$ ” depends on whether one is analyzing exclusive or inclusive semileptonic decays.

It is possible to measure  $\|V_{ub}\|$  by studying one of the simpler exclusive decays, such as  $B \rightarrow \pi l\nu$  or  $B \rightarrow \rho l\nu$ . In this case one assumes that all the other particles in the event are due to the second  $B$ , and that the energy and momentum are those of the undetected neutrino :

$$p_\nu = p_{CM} - (p_l + p_\rho + p_B) \quad (\text{C.1})$$

where  $p_B$  is the four momentum of all other particles. The background can be reduced strongly by requiring that the reconstructed mass and energy of the  $B$  decaying semileptonically be consistent with the kinematics of the event. This method has been used extensively by the CLEO collaboration [1]. The main limitation is that if a single track is missed from the other  $B$  decay, the event is lost. The main advantage is that a large fraction of all  $B$  decay modes can be included.

For reasons detailed in the theoretical section, there are advantages to reconstructing the charmless semileptonic  $B$  decays inclusively. In this case, one must use a different strategy to separate the suppressed decays from the dominant  $b \rightarrow cl\nu$  decays. As is discussed below, the proposal is to use the mass of the hadronic system in the semileptonic decay to separate charmless decays. The problem is how to identify which particles come from which  $B$  meson. The surest way to do this is to reconstruct fully the second  $B$  in one of a number of exclusive channels. In this case one knows that all of the other detected particles form the hadronic system in the semileptonic decay, making it possible to reconstruct the mass of that system.

Thus, in one case, an exclusive semileptonic decay mode is considered and the other  $B$  is reconstructed inclusively. In the other case, the semileptonic decays are considered inclusively, while exclusive decays of the other  $B$  are reconstructed. In both cases, it is necessary to reconstruct all the decay products. Therefore the two methods put a premium on detector hermiticity, both for charged and neutral particles, and on good energy and momentum reconstruction. Both methods use the following cuts to reduce the fraction of

events with an undetected particle :

- the total charge is required to be zero, which rejects events in which one track escaped detection ;
- no additional lepton is allowed in the event ;
- the mass of the neutrino, obtained from the missing momentum and energy in the event, must be compatible with zero.

The crucial figure of merit for the final event sample available with this method is the fraction of events with one  $B$  meson fully and exclusively reconstructed. In order to estimate this fraction, the method outlined in [2] for the study of the decay  $B \rightarrow D\bar{D}$  was followed. This consists of a simple parametrization of the efficiency according to the number of charged and neutral particles. The decay modes considered were of the type  $B \rightarrow D^{(*)}X$ , where  $X$  is  $\pi$ ,  $\rho$  or  $\pi^+\pi^+\pi^-$ , and decay modes of the  $D$  mesons with up to one  $\pi^0$  in the final state. The modes considered for the  $D^+$  and  $D^0$  are listed in Tables C.1 and C.2. The efficiency per charged track was taken to be 87% and for  $\pi^0$ s it was taken to be 62%. Only decays of  $D^{*0}$  into  $D^0\pi^0$  and of  $D^{*+}$  into  $D^0\pi^+$  were considered.

TAB. C.1 – Efficiency for  $D^0$  reconstruction

Mode	Branching Fraction (%)	Efficiency (%)	$\epsilon \times Br$ (%)
$K^-\pi^+$	4.0	77	3.1
$K^-\pi^+\pi^0$	13.8	48	6.6
$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	8.1	55	4.4
Total	21.8		14.1

TAB. C.2 – Efficiency for  $D^+$  reconstruction

Mode	Branching Fraction (%)	Efficiency (%)	$\epsilon \times Br$ (%)
$K^-\pi^+\pi^+$	9.1	67	6.0
$K^-\pi^+\pi^+\pi^0$	6.4	42	2.7
Total	15.5		8.7

From Tables C.3 and C.4, it can be concluded that the fraction of  $B\bar{B}$  events where one of the two  $B$  meson is completely reconstructed is  $5.7 \times 10^{-3}$ . This is higher than the fraction actually reconstructed by the CLEO experiment,  $1.2 \times 10^{-3}$  [3]. Some improvement with respect to CLEO should be expected at *BABAR*, due to the superior particle identification capabilities and the precise tracking and vertex information from the vertex



TAB. C.3 – Efficiency for  $B^+$  reconstruction

Mode	Branching Fraction (%)	Efficiency (%)	$\epsilon \times Br(10^{-3})$
$\bar{D}^0\pi^+$	0.55	12.2	0.7
$\bar{D}^0\rho^+$	1.35	7.6	1.0
$\bar{D}^0\pi^+\pi^+\pi^-$	1.10	9.2	1.0
$\bar{D}^{*0}\pi^+$	0.52	4.8	0.2
$\bar{D}^{*0}\rho^+$	1.68	2.7	0.5
$\bar{D}^{*0}\pi^+\pi^+\pi^-$	0.94	3.6	0.3
Total	6.14		3.7

TAB. C.4 – Efficiency for  $B^0$  reconstruction

Mode	Branching Fraction (%)	Efficiency (%)	$\epsilon \times Br(10^{-3})$
$D^-\pi^+$	0.29	7.6	0.2
$D^-\rho^+$	0.81	4.7	0.4
$D^-\pi^+\pi^+\pi^-$	0.80	5.7	0.5
$D^{*-}\pi^+$	0.26	7.1	0.2
$D^{*-}\rho^+$	0.74	4.4	0.3
$D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^-$	0.76	5.4	0.4
Total	3.66		2.0

detector, both of which should help considerably in reducing the combinatorial background. On the other hand, additional cuts may be needed for the high-multiplicity  $D$  decay modes to reduce the backgrounds sufficiently.

## C.2 Measuring $|V_{cb}|$ using HQET in Exclusive Decays

The most precise measurements of  $|V_{cb}|$  using exclusive decays come from analysis of the decay mode  $\bar{B} \rightarrow D^*l^-\bar{\nu}$ . There are a number of reasons for this. Experimentally, the backgrounds in this mode are much smaller than for the other decay that might be used,  $\bar{B} \rightarrow Dl^-\bar{\nu}$ . In addition to combinatoric background from fake  $D$  mesons,  $\bar{B} \rightarrow Dl^-\bar{\nu}$  has substantial feed-down from  $\bar{B} \rightarrow D^*l^-\bar{\nu}$ . Finally, the rate for  $\bar{B} \rightarrow Dl^-\bar{\nu}$  is suppressed at high  $q^2$  by the kinematic factor  $p_D^3$ , where  $p_D$  is the momentum of the  $D$  in the  $B$  rest frame, because it is a  $p$ -wave decay. Although it is important to test HQET and to study the form factor shape for  $\bar{B} \rightarrow Dl^-\bar{\nu}$ , the best exclusive measurement of  $|V_{cb}|$  should continue to come from  $\bar{B} \rightarrow D^*l^-\bar{\nu}$ .

As discussed in the theoretical section on  $|V_{cb}|$ , the best way to extract the CKM matrix element from the experimental data is to measure the rate near zero recoil, or  $q^2 = q_{max}^2$ . The standard analysis consists of converting the differential decay rate into  $\mathcal{F}(w)|V_{cb}|$  and then plotting that as a function of  $w$ . A fit to this distribution is then used to find the intercept at  $w = 1$ ,  $\mathcal{F}(1)|V_{cb}|$ .

Presently, this quantity is determined about equally well by the LEP experiments and by CLEO. The CLEO result is

$$\mathcal{F}(1)|V_{cb}| = 0.0351 \pm 0.0019(\text{stat}) \pm 0.0020(\text{syst}).$$

A recent review by Di Ciaccio of the experimental situation gave an average value of  $0.0343 \pm 0.0016$ . Assuming from theoretical estimates the value  $\mathcal{F}(1) = 0.91 \pm 0.03$ , Di Ciaccio calculated

$$|V_{cb}| = 0.0376 \pm 0.0018(\text{exp}) \pm 0.0012(\text{th}).$$

Clearly there is room for improvement in this number at *BABAR*. Assuming the same acceptance and efficiency, the statistical error for an integrated luminosity of  $30 \text{ fb}^{-1}$  would be  $\pm 0.006$ . One could reasonably expect to reduce the systematic error to about the same level.

### C.3 Measuring $|V_{ub}|$ using Exclusive Decays

In studying the rare exclusive  $b \rightarrow ul\nu$  transitions the biggest challenge is to reduce the backgrounds from the much more abundant  $b \rightarrow cl\nu$  decays. There is also a substantial background from non-resonant  $c\bar{c}$  production. Measurements of exclusive  $b \rightarrow ul\nu$  transitions have focused on the decays  $B \rightarrow \pi l\nu$ ,  $B \rightarrow \rho l\nu$ , and  $B \rightarrow \omega l\nu$ . These are expected to be the exclusive channels with the largest branching ratios, and they are also the simplest to reconstruct. In the vector final states the charged lepton is produced with a hard energy spectrum. Thus a requirement of a lepton above  $\sim 2 \text{ GeV}/c$  is efficient, while it rejects a large fraction of the  $b \rightarrow cl\nu$  background. The  $B \rightarrow \pi l\nu$  final state does not have a hard lepton energy spectrum and it is therefore necessary to use a larger range of lepton energies for this decay. However, the charged pion final state does not suffer from combinatorial problems, which do affect the channel with the  $\rho$ .

CLEO has used a strategy to suppress the background from  $b \rightarrow cl\nu$  events in which the energy and momentum of the neutrino is estimated from the missing energy and momentum of the event. This requires detection of all decay products of the second  $B$  meson in the event. A series of event selection criteria were designed to select events in which this requirement is well fulfilled.

- Events with a non-zero net charge indicate that additional charged particles are missing and are therefore rejected.
- Events with additional leptons are rejected since most leptons are produced in semileptonic decays and therefore indicated the presence of another, undetected, neutrino.
- A neutrino candidate reconstructed close to the beam axis is rejected since it is often due to lost particles along the beam pipe.

- 
- The invariant mass of the reconstructed neutrino is required to be consistent with zero.
  - When estimating the total energy and momentum using information from the calorimeter, special care has to be taken to reject as much of the hadronic split-offs and back splashes as possible.

After this selection of neutrino candidates the analysis is relatively straight forward. A beam energy constrained  $B$  mass is constructed from the lepton, meson, and neutrino candidate in the event. It is also required that  $\Delta E = E_\nu + E_l + E_X - E_{\text{beam}}$  is consistent with zero, where  $E_{\text{beam}}$  is the energy of the meson candidate. The signal is a peak at the  $B$ -mass in the beam energy constrained mass.

CLEO has searched for the decays  $B^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu$ ,  $B^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu$ ,  $B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu$ ,  $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ , and  $B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu$  (the charge conjugated modes are also included and  $l = e$  or  $\mu$ ) in  $2.66 \text{ fb}^{-1}$  ( $2.84 \times 10^6 B\bar{B}$  pairs). They measured the following branching fractions [1]

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) &= (1.8 \pm 0.4 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-4}, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu) &= (2.5 \pm 0.4_{-0.7}^{+0.5} \pm 0.5) \times 10^{-4} \end{aligned}$$

where the errors are statistical, systematic, and model-dependence respectively. With a large model dependence these measurements give an estimate of

$$|V_{ub}| = (3.3 \pm 0.2_{-0.4}^{+0.3} \pm 0.7) \times 10^{-3}. \quad (\text{C.2})$$

A study of measuring these decays at *BABAR* was first carried out in the fast parameterized **Aslund** Monte Carlo. This study indicated that the *BABAR* experiment would be able to do these measurements quite well. With selection criteria that were similar to those used by CLEO a similar reconstruction efficiency was obtained while the estimated background levels were significantly lower. Accurate modeling of the backgrounds needs a complete detector simulation. The efficiency for reconstructing all decay products of the other  $B$  is about 7%. However, when migrating to the full simulation the performance was severely degraded. This is largely understood as problems with not yet well enough developed tools for handling hadronic split-offs and track matching in the calorimeter.

Assuming that *BABAR* will be able to reach the same efficiency and cleanliness as CLEO for reconstructing these semileptonic decays using the neutrino reconstruction technique, the statistical uncertainty in these branching fraction measurements will be around 5% for  $30 \text{ fb}^{-1}$ .

Improvements over CLEO are expected due to the improved performance in particle identification, *i.e.*,  $K - \pi$  separation and muon identification, and also in improved vertexing which will help to reduce the combinatorial background. The increase in statistics should also allow a reduction of the systematic error, which is dominated by the simulation of the inclusive reconstruction of the neutrino candidate. The size of these event samples should also allow studies of the dynamics, which will reduce the model-dependence of the branching fraction measurements, by allowing a study of the distribution of events in the Dalitz plot.

## C.4 Measuring $|V_{cb}|$ with Inclusive Decays

In view of the continuing discrepancy between the inclusive semileptonic decay fractions  $\mathcal{B}(B \rightarrow l\nu X)$  as measured at the  $\Upsilon(4S)$  and at the  $Z^0$ , it is highly desirable to get a precision measurement of this fraction with *BABAR* soon. Since it is one of the main sources for  $|V_{cb}|$ , it should even be measured more than once with increasing precision in the process of accumulating luminosity.

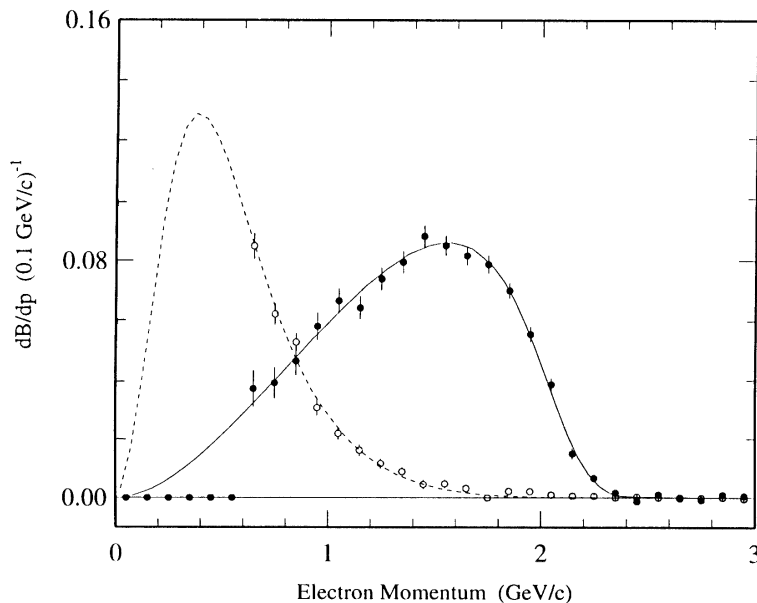


FIG. C.2 – The CLEO results [4] on the momentum spectra of primary and secondary electrons from  $B$  meson decays.

The fraction  $\mathcal{B}$  is determined by integrating  $d\mathcal{B}/dp$  over a momentum range as wide as possible and by then extrapolating to all momenta in  $B$  decays. There is no principal difference in choosing  $p$  either in the *BABAR* lab frame or in the  $\Upsilon(4S)$  or  $B$  meson rest frame. For mastering the main backgrounds, it is convenient to use  $p = p^*$  in the  $\Upsilon(4S)$  frame. Since electrons will cover a wider measurable  $p^*$  range than muons, we limit the discussion here to  $\mathcal{B}(B \rightarrow e\nu X)$ . A precise measurement requires precise knowledge of the electron detection efficiency  $\eta_e(p^*)$  including trackfinding and electron identification, precise normalization  $d\mathcal{B}(B \rightarrow e\nu X)/dp^* = dN(B \rightarrow e\nu X)/dp^*/N(B)$ , and precise evaluation of all contributing backgrounds. The main backgrounds are

1. electrons from non- $B\bar{B}$  events,
2. secondary electrons from  $B \rightarrow D \rightarrow e$ ,
3. misidentified hadrons,
4. electrons from  $B \rightarrow \psi X$  with  $J/\psi = J/\psi$  or  $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$ ,

5.  $\gamma$  conversion or  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$  if only one electron of the pair is detected,
6. cascade electrons from  $B \rightarrow \tau \rightarrow e$ .

TAB. C.5 – The main features of the determination of  $\mathcal{B}(B \rightarrow e\nu X)$  using lepton tags, in the two previous experiments and in *BABAR*.

	ARGUS [5]	CLEO [4]	BABAR Estimate
$\mathcal{L}(\Upsilon(4S))$	0.25/fb	2.06/fb	25/fb
$\mathcal{L}(\text{continuum})$	0.10/fb	0.96/fb	5/fb
$N(B\bar{B})$	0.2 M	2.0 M	27 M
e momentum range	$p^* > 0.6 \text{ GeV}/c$		$p^* > 0.3 \text{ GeV}/c$
Tags	e and $\mu$ with $1.4 \text{ GeV}/c < p^* < 2.3 \text{ GeV}/c$		
$\eta_{\text{tag}}$	0.14	0.123	0.1
$N_{\text{tag}}$	30 K	246 K	2.7 M
$N(e^\pm l^\mp)$	956	9938	125 K
background	45%	32%	$\sim 30\%$
$N(e^\pm l^\pm)$	798	5319	70 K
background	65%	45%	$\sim 40\%$
$\sigma_{\text{stat}}(\mathcal{B})/\mathcal{B}$	5.0%	1.6%	0.5%
$\sigma_{\text{syst}}(\mathcal{B})/\mathcal{B}$	4.0%	4.3%	2.0%

In order to master the first two backgrounds, *BABAR* should not begin with a “fully inclusive” search for  $e\nu X$  events, but rather should start its efforts with the “state of the art” as presented by ARGUS in 1993 [5] and CLEO in 1996 [4]. In these two analyses, electrons are tagged by requiring a second lepton with selected  $p^*$ , either e or  $\mu$ , in the same event. If originating from the second  $B$  meson in the  $\Upsilon(4S)$  decay, the charge of this lepton tags the origin of the selected electron; opposite sign  $l^\mp$  tags indicate primary  $e^\pm$  and same sign  $l^\pm$  tags indicate secondary  $e^\pm$  from  $B$  meson decays. The charge correlation is diluted by  $B^0-\bar{B}^0$  oscillations in a precisely known way :

$$\frac{dN(e^\pm l^\mp)}{dp^*} = N(\text{tag}) \cdot \eta_e(p^*) \cdot \left[ (1 - \chi) \frac{d\mathcal{B}(B \rightarrow e\nu X)}{dp^*} + \chi \frac{d\mathcal{B}(B \rightarrow D \rightarrow e\nu X)}{dp^*} \right], \quad (\text{C.3})$$

$$\frac{dN(e^\pm l^\pm)}{dp^*} = N(\text{tag}) \cdot \eta_e(p^*) \cdot \left[ \chi \frac{d\mathcal{B}(B \rightarrow e\nu X)}{dp^*} + (1 - \chi) \frac{d\mathcal{B}(B \rightarrow D \rightarrow e\nu X)}{dp^*} \right], \quad (\text{C.4})$$

where  $N(\text{tag}) = N(B) \cdot \eta_{\text{tag}}$  is the number of selected lepton tags to be determined separately, and  $\chi = f_0 \cdot \chi_0$  where  $f_0$  is the fraction of  $B^0\bar{B}^0$  in  $\Upsilon(4S)$  decays and the well-known  $B^0\bar{B}^0$  oscillation strength is  $\chi_0 = 0.175 \pm 0.016$  [6].

After all background subtractions, now including backgrounds in the tag leptons, this set of linear equations can be solved for  $d\mathcal{B}(B \rightarrow e\nu X)/dp^*$  and  $d\mathcal{B}(B \rightarrow D \rightarrow e\nu X)/dp^*$ ; the CLEO results are shown in Fig. C.2. Table C.5 gives the main properties of the two lepton-tag experiments. In the following, an estimate is given for the performance of

TAB. C.6 – Contributions to the relative systematic error on  $\mathcal{B}(B \rightarrow e\nu X)$ . In the ARGUS list, the track efficiency (\*) is combined with the electron ID efficiency. In the CLEO list, the two errors on the fake electrons (\*\*) are combined.

	ARGUS [5]	CLEO [4]	BABAR Estimate
$N_{\text{tag}}(\text{syst})$	0.8%	1.2%	0.6%
$\chi(\text{stat and syst})$	2.0%	1.1%	0.6%
Faked e (opposite sign)	0.8%	2.1%	0.4%
Faked e (like sign)	0.2%	(**)	0.1%
e from the same B	0.6%	0.7%	0.5%
Other bg in e sample	1.5%	1.5%	1.0%
Track efficiency	(*)	1.0%	0.5%
e ID efficiency	3.2%	2.0%	1.0%
Wrong sign tags	0.7%	0.5%	0.3%
momentum extrapolation	1.0%	0.6%	0.3%
quadratic sum	4.4%	3.9%	2.0%
quoted	4%	4.1%	

*BABAR* with  $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$  from the same method with better optimized selection criteria. After a few years of running, more refined tags with vertex information and eventually full  $B$  meson reconstruction will be able to determine  $\mathcal{B}(B \rightarrow l\nu X)$  with smaller systematic error, and to separate into  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow l\nu X)$  and  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow l\nu X)$ . These refinements will, however, not be discussed here.

Improvements in the lepton tag measurement at *BABAR* will obviously come from statistics, but there will also have to be improvements in the systematics of the measurement. For an integrated luminosity of  $30 \text{ fb}^{-1}$ , ( $25 \text{ fb}^{-1}$  on the  $\Upsilon(4S)$  and  $5 \text{ fb}^{-1}$  in the continuum) the statistical error on  $\mathcal{B}(B \rightarrow e\nu X)$  is estimated to be  $\pm 0.005$ . It is expected that at *BABAR*, it will be possible to identify electrons down to a lab momentum of  $0.5 \text{ GeV}/c$ . The identification efficiency and the misidentification probability for pions and Kaons cannot be determined absolutely reliably from Monte Carlo simulation. When data become available, radiative Bhabha events will be used to determine the efficiency, and  $K_s^0$  and  $D^0$  decays will be used for the misidentification probabilities.

The systematic errors on these two quantities as a function of electron momentum are the most important, because they dominate the systematic error of the result. Table C.6 summarizes the contributions to the systematic error in the two previous experiments and the estimate for *BABAR* with  $30 \text{ fb}^{-1}$ . The moving  $\Upsilon(4S)$  frame will be of advantage for *BABAR* for two reasons; the minimum of  $p_e^*$  will be much lower than the minimum of  $p_e(\text{lab})$  – it is expected that  $p_e^*(\text{min}) \approx 0.3 \text{ GeV}/c$  – and different  $p_e(\text{lab})$  will contribute to the same  $p_e^*$ . The latter will help to perform a variety of cross checks in determining the electron ID efficiency  $\eta_e$ , ending eventually in a systematic error around 1% on  $\eta_e$  which still dominates the systematic error of the result.

---

To conclude, it is expected that  $\mathcal{B}(B \rightarrow e\nu X)$  will be determined with systematic errors of  $\pm 0.005 \pm 0.020$  or even slightly smaller after extended studies on electron identification efficiencies and misidentification probabilities.

## C.5 Measuring $|V_{ub}|$ with Inclusive Decays

A possible way to select charmless semileptonic events is to require that the invariant mass of the hadronic system accompanying the lepton and the neutrino is below the charm threshold [7]. This has the advantage that it gives access to a much larger fraction of these events than the selection based on the lepton energy spectrum, or even the method based on exclusive decays. Therefore, at least potentially, it allows for a measurement of  $|V_{ub}|$  with a reduced model dependence. In addition, the systematic error of a measurement based on this method will have little correlation with that of other methods.

Although this idea can be applied also to other classes of events [8], we have focused on those events where one of the  $B$  mesons has been completely reconstructed in an exclusive mode. The task of isolating  $|V_{ub}|$  semileptonic events is then relatively easy and proceeds through the following steps :

- A high energy lepton is selected, thereby rejecting most of the events with a cascade lepton.
- Some technical cuts reject events where some particles are undetected (total charge imbalance, presence of an additional lepton).
- The missing momentum and energy in the event are assigned to the neutrino. Its squared invariant mass is required to be below  $0.5 \text{ GeV}/c^2$  (Fig. C.3) and its momentum should not point towards the forward beam direction ( $\cos\theta_\nu < 0.8$ ) to reject events with particles lost in the beam pipe region).
- A cut is placed on the invariant mass of the hadronic system  $M_X$ , thereby rejecting most of the semileptonic decays to charm (Fig. C.4).

All these steps have been performed on the data produced by the fast simulation program `Aslund`. The efficiency of selecting signal events is  $\sim 30\%$  while, with a cut on  $M_X$  at  $1.7 \text{ GeV}$ , the signal-background ratio is  $\approx 5$ , for the background coming from the other  $B$  semileptonic decays. It is expected that the sample of selected events will be  $\sim 120$  per  $30 \text{ fb}^{-1}$ , for an efficiency of full exclusive reconstruction of  $5.7 \cdot 10^{-3}$  per  $B\bar{B}$  event. Even considering a lower performance for the exclusive reconstruction algorithm, a signal sample of the order of  $10^2$  events can be expected over the full data size of  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

In order to convert this rate into a measurement of  $|V_{ub}|$  it is necessary to take into account the efficiency of the cut on  $M_X$ , which is of the order of  $90\%$  for  $M_X < 1.7 \text{ GeV}/c^2$  with a systematic error which should not exceed the fraction which is rejected [9]. Even allowing for a substantial ( $100\%$ ) uncertainty in the leakage from the charm into the signal region, which is  $20\%$  of the signal, it is concluded that a measurement of  $|V_{ub}|$  at the  $15\%$  level at least is possible using this method.

There is one additional handle to reduce the background from the dominant semileptonic decay to charm hadronic states. Using the information from the vertex detector, one can require that all of the tracks from the candidate semileptonic decay come from the

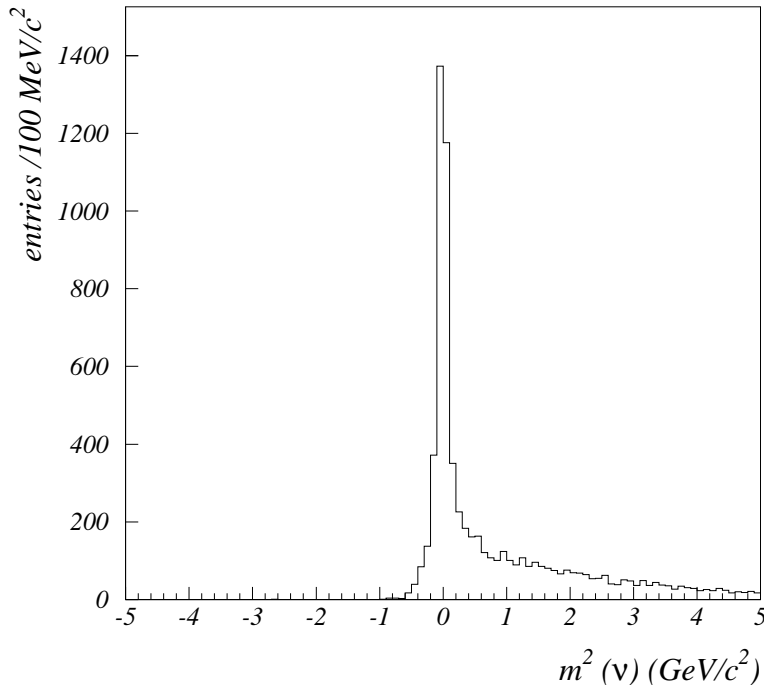


FIG. C.3 – Distribution of  $m_\nu^2$  for  $B$  semileptonic decays. The tail on the positive side is due to events where some particles beside the neutrino escaped detection.

same vertex, without evidence of the vertex separation expected from the charm lifetime.

## C.6 Conclusions

Large data sets will be obtained at *BABAR* which can be used for the determination of  $|V_{cb}|$  and  $|V_{ub}|$ . With  $30 \text{ fb}^{-1}$  the experimental errors on  $|V_{cb}|$  are estimated to be  $\pm 0.0006$  (1.5%) and  $\pm 0.0004$  (1.0%) from exclusive  $B \rightarrow D^* l \nu$  and inclusive  $B \rightarrow l \nu X$  decays, respectively. The theoretical uncertainties are of comparable size for both methods and are of the order of a few percent. If the two results agree, a realistic estimate of the combined theoretical uncertainty is  $\pm 0.0012$  (3%), leading to a *BABAR* result of

$$|V_{cb}| = \dots \pm 0.0004 \pm 0.0012 (\pm 1\% \pm 3\%) \quad (\text{C.5})$$

after a few years of running, where the first error is experimental (statistical and systematic) and the second is from theory. The estimate of the theoretical uncertainty is based on present theoretical tools. A decrease in this uncertainty to a level of 1% will require new theoretical ideas.



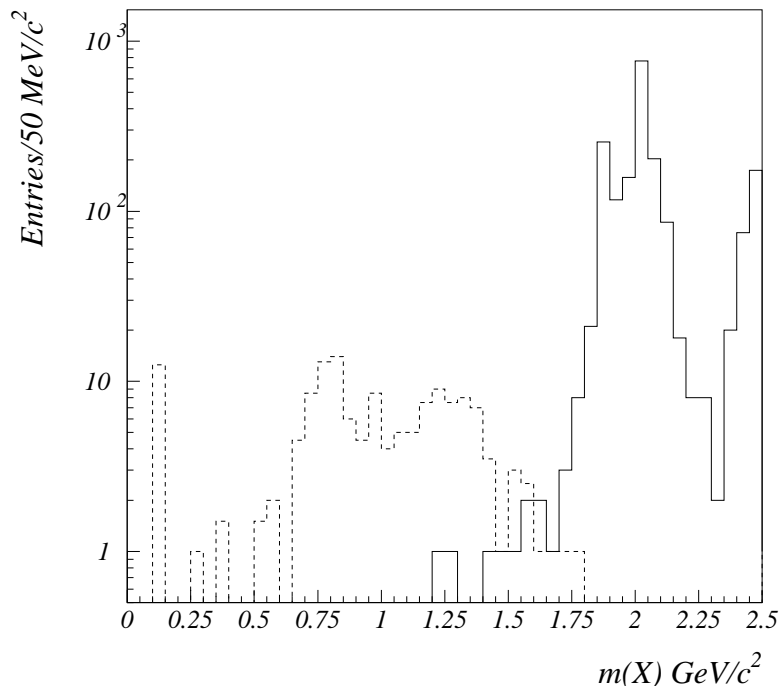


FIG. C.4 – Distribution of  $m_X$ , the mass of the hadronic system recoiling against the lepton and neutrino, in events where the second  $B$  mesons has been exclusively reconstructed. The dashed histograms is for charmless semileptonic transitions, the other for decays to charm.

For  $|V_{ub}|$ , expectations are more modest. With 30 events/fb, *BABAR* will be able to determine the decay fractions of  $B \rightarrow \pi l \nu$ ,  $B \rightarrow \rho l \nu$ , and  $B \rightarrow \omega l \nu$  with statistical errors around 6%, giving  $|V_{ub}|$  with statistical errors around 3%. Systematic errors should be of the same order, and averaging the three decay modes leads to an estimate of  $\pm 2.5\%$  for the experimental error on  $|V_{ub}|$ . Inclusive decays will not reach the same precision experimentally. They will however be extremely important because they have completely different theoretical uncertainties. These are estimated to be about 10% for both methods, based on present theoretical technology. Thus, *BABAR* could reach

$$|V_{ub}| = \dots \pm 0.0001 \pm 0.0004 (\pm 2.5\% \pm 10\%) \quad (\text{C.6})$$

after a few years of running. Again, new theoretical approaches could decrease the theoretical uncertainties to a level of 5% later.



# Bibliographie

- [1] J. P. Alexander *et al.*, (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **77**, 5000 (1996).
- [2] “Technical Design Report,” (*BABAR* Collaboration), pp. 62, (1995).
- [3] M. Athanas *et al.*, (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **73**, 3503 (1994); [Phys. Rev. Lett. **74**, 3090(E) (1995)].
- [4] B. Barish *et al.*, (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **76**, 1570 (1996).
- [5] H. Albrecht *et al.*, (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. B **318**, 397 (1993).
- [6] R. M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 1 (1996).
- [7] V. Barger, C. S. Kim and R.J.N. Phillips, Phys. Lett. B **251**, 629 (1990).
- [8] M. Zito, “Measuring  $V_{ub}$  with Inclusive Methods,” *BABAR* note in preparation.
- [9] A. F. Falk, Z. Ligeti and M. B. Wise, Phys. Lett. B **406**, 225 (1997).

## Measuring $|V_{ub}|$ with $B \rightarrow D_s^+ X_u$ transitions

**R. Aleksan, M. Zito**

Commissariat à l'Energie Atomique, Saclay,  
DSM/DAPNIA/SPP  
91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

**A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène and J.-C. Raynal**

Laboratoire de Physique Théorique  
Université de Paris XI, Bât. 211  
91405 Orsay Cedex, France

### Abstract

We propose the determination of the CKM matrix element  $|V_{ub}|$  by the measurement of the spectrum of  $B \rightarrow D_s^+ X_u$ , dominated by the spectator quark model mechanism  $\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{u}$ . The interest of considering  $B \rightarrow D_s^+ X_u$  versus the semileptonic decay is that more than 50 % of the spectrum for  $B \rightarrow D_s^+ X_u$  occurs above the kinematical limit for  $B \rightarrow D_s^+ X_c$ , while most of the spectrum  $B \rightarrow l\nu X_u$  occurs below the  $B \rightarrow l\nu X_c$  one. Furthermore, the measure of the hadronic mass  $M_X$  is easier in the presence of an identified  $D_s$  than when a  $\nu$  has been produced. As a consistency check, we point out that the rate  $\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{c}$  (including QCD corrections that we present elsewhere) is consistent with the measured  $BR(B \rightarrow D_s^\pm X)$ . Although the hadronic complications may be more severe in the mode that we propose than in the semileptonic inclusive decay, the end of the spectrum in  $B \rightarrow l\nu X_u$  is not well understood on theoretical grounds. We argue that, in our case, the excited  $D_s^{**}$ , decaying into  $DK$ , do not contribute and, if there is tagging of the  $B$  meson, the other mechanisms to produce a  $D_s$  of the right sign are presumably small, of  $O(10^{-2})$  relative to the spectator amplitude, or can be controlled by kinematical cuts. In the absence of tagging, other hadronic backgrounds deserve careful study. We present a feasibility study with the BaBar detector.

## C.7 Introduction

The determination of the strength of the transition between b and u quarks is a very important goal for understanding the sector of the theory involving flavor mixing. Indeed, the value of the element  $|V_{ub}|$  in the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) mixing matrix [1] is a key ingredient which is used to determine the unitarity triangle and thus test the consistency of the Standard Model in the sector responsible for CP violation. It is also one of the most difficult measurements in B physics, in particular due to the large and model dependent theoretical uncertainties. The methods which have been used so far to extract  $|V_{ub}|$  involve semileptonic B decays. The first method uses the inclusive lepton spectrum above the kinematical limit for  $b \rightarrow c$  transitions while the second technique requires the exclusive reconstruction of  $B \rightarrow \pi l\nu$  or  $\rho l\nu$ . The errors in the first case are due to the fact that only a tiny fraction of the lepton energy spectrum from  $b \rightarrow ul\nu$  is observed, that parton model evaluation is questionable in this kinematical region and

---

that a large model dependent extrapolation is necessary to extract the total rate. An improvement based on studying the hadronic mass spectrum increases the signal but is not free of problems related to the  $b \rightarrow c$  background [2]. In the second case, the uncertainties are mainly due to the limited statistics and the theoretical uncertainty in the form factors for the  $B \rightarrow \pi$  and  $B \rightarrow \rho$  transitions.

We would like in the following to propose a new approach to measure  $|V_{ub}|$  which involves inclusive  $B \rightarrow D_s^+$  transitions where we make use as much as possible of experimentally measured parameters in order to reduce the uncertainties. In these decays the  $D_s$  meson is essentially produced via the virtual  $W$  emitted by the  $b$  quark (see figure C.5). We shall discuss later the other possibilities to produce a  $D_s$  meson and make a preliminary survey of the backgrounds and hadronic uncertainties of our method to measure  $|V_{ub}|$ . The  $b \rightarrow u$  transitions are identified by requiring the momentum of the  $D_s$  meson to be in the range above the kinematical limit for the decay  $B \rightarrow D_s^+ \bar{D}$  (i.e.  $\sim 1.82$  GeV in the  $B$  meson center of mass) and up to 2.27 GeV corresponding to the transition  $B \rightarrow D_s^+ \pi$ . It is very important to note here that in contrast to the inclusive semileptonic case *this range includes the majority of the  $\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{u}$  transitions* and therefore a smaller extrapolation is needed to obtain the total rate. Of course, a drawback of this new method is that, since it concerns purely hadronic transitions, it is subject to other hadronic uncertainties than the semileptonic end spectrum  $B \rightarrow l\nu X_u$ . After calculating the inclusive rate for  $B \rightarrow D_s^+ X_q$  we discuss how  $|V_{ub}|$  is extracted and then enumerate and try to estimate the uncertainties in section 3. Various sources of background are studied and rejection methods are proposed in section 4 for tagged events and in section 5 for untagged events. Finally, in section 6 we present a feasibility study for the BaBar detector, and in section 7 we conclude.

When this paper was finished, we noticed that other methods to measure  $V_{ub}$  have been proposed using channels that involve also the  $(\bar{s}c)(\bar{u}b)$  weak coupling. Namely, the totally *inclusive*  $B$  decays through  $b \rightarrow \bar{c}su$  has been proposed [3] or rare exclusive decays of the type  $B^+ \rightarrow D_s^+ \gamma$  [4]. However, although the weak coupling is the same, these methods do not overlap with the proposition of our paper to measure  $|V_{ub}|$ .

## C.8 The $B \rightarrow D_s^+ X_q$ rate

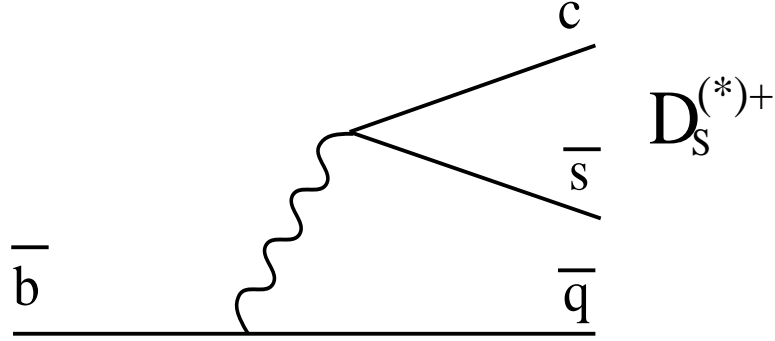
The inclusive decay rate of a  $B$  meson decaying into a  $D_s^+$  meson is obtained using the spectator quark model by writing

$$\Gamma(B \rightarrow D_s^+ X_q) \simeq \Gamma(\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{q}) + \Gamma(\bar{b} \rightarrow D_s^{*+} \bar{q}) \quad (\text{C.7})$$

where  $q$  is the outgoing quark as shown in figure C.5 (other diagrams exist and will be discussed later). One should note that decays to the lowest P wave  $D_s^{**}$  states do not lead to  $D_s$  mesons since their main decays are  $D_s^{**} \rightarrow D^{(*)} K$ .

Extending the standard vacuum insertion approximation, successful in exclusive decays, the effective matrix element used for the weak decay  $\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{q}$  reads

$$\langle D_s^{(*)+} \bar{q} | \mathcal{H}_{eff} | \bar{b} \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} a_1 V_{qb}^* V_{cs} \langle D_s^{(*)+} | A^\mu(V^\mu) | 0 \rangle \langle \bar{q} | J_{\mu q} | \bar{b} \rangle \quad (\text{C.8})$$


 FIG. C.5 – Spectator diagram for the decay  $\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{q}$ .

where  $G_F$  is the Fermi constant,  $V_{ij}$  are the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix elements and

$$a_1 = c_1 + \frac{c_2}{N_c} \quad (\text{C.9})$$

is a combination of short distance QCD factors, and the current  $J_{\mu q}$  reads :

$$J_{\mu q} = \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \quad . \quad (\text{C.10})$$

We have, for the emission of a pseudoscalar :

$$\langle D_s^+ | A^\mu | 0 \rangle = -i f_P p_P^\mu \quad (\text{C.11})$$

and for the emission of a vector meson

$$\langle D_s^{*+} | V^\mu | 0 \rangle = m_V f_V \epsilon_V^{*\mu} \quad (\text{C.12})$$

Here  $\epsilon^*$  is the polarisation quadrivector of the meson. In Eq. C.9, the Wilson coefficients are [5]

$$c_1 = \frac{c_+ + c_-}{2} \quad \text{and} \quad c_2 = \frac{c_+ - c_-}{2} \quad , \quad c_\pm = \left[ \frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(m_W)} \right]^{d_\pm} \quad (\text{C.13})$$

where  $d_+ = -6/23$  and  $d_- = 12/23$ . In writing Eq. C.8, factorization has been assumed. This assumption is justified since the diagram involved here (Fig. C.5) is the spectator diagram with external emission of the W. Indeed no internal emission diagram nor penguin diagrams exist. Factorization is so far consistent with the experimental data in exclusive decays where only Fig. C.5 type diagrams are involved and the parameter  $|a_1| = 1.00 \pm 0.06$  has been extracted using a combined fit of several measured modes. On the other hand, factorization, up to calculable corrections, has been proved recently in the  $m_b \rightarrow \infty$  limit for  $B \rightarrow \pi\pi$  [6]. However one should be aware that it has been shown [7] that duality between the parton model and the sum over all exclusive channels with the factorization assumption may in general have corrections at the  $1/N_c$  level. Discussions on this point can be found in refs. [8].

The width of the inclusive  $\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{q}$  is calculated easily at the tree level by evaluating the diagram in figure C.5. One finds :

$$\Gamma^{(0)}(\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{q}) = \frac{G_F^2}{8\pi} |V_{qb}^* V_{cs}|^2 f_{D_s}^2 \frac{(m_b^2 - m_q^2)^2}{m_b^2} \left( 1 - \frac{m_{D_s}^2 (m_b^2 + m_q^2)}{(m_b^2 - m_q^2)^2} \right) p_{D_s} a_1^2 \quad (\text{C.14})$$

where  $p_{D_s} = \sqrt{[m_b^2 - (m_{D_s} + m_q)^2][m_b^2 - (m_{D_s} - m_q)^2]}/2m_b$  is the momentum of the outgoing  $D_s$  meson in the  $b$  rest frame,  $G_F$  is the Fermi constant and  $f_{D_s}$  is the  $D_s$  decay constant. The notation  $\Gamma^{(0)}$  is used for the width without including the radiative corrections. A similar formula is obtained for  $\Gamma^{(0)}(\bar{b} \rightarrow D_s^{*+}(\lambda = 0) \bar{q})$  where the  $D_s^{*+}$  is longitudinally polarized by replacing in Eq. C.14.  $f_{D_s}$  with  $f_{D_s^*}$ ,  $m_{D_s}$  with  $m_{D_s^*}$ . For the transverse polarization ( $\lambda = \pm 1$ ) we find

$$\Gamma^{(0)}(\bar{b} \rightarrow D_s^{*+}(\lambda = \pm 1) \bar{q}) = \frac{G_F^2}{4\pi} |V_{qb}^* V_{cs}|^2 f_{D_s^*}^2 m_{D_s^*}^2 \frac{m_b^2 + m_q^2}{m_b^2} \left( 1 - \frac{m_{D_s^*}^2}{m_b^2 + m_q^2} \right) p_{D_s^*} a_1^2 \quad (\text{C.15})$$

It is interesting to note that neglecting  $m_{D_s^*}^2$  compared to  $m_b^2$  and for  $m_q^2 \ll m_b^2$ , one obtains

$$\frac{\Gamma_T}{\Gamma_L} = \frac{\Gamma^{(0)}(\bar{b} \rightarrow D_s^{*+}(\lambda = \pm 1) \bar{q})}{\Gamma^{(0)}(\bar{b} \rightarrow D_s^{*+}(\lambda = 0) \bar{q})} \simeq \frac{2m_{D_s^*}^2}{m_b^2 - 4m_q^2} \quad (\text{C.16})$$

and therefore transverse polarizations are suppressed. As an illustration, Table C.7 shows

	$\bar{b} \rightarrow D_s^{*+} \bar{c}$	$\bar{b} \rightarrow D_s^{*+} \bar{u}$
$\Gamma_T/\Gamma_L$	$\sim 1/2$	$\sim 1/3$

TAB. C.7 – Fraction of tranverse to longitudinal polarized  $D_s^*$  mesons in inclusive decays.

the expected order of magnitude of the ratio  $\Gamma_T/\Gamma_L$  for  $\bar{b} \rightarrow D_s^{*+} \bar{c}$  and  $\bar{b} \rightarrow D_s^{*+} \bar{u}$  transitions. Experimental verifications of table C.7 would be useful and would give further confidence in the method proposed here. Adding both longitudinal and transverse polarizations, one has

$$\Gamma^{(0)}(\bar{b} \rightarrow D_s^{*+} \bar{q}) = \frac{G_F^2}{8\pi} |V_{qb}^* V_{cs}|^2 f_{D_s^*}^2 \frac{(m_b^2 - m_q^2)^2}{m_b^2} \left( 1 + \frac{m_{D_s^*}^2 (m_b^2 + m_q^2 - 2m_{D_s^*}^2)}{(m_b^2 - m_q^2)^2} \right) p_{D_s^*} a_1^2 \quad (\text{C.17})$$

>From (C.9) and (C.13) it can be seen that the *short distance* QCD factor  $a_1 = 1 + O(\alpha_s^2)$ , i.e. the correction to the tree rate is of second order in  $\alpha_s$ . We have computed elsewhere [9] the radiative corrections to  $b \rightarrow D_s^{(*)-} u$  at order  $\alpha_s$ , that involve vertex, self-energy and Bremsstrahlung diagrams. These radiative corrections are evaluated at the order  $\alpha_s$  in the same way than for the semileptonic decays [10, 11], i.e. on the lower quark legs in Fig. 1. This is because the  $D_s^{(*)}$  is a color singlet. We have obtained, within the on-shell renormalization scheme [9] :

$$\Gamma(\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{q}) = \Gamma^{(0)}(\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{q}) \left[ 1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \eta^{(*)}(\xi_{D_s^{(*)}}, r_q) \right] \quad (\text{C.18})$$

where  $\xi = \frac{q^2}{m_b^2}$  and  $r_q = \frac{m_q}{m_b}$ , with  $q^2 = m_{D_s}^2$  or  $m_{D_s^*}^2$ . As shown in [9], in the limit  $\xi \rightarrow 0$ ,  $r_q \rightarrow 0$  one finds

$$\eta(0,0) = \eta^*(0,0) = \frac{5}{4} - \frac{\pi^2}{3} \quad . \quad (\text{C.19})$$

The functions  $\eta^{(*)}(\xi, r)$  are slowly varying with  $r$  and  $\xi$ .

In order to derive the expected branching fractions, the following numerical values are used for the pole quark masses, extracted from an analysis of semi-leptonic  $B$  decays at first order, to be coherent with the present first order calculation (see ref. [9] for a discussion on the choice of these parameters) :

$$m_b = 4.85 \text{ GeV}/c^2, \quad m_c = 1.45 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{C.20})$$

and we take  $m_u \cong 0$  and the decay constants

$$f_{D_s} = 230 \text{ MeV}, \quad f_{D_s^*} = 280 \text{ MeV} \quad (\text{C.21})$$

With these values, and  $\alpha_s(m_b) = 0.2$ , the radiative corrections take the following values (the mass dependence is discussed in [9]) for  $q = c$  :

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \eta(\xi_{D_s}, r_c) &= -0.095 \\ \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \eta^*(\xi_{D_s^*}, r_c) &= -0.108 \end{aligned} \quad (\text{C.22})$$

and for  $q = u$  :

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \eta(\xi_{D_s}, 0) &= -0.168 \\ \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \eta^*(\xi_{D_s^*}, 0) &= -0.159 \quad . \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

Using  $\tau_B = 1.6 \text{ ps}$  and  $|V_{cb}| = 0.04$ , one calculates, including the QCD corrections

$$Br(\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{c}) \simeq 8.0\% \quad (\text{C.24})$$

where  $Br(\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{c}) \simeq 2.6\%$  and  $Br(\bar{b} \rightarrow D_s^{*+} \bar{c}) \simeq 5.4\%$  and with  $|V_{ub}|/|V_{cb}| = 0.08$

$$Br(\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{u}) \simeq 6.8 \times 10^{-4} \quad (\text{C.25})$$

where  $Br(\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{u}) \simeq 2.3 \times 10^{-4}$  and  $Br(\bar{b} \rightarrow D_s^{*+} \bar{u}) \simeq 4.5 \times 10^{-4}$ .

At this stage, several points should be underlined :

- The sensitivity of the rate to the b quark mass goes as  $m_b^3$  instead of  $m_b^5$  in the case of the semileptonic decay.
- The sensitivity of the decay rate with respect to the mass  $m_q$  is negligible for the light quarks. It is not dramatic for the c quarks, in particular if  $m_b - m_c$  is known to a good accuracy (Eq. C.14).



- 
- The calculated overall branching fraction for  $Br(\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+}\bar{c}) \simeq 8.0\%$  is in agreement within  $1\sigma$  with the value measured[12] :

$$BR(B \rightarrow D_s^\pm X) = (10.0 \pm 2.5)\% \quad . \quad (C.26)$$

The observed agreement is encouraging as it shows that the very simple approach at the quark level accounts rather well for the data. Equivalently, one could extract  $|V_{cb}|$ . Using  $m_b = (5.0 \pm 0.20) \text{ GeV}/c^2$  and the relative error  $\sigma(f_{D_s^{(*)}})/f_{D_s^{(*)}} = 0.1$ , we find  $|V_{cb}| = 0.044 \pm 0.008$ .

- On the theoretical level it would be necessary to investigate these inclusive processes using the  $1/m_b$  expansion. On the one hand, one would need to estimate the next-to-leading non-perturbative corrections. On the other hand, a systematic analysis of these inclusive hadronic processes  $B \rightarrow D_s^+ X$  could hopefully give independent information on those non-perturbative parameters of the heavy quark expansion such as  $\bar{A}$ ,  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$  [13].

## C.9 Measurement of $|V_{ub}|$ using $B\bar{B}$ pairs from $\Upsilon(4S)$ decays

In a similar way than for the measurement of  $|V_{cb}|$ , it should be possible to determine  $|V_{ub}|$  by selecting  $D_s$  mesons with momentum above the kinematical limit for  $B \rightarrow D_s^+ \bar{D}$ . The  $D_s$  momentum in the latter case is 1.82 GeV/c in the B rest frame. However, for B pair production at the  $\Upsilon(4S)$ , B mesons are generated with a momentum of about 300 MeV/c and therefore the latter limit is of the order of 2.0 GeV/c as can be seen in figure C.6. To extract  $|V_{ub}|$ , it is thus necessary to estimate the fraction of  $B \rightarrow D_s^+ X_u$  decays with  $p_{D_s} > 2.0 \text{ GeV}/c$ . We have computed the expected momentum spectrum of  $D_s^+$  produced via the spectator diagram in figure C.5, taking into account the  $b$ -quark Fermi motion inside the  $B$  meson using the ACCMM model [14] at tree level, neglecting for the moment the radiative corrections. This spectrum is shown in figure C.7. The striking feature of this distribution is that the average  $D_s$  momentum is above 2.0 GeV/c with about 75% of the  $D_s$  mesons above that limit. Obviously this fraction depends on the theoretical parameter and therefore we have varied  $p_F$  in the reasonable range ( $200 \text{ MeV}/c < p_F < 400 \text{ MeV}/c$ ) to evaluate the possible systematic uncertainties related to that parameter. Table C.8 shows the sensitivity of the fraction of  $D_s$  for various cuts on  $p_{D_s}$ , assuming different values for  $p_F$  and the mass of the spectator quark. Should it be possible to measure the recoiling mass to the  $D_s^{(*)}$ , the value of the cut on  $p_{D_s}$  could be reduced, thus increasing the efficiency.

## C.10 Backgrounds with tagged events

Let us now discuss in more detail, the issues raised using this method. The main questions are :

- Since we are not dealing with free quarks but B mesons, to which extent does the factorization for the decay  $B \rightarrow D_s^+ X$  hold?

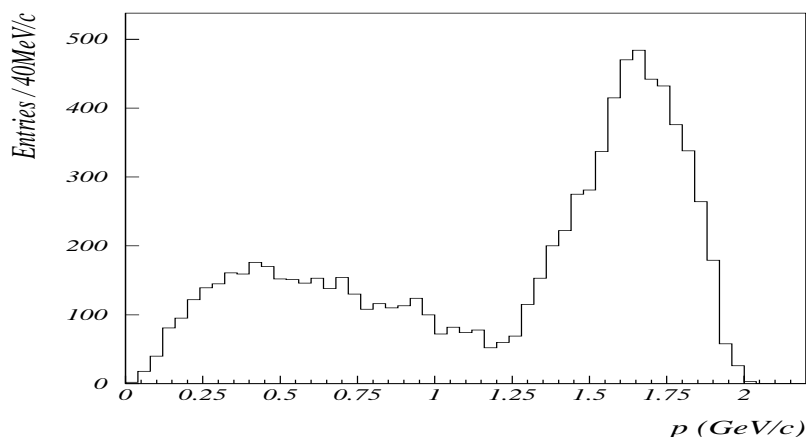


FIG. C.6 – Momentum spectrum for  $D_s^+$  mesons produced from the reaction  $\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{c}$  (i.e. upper vertex). Decays with a  $D^{**}$  meson from the lower vertex have not been included in this plot. These decays tend to fill the slight deep at 1.25 GeV/c but do not affect the end of the spectrum.

$m_u \ m_d$ (MeV)	$p_F$ (MeV)	$p_{D_s} > 2\text{GeV}/c$			$p_{D_s} > 2.05\text{GeV}/c$			$p_{D_s} > 2.1\text{GeV}/c$		
		$D_s$	$D_s^*$	all	$D_s$	$D_s^*$	all	$D_s$	$D_s^*$	all
150	300	76	36	50	65	27	39	53	19	30
10	200	89	50	63	82	39	54	71	29	43
10	300	82	44	57	74	34	48	63	25	38
10	400	74	38	51	65	30	42	55	22	33

TAB. C.8 – Efficiencies (in %) for a cut on the  $D_s$  momentum at 2, 2.05 and 2.1 GeV/c for four sets of values for the parameters of the ACCMM model.

– Are there other means to produce  $D_s$  mesons?

The former question will not be addressed here beyond repeating that factorization seems to hold for the color allowed decays when confronting the data. Furthermore, we have computed [9]  $O(\alpha_s)$  corrections to the naive formula (C.14).

Other production sources of  $D_s$  are shown in figure C.8. In the following, we discuss these various  $D_s$  production mechanisms, evaluate their rate and propose means to reject the ones involving  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$  transitions or correct for the others. We should distinguish between the background that concerns tagged or untagged events. Let us begin here with tagged events. In  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ , assume that the  $\bar{B}$  is identified through its semileptonic decay. Then, the right sign  $D_s^+$  can be produced, besides the main mechanism of Fig. 1, by mechanisms of Figs. 4(a)-(d).

The  $c\bar{c}$  continuum background (Fig. C.8a) has a large cross section,  $\sim 1.1\text{nb}$ . However, these events tend to have a jet-like structure and therefore can be rejected to a large extent by topological cuts. Furthermore, since a  $D_s$  meson has to be produced, the creation of a  $s\bar{s}$  pair is required, reducing the rate by about an order of magnitude. In addition, the momentum spectrum of the  $D_s$  meson produced in the continuum has a mean value larger

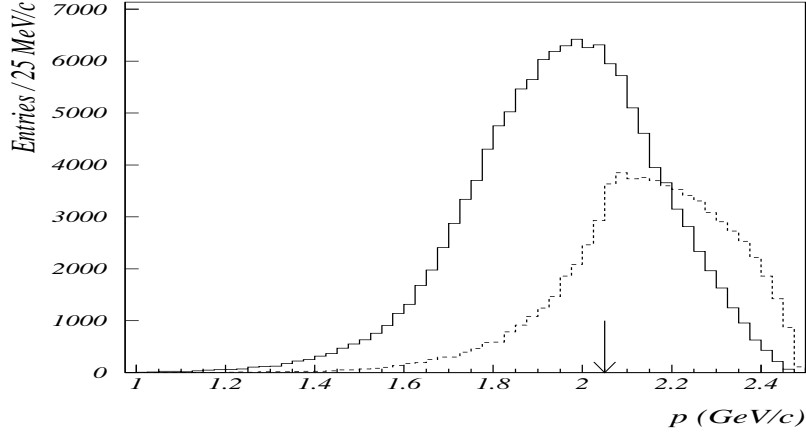


FIG. C.7 – Expected momentum spectrum for  $D_s^+$  mesons produced from the reaction  $\bar{b} \rightarrow D_s^+ \bar{u}$  (i.e. upper vertex). The dashed line is for direct  $D_s^+$  while the solid line is for  $D_s^+$  mesons coming from direct  $D_s^{*+}$  decays.

than  $m_B/2$  reducing further this background by more than a factor 3. Finally, it is possible to subtract the remaining background by taking data just below the threshold for  $B\bar{B}$  production.

The *annihilation* diagram in Fig. C.8b is obtained from the calculation of the inclusive rate  $B^+ \rightarrow c\bar{s}$  using :

$$J_{\mu q} = \bar{s}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)c \quad (\text{C.27})$$

$$\langle B^+ | A^\mu | 0 \rangle = -if_B p_B^\mu \quad (\text{C.28})$$

that gives [15]

$$\begin{aligned} \Gamma^{(0)}(B^+ \rightarrow c\bar{s}) &= \frac{N_c G_F^2}{8\pi} |V_{ub}^* V_{cs}|^2 f_B^2 m_B (m_c^2 + m_s^2) \left( 1 - \frac{(m_c^2 - m_s^2)^2}{m_B^2 (m_c^2 + m_s^2)} \right) \\ &\times \sqrt{1 - 2 \frac{(m_c^2 + m_s^2)^2}{m_B^2} + \frac{(m_c^2 - m_s^2)^2}{m_B^4}} a_1^2 \end{aligned} \quad (\text{C.29})$$

Neglecting the s quark mass, one gets

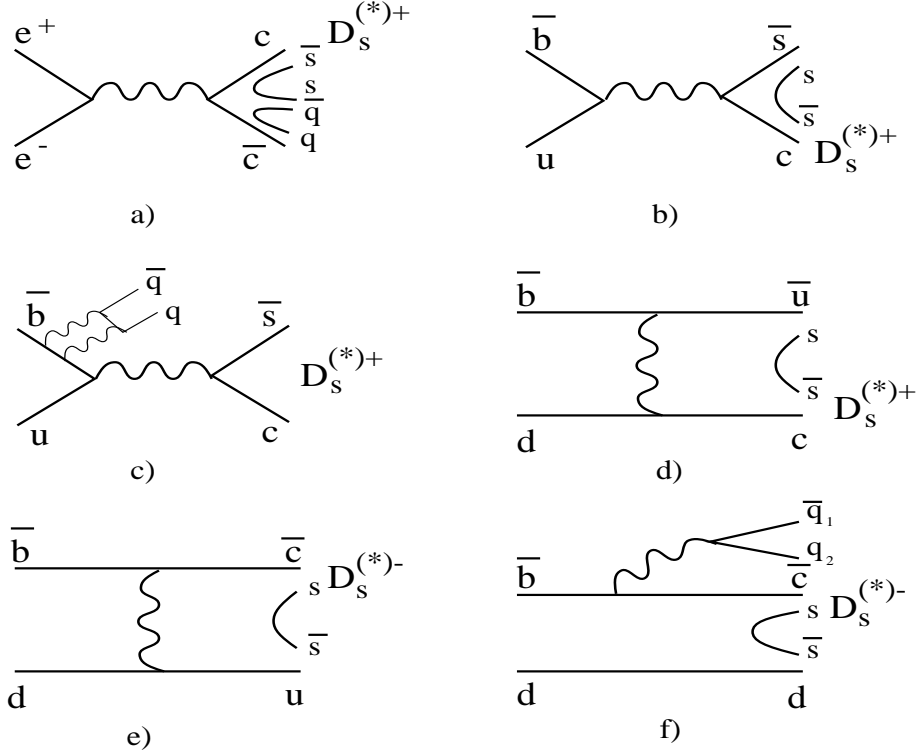
$$\Gamma^{(0)}(B^+ \rightarrow c\bar{s}) \simeq \frac{N_c G_F^2}{8\pi} |V_{ub}^* V_{cs}|^2 f_B^2 m_B m_c^2 \left( 1 - \frac{m_c^2}{m_B^2} \right)^2 a_1^2 \quad (\text{C.30})$$

Taking into account that one needs to create a  $s\bar{s}$  pair in order to obtain a  $D_s^{(*)}$  meson, one can assume

$$\Gamma^{(0)}(B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} X) \leq \frac{1}{3} \Gamma^{(0)}(B^+ \rightarrow c\bar{s}) \quad (\text{C.31})$$

Since  $m_B^2 f_B \cong m_D^2 f_D$  in the heavy quark limit the suppression factor of this mechanism relative to the spectator quark model (C.14) will be of the order or smaller than

$$\frac{N_c}{3} \left( \frac{m_c}{m_b} \right)^3 \sim 3 \times 10^{-2} \quad (\text{C.32})$$


 FIG. C.8 – Diagrams leading to the production of  $D_s$  mesons.

This branching fraction is small compared to the one deduced from Fig. C.5 and would represent a small correction. The contribution from the diagram in Fig. C.8c requiring the coupling via 2 gluons is expected to be much smaller and can be neglected.

The *exchange* diagram shown in Fig. C.8d is evaluated in the same way than the annihilation one using :

$$J_{\mu q} = \bar{q}_2 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_1 \quad (\text{C.33})$$

$$\langle B^0 | A^\mu | 0 \rangle = -i f_B p_B^\mu \quad (\text{C.34})$$

and replacing  $a_1$  with  $a_2 = c_2 + c_1/N_c$  (color-suppressed process)

$$\Gamma^{(0)}(B^o \rightarrow q_1 \bar{q}_2) \simeq \frac{N_c G_F^2}{8\pi} |V_{q_2 b}^* V_{q_1 d}|^2 f_B^2 m_B m_c^2 \left(1 - \frac{m_c^2}{m_B^2}\right)^2 a_2^2 \quad (\text{C.35})$$

where  $q_1 \bar{q}_2$  can either be  $c\bar{u}$  or  $u\bar{c}$ . One should keep in mind that in this case the factorization Ansatz is on much weaker ground. Obviously, the case with  $q_1 = c$  and  $\bar{q}_2 = \bar{u}$  is suppressed since the CKM factors are  $|V_{ub}^* V_{cd}|$ . This means that this mechanism in the case of tagging is Cabibbo suppressed and color suppressed relatively to the main mechanism of Fig. 1. Comparing (C.14) to (C.35), the reduction factor is of the order

$$\tan^2 \theta_c \frac{N_c}{3} \left(\frac{m_c}{m_b}\right)^3 \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2 \lesssim 10^{-4} \quad (\text{C.36})$$

and we can safely neglect this mechanism. The conclusion is that, if there is tagging, the mechanisms that can compete with the interesting process of Fig. 1 either can be

discarded by kinematical cuts or are smaller by a factor of the order  $10^{-2}$ . The method seems therefore safe if there is tagging.

## C.11 Backgrounds with untagged events

If in  $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$  we assume no tagging, besides the additional mechanisms of Figs. 4 a-d, we can have also the processes 4 e-f, that lead to a wrong sign  $D_s$ . First, one must remark that the *continuum* background can also lead to a wrong sign  $D_s$  (the lower  $D$  in the diagram 4a), but we know that one can dispose off of these events by topological cuts. Also, the *exchange* process 4e, that corresponds to replacing in 4d  $\bar{u} \rightarrow \bar{c}$  and  $c \rightarrow u$ , can lead to a wrong sign  $D_s$ . Unlike the case with  $q_1 = u$  and  $\bar{q}_2 = \bar{c}$  this process is in principle enhanced because the CKM factors are  $|V_{cb}^*V_{ud}|$ . Similarly a  $s\bar{s}$  pair is required to get a  $D_s^{(*)+}$  meson and therefore with  $|a_2| = 0.2$  one obtains a naive suppression factor smaller than

$$\frac{1}{3} \left| \frac{V_{cb}}{V_{ub}} \right|^2 N_c \left( \frac{m_c}{m_b} \right)^3 \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2 \cong 0.20 \quad . \quad (\text{C.37})$$

Although this source is only present for neutral B decays and is smaller than the spectator diagram in Fig C.5, the corresponding branching fraction could be non negligible, and its possible suppression relies on dynamical assumptions that are not very reliable. This branching fraction and (C.36) as well may further be enhanced by the emission of gluon from the initial light quark. In this case [16, 17], the most important changes relative to (C.35) are the absence of the  $m_c^2/m_B^2$  dependence due to helicity and the presence of the factor  $f_B^2/m_d^2$  instead of  $f_B^2/m_B^2$  due to the gluon radiation from the initial light quark. Therefore, gluonic emission may enhance the rate of the exchange diagram by one order of magnitude if one uses  $m_d = 300 \text{ Mev}/c^2$  since the d quark must be interpreted as a constituent quark in this process. However, as pointed out in [18], the presence of the infrared sensitive parameter  $1/m_d^2$  makes problematic a rigorous perturbative estimation of this contribution. Furthermore, in the full inclusive decay, according to Heavy Quark Theory, this type of contributions should be suppressed by a factor  $1/m_b^3$  relative to the main spectator diagram. On the other hand, present limits (for example  $Br(B^o \rightarrow D_s^- K^+) < 2.4 \times 10^{-4}$  [19]) tend to disfavor a large enhancement. The same conclusion can be reached using D lifetime measurements [20]. It is nevertheless important to find a way to either measure it or to eliminate it. One possibility could be to observe some of these final states, for example  $D_s^{(*)-} K^{(*)+}$  and evaluate their contribution.

The CLEO collaboration has measured the rate  $\bar{b} \rightarrow D_s^- X$  [21] due to diagrams 4e-4f, although other sources exist (see next subsection). The total rate was found to be  $(2.1 \pm 1.0) \%$ . However the momentum spectrum of those  $D_s$  is expected to be rather soft with less than 0.5 % of those having a momentum greater than 2.0 GeV/c. This leads to an effective branching fraction  $Br(B \rightarrow D_s^- X [p_{D_s} > 2.0 \text{ GeV}/c]) < 1.5 \times 10^{-4}$  at 90% .

It is also possible to produce  $D_s^{(*)}$  mesons of the wrong sign in *multibody B decays* such as the one shown in Fig. 4f. The decay rate of this type of modes is potentially large. However, one should note several important points.

- The production of  $D^{**}$  with orbital excitation  $L=1$  would not lead to  $D_s^{(*)}$  as this meson needs to be accompanied by a kaon and the total mass  $D_s^{(*)}K$  is larger than

the  $D^{**}$  mass.

- In the case of non resonant  $D_s^{(*)}K$  production from the lower vertex, the energy is shared between the final 3 or more particles and therefore the momentum spectrum of the  $D_s^{(*)}$  is softer and barely reaches the range where  $B \rightarrow D_s^{(*)+}X_u$  is expected. As discussed in the above subsection, CLEO measurements indicate that this type of decay should not be a problem.

The CLEO measurement mentioned in the previous section shows that this background should not be large.

## C.12 Feasibility study using the Babar detector

The feasibility of this new method for measuring  $|V_{ub}|$  has been verified for the Babar detector at the SLAC B factory PEP-II.

We have used the full detector simulation and the reconstruction program [22] to generate 5000 events with the following decay of one B meson  $B \rightarrow D^{(*)}D_s^{(*)}$ , where  $D_s$  decays to the  $\phi\pi$  final state, and  $\phi \rightarrow K^+K^-$ . This gives a  $D_s$  spectrum peaked at  $1.7 \text{ GeV}/c$  in the center of mass system, therefore only slightly below the expected signal of  $D_s$  coming from  $V_{ub}$  transitions. Generic  $B\bar{B}$  decays were used to measure the background level.

We have studied two crucial points for this analysis :

- the reconstruction efficiency for the  $D_s$ ,
- the momentum resolution.

The analysis to isolate the  $D_s$  signal proceeds as following :  $K^\pm$  are identified using the combined information coming from the Silicon Vertex Tracker, the Drift Chamber and the DIRC detector and then selected if their invariant mass is in the  $1020 \pm 10 \text{ MeV}/c^2$  interval. A third track, assumed to be a pion, is then selected. A cut on  $\cos\psi$ ,  $|\cos\psi| > 0.4$ , where  $\psi$  is the angle between one Kaon and the  $D_s$  momentum in the  $\phi$  rest frame, is then applied.

The resolution on the  $D_s$  mass is  $6.4 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2$  (Fig. C.9a).

The reconstruction efficiency is  $39 \pm 2 \%$  and the momentum resolution is  $6.7 \pm 0.3 \text{ MeV}/c$  (Fig. C.9b). The latter result insures that there will be no leaking from the lower to higher momenta. This excellent resolution is due to the fact that we implicitly reject mismeasured tracks : these will not give a  $D_s$  candidate with the right invariant mass.

Using these results, we can compute the number of reconstructed signal events that we expect. We have for untagged events

$$n_{rec} = 2 n_{B\bar{B}} Br(B \rightarrow D_s^{(*)}X_u) Br(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) Br(\phi \rightarrow K^+K^-) \epsilon_{rec} = 143$$

per  $30 \text{ fb}^{-1}$ , the nominal integrated luminosity for one year of data taking at Babar. We took  $Br(B \rightarrow D_s^{(*)}X_u) = 6.8 \cdot 10^{-4}$  from Eq. C.25,  $Br(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = 3.5\%$ , and  $\epsilon_{rec}$  takes into account also the cut on  $D_s$  momentum at  $2.05 \text{ GeV}/c$ . Therefore we can conclude that the number of reconstructed events will be sufficient to measure  $|V_{ub}|$  with a good statistical precision. This number can be improved by reconstructing the  $D_s$  meson in other modes.

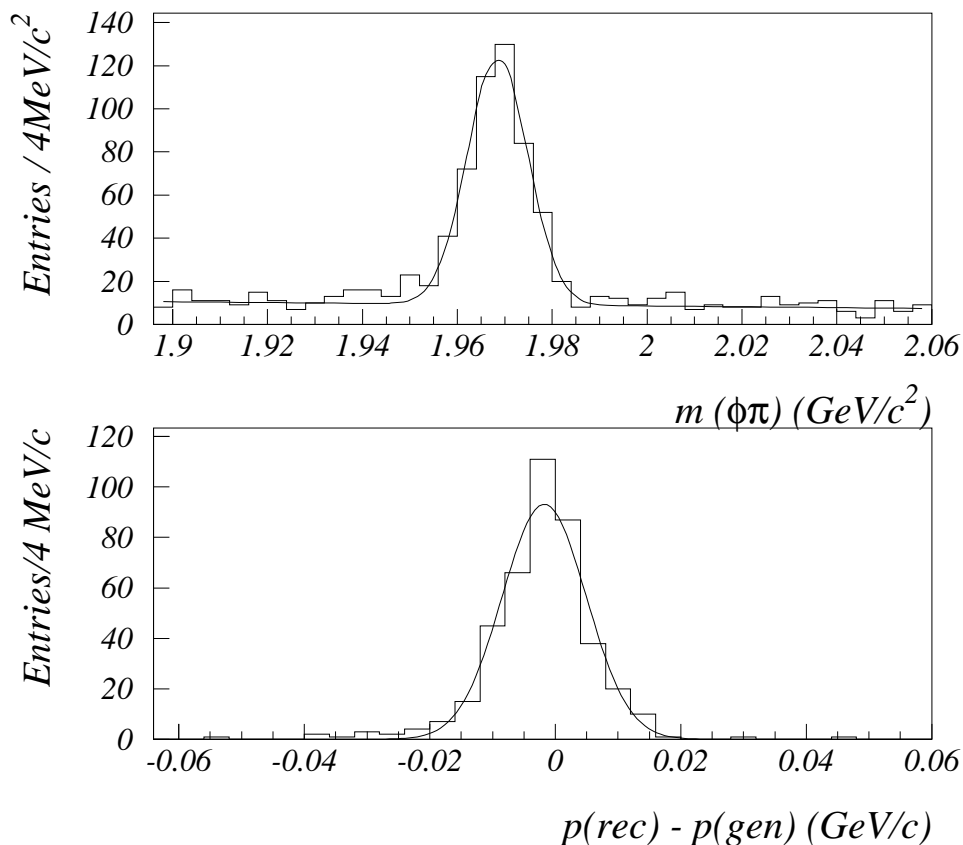


FIG. C.9 – Mass and momentum resolution for  $D_s$  mesons using the full BaBar detector simulation and reconstruction programs.

As we have pointed out above, there are unwanted sources of  $D_s$  beyond the kinematical limit for  $B \rightarrow D_s^+ X_c$ , and it is suitable to be able to reject them experimentally. As we have emphasized, one way to do this is to tag the flavor of the recoil B meson in the event, for instance by considering its semileptonic decay. The correlation between the sign of the lepton and the sign of the  $D_s$  meson is opposite for  $B \rightarrow D_s^+ X_u$  and for the transitions due to the exchange diagrams of figure 4-e (as well as for multibody B decays like figure 4-f).

This method has already been used by other experiments like CLEO and Argus to study the lepton spectrum in the B semileptonic decays. A cut on the angle between the lepton and the  $D_s$  meson allows to reject the pairs due to a  $D_s$  and a lepton from the same B meson. The only major problem of this method is the further reduction of the selected sample it implies, which should be no larger than 5-10% of the number of reconstructed events estimated above. Therefore this is a possibility which is open but it would probably require a big experimental effort to reconstruct the largest possible fraction of  $D_s$  mesons to be really viable.

## C.13 Conclusion

In conclusion, we have shown that the process  $B \rightarrow D_s^+ X_u$  can allow the determination of the CKM matrix element  $|V_{ub}|$  in  $e^+e^-$  collisions at the  $\Upsilon(4S)$ , as in the BaBar experiment. If there is tagging of one  $B$  meson, the prospects are very good since the backgrounds to the main spectator model mechanism, whose spectrum would allow the determination of  $|V_{ub}|$ , are either suppressed by a factor of the order of  $10^{-2}$ , or can be disposed off by kinematical cuts. However, the number of events is drastically reduced by tagging.

If tagging is not assumed, other mechanisms can give a large background, but the method could still work if theoretical and experimental studies of these additional processes leading to a wrong sign  $D_s$  are performed in the future. It should be noted that these wrong sign backgrounds (figures 4e and 4f) are Cabibbo enhanced but suppressed by color and other dynamical effects (Section 5). In contrast, in semileptonic decays, even when the hadronic background is studied [2], misidentified direct  $b \rightarrow c$  decays are Cabibbo enhanced and difficult to exclude kinematically because of the neutrino. Admittedly, the semileptonic method has the advantage of statistics.

We are aware that our study is a preliminary survey of the possibility of measuring  $|V_{ub}|$  with a new method. Work remains to be done. For the elementary processes  $\bar{b} \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{q}$  ( $\bar{q} = \bar{u}, \bar{c}$ ), one would need to compute the spectrum taking into account the radiative corrections and comparison with the spectrum  $B \rightarrow D_s^\pm X$  needs to be done as a check. Up to now, only the integrated corrected rate has been computed [9]. On the other hand, theoretical or phenomenological work needs to be done to further constrain the sources of background and of hadronic uncertainties in the case of tagged and also, hopefully, although more difficult, for untagged events.

We insist that the method proposed here, having very different systematic errors than the semileptonic one, would provide an irreplaceable check of  $|V_{ub}|$ .

## Acknowledgements

The authors acknowledge useful discussions with J. Charles, and partial support from the EEC-TMR Program, contract N. CT 98-0169.



# Bibliographie

- [1] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531 ; M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **42** (1973) 652.
- [2] In the determination of  $|V_{ub}|$  in the semileptonic decay an enormous theoretical effort has been developed, namely through the analysis of the charged lepton end spectrum, pioneered by G. Altarelli *et al.*, Nucl. Phys. **B208** (1982) 365, or through the hadronic recoil mass spectrum, as proposed for example by I. Bigi, R. D. Bikelman and N. Uraltsev, Eur. Phys. J. **C4** (1998) 453 ; M. Battaglia, P. Klint and E. Piotto, paper submitted to the ICHEP '98 Conference, Vancouver, DELPHI 98-97 CONF 165 (1998) ; R. Barate et al. (ALEPH collaboration), CERN EP 98-067.
- [3] M. Beneke, G. Buchalla and I. Dunietz, Phys. Lett. **B393** (1997) 132 ; A.F. Falk and A. A. Petrov, John Hopkins University preprint, JHU-TIPAC-99003 (1999).
- [4] B. Grinstein and R. F. Lebed, University of California at San Diego preprint UCSD/PTH 99-02 (1999) ; D. H. Evans, B. Grinstein and D. R. Nolte, University of California at San Diego preprint UCSD/PTH 99-05 (1999).
- [5] M.K. Gaillard and B. Lee, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 108 ; G. Altarelli and L. Maiani, Phys. Lett. B **52** (1974) 351.
- [6] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert and C. T. Sachrajda, CERN-TH/99-126 (1999).
- [7] A.M. Shifman and M. Voloshin, Sov. J. Nucl. Phys. **47** (1988) 511 ; A.M. Shifman, Nucl. Phys. B **388** (1992) 246.
- [8] R. Aleksan, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène and J.C. Raynal, Phys. Lett. B **316** (1993) 567 ; A. Le Yaouanc et al., Phys. Rev. **D52** (1995) 2813.
- [9] R. Aleksan, M. Zito, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène and J.-C. Raynal, preprint LPT-Orsay 99-36.
- [10] N. Cabibbo and L. Maiani, Phys. Lett. B **79** (1978) 109 ;
- [11] Q. Hokim and X.-Y. Pham, Annals of Phys. **155** (1984) 202 ; Y. Nir, Phys. Lett. B **221** (1989) 184.
- [12] Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.
- [13] See for example I. Bigi, M. Shifman and N. Uraltsev, preprint hep/9703290, Jul. 1997.
- [14] G. Altarelli *et al.*, Nucl. Phys. B **208** (1982) 365.
- [15] S. Hagelin, Nucl. Phys. **B193** (1981) 123.
- [16] M. Bander, D. Silverman and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 7, 962 (E).

- [17] H. Fritzsch and P. Minkowski, Phys. Lett. B **90** (1980) 455.
- [18] G. Altarelli and S. Petrarca, Phys. Lett. **B261** (1991) 303.
- [19] Particle Data Group, “Review of Particle Properties”, Phys. Rev. D **54** (1996) 1.
- [20] I. Bigi, Z. Phys. C **5** (1980) 313.
- [21] X. Fu *et al.*, CLEO Collaboration, Preprint CLEO CONF95-11.
- [22] BaBar Simulation and reconstruction software.

## Annexe D

# Observation de la violation de CP

Cette annexe reprend le compte-rendu d'une présentation sur "Recent Results on CP Violation from BaBar" donnée à la conférence CPT01 qui s'est déroulée à Bloomington (USA) en juillet 2001. Sur la base d'un échantillon de 441 événements de  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  with  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  sélectionnées dans un échantillon de  $37.7 \text{ fb}^{-1}$ , la collaboration BaBar a pu observer la violation de CP dans le système des mésons  $B$  en mesurant  $\sin(2\beta) = 0.59 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})$ . La méthode de sélection, de reconstruction et d'ajustement y sont décrites ainsi que des mesures de validation comme la fréquence d'oscillation  $B^0 - \bar{B}^0$  et le temps de vie du  $B^0$  et du  $B^+$ . D'autres analyses sur la violation de CP dans les modes sans charmes, dans les modes "pingouin" ainsi que dans le mélange  $B^0 - \bar{B}^0$  sont également présentées. La référence de cet article est :

V.A. Kostelecky ed., Proc. of the Second Meeting on CPT and Lorentz Symmetry, World Scientific, Singapore, 2002.

## Recent results on CP violation from BaBar

presented by Marco Zito  
on behalf of the BABAR Collaboration

### Abstract

The BABAR experiment at the PEP-II B factory at SLAC has collected over  $37 \cdot 10^6$   $B\bar{B}$  pairs in the years 2000 and 2001. Based on this data sample, various studies of CP violation in the B system are presented, including the first observation of CP violation outside the kaon system and a measurement of the CKM parameter  $\sin(2\beta) = 0.59 \pm 0.14(stat) \pm 0.05(syst)$ . Studies on direct CP violation and CP violation in mixing are also presented.

### D.1 Introduction

The violation of the CP symmetry was discovered many decades ago in the  $K^0$  sector [1]. The importance of establishing the source and nature of this effect are manifold. CP violation is an essential ingredient for the baryogenesis, explaining the present asymmetry in the universe between matter and anti-matter. In the framework of the Standard Model CP violation can be accommodated through a phase of the CKM matrix [2]. In this way CP violation is related to the origin of the masses and therefore to the electro-weak symmetry breaking mechanism. This sector of the Standard Model is of extreme interest as it may give us some clues of the physics beyond the standard model itself. Finally new physics can modify the CKM picture of CP violation and therefore precision tests are necessary.

The primary goal of the BABAR experiment at the PEP-II B factory at SLAC is to study CP violation in the  $B^0$  meson system and to measure the sides and the angles of the unitarity triangle. This will allow to overconstrain the elements of this triangle and therefore to fully probe the Standard Model picture of CP violation.

Based on large data sample and on the excellent data quality, tests of the CPT symmetry can also be performed as briefly explained in section D.7.

### D.2 CP violation in B decays

CP violation can manifest itself in three different ways in the B system [2] :

- CP violation in decay, also called direct CP violation, when the amplitude for a decay and its CP conjugate have different magnitudes ;
- CP violation in mixing, which occurs when the two neutral mass eigenstates are different from the CP eigenstates ;
- CP violation in the interference between mixing and decays, which occurs in decays into final states that are common to  $B^0$  and  $\bar{B}^0$ .

The last process is very important for BABAR : it leads to a time dependent asymmetry which vanishes for time integrated variables. Results for the three kinds of asymmetry are presented here.

---

## D.3 The PEP-II B Factory and the BABAR detector

The PEP-II B Factory is an  $e^+e^-$  colliding beam storage ring complex on the SLAC site designed to produce a nominal luminosity of  $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  at the mass of the  $\Upsilon(4S)$  resonance i.e. 10.58 GeV, the  $\Upsilon(4S)$  decaying in  $B\bar{B}$  pairs. The machine is asymmetric with a 9.0 GeV electron beam and 3.1 GeV positron beam, corresponding to a  $\beta\gamma$  factor of 0.56. The total luminosity recorded in the years and 2000 and 2001 (as of July 2001) corresponds to  $37.7 \text{ fb}^{-1}$  (more than  $37 \cdot 10^6 \text{ } B\bar{B}$  pairs).

The BABAR detector is described in more details elsewhere [3]. Inside the superconducting solenoid producing a 1.5 T axial magnetic field are :

- a five layer silicon strip vertex detector (SVT), with a typical resolution of  $10 \mu\text{m}$  per hit ;
- a central drift chamber (DCH), giving a momentum resolution  $\sigma(p_T)/p_T = 0.0013p_T + 0.0045$  ;
- a quartz-bar Cherenkov radiation detector (DIRC) for charged hadron identification giving a  $K - \pi$  separation larger than  $3.4 \sigma$  for momenta below 3.5 GeV/c ;
- a CsI crystal electromagnetic calorimeter ;
- an Instrumented Flux Return (IFR) which allows to identify muons and to reconstruct  $K_L^0$  hadronic showers.

## D.4 Observation of CP violation in the B system

### D.4.1 The golden mode

CP violation in the interference between mixing and decays is controlled by a single complex parameter  $\lambda = \eta_f \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}}$  where  $\eta_f$  is the CP eigenvalue of the final state  $f_{CP}$ ,  $\frac{q}{p}$  is a factor which depends on the  $B - \bar{B}$  mixing and  $A_{f_{CP}}$  and  $\bar{A}_{\bar{f}_{CP}}$  are the amplitudes for the decays  $B^0 \rightarrow f_{CP}$  and  $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}_{CP}$ .

The time dependent CP asymmetry

$$A(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}$$

where  $B_{phys}^0(t)$  is the physical state at the time  $t$  resulting from the time evolution of a  $B^0$  at time  $t = 0$ , can be written as

$$A(t) = C \cos(\Delta m_d t) + S \sin(\Delta m_d t) \tag{D.1}$$

where the coefficients  $C$  and  $S$  depend on  $\lambda$ .

In the case of the golden mode  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S,L}^0$  the previous expressions simplify. As a single diagram is dominating the amplitude, no direct CP violation is expected,  $|\lambda| = 1$  and

$$A_{J/\psi K_{S,L}^0}(t) = -\eta_{J/\psi K_{S,L}^0} \sin(2\beta) \sin(\Delta m_d t)$$

where  $\beta$  is one of the angles of the unitarity triangle.

Higher order diagrams are under excellent theoretical control. This mode has also the advantages of a clean experimental signature and a relatively high branching fraction ( $\simeq 9 \cdot 10^{-4}$ ).

## D.4.2 Experimental technique

The analysis to measure the time dependent asymmetry relies on three basic steps :

- the exclusive reconstruction to isolate the final state  $J/\psi K_{S,L}^0$ ;
- the vertexing to localize the decay point of both  $B$  produced from the  $\Upsilon(4S)$ ;
- the flavor tagging, to determine whether the second  $B$  in the event decays as a  $B^0$  or a  $\bar{B}^0$ .

Each of these steps can be checked by exclusively reconstructing a  $B$  meson decays in a flavor eigenstate, which yields a large data set called the flavor sample. This data set can be used for the measurement of the lifetime of the charged and neutral  $B$  meson and for the measurement of the  $B - \bar{B}$  oscillation frequency  $\Delta m_d$ .

## D.4.3 Exclusive reconstruction

In the golden channel  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  with  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  441 events have been reconstructed with 97 % purity. Other modes can be added like  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  with  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ ,  $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K_S^0$ . Of particular interest is the mode  $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$  because it has the opposite CP parity. In this case the  $K_L^0$  is reconstructed from a neutral hadronic shower seen in the IFR detector.

The total CP sample consists of 803 tagged events with 80 % purity (fig. D.1).

## D.4.4 Vertex reconstruction

The time difference between the decays of the two  $B$  meson can be reconstructed from the measured difference in the  $z$  coordinate of the two vertices : to an excellent accuracy  $\Delta t = \Delta z/(\gamma\beta c)$  where  $\gamma\beta$  is given by the boost of the  $\Upsilon(4S)$  system which is essentially along the  $z$  coordinate.

The typical decay distance is 260  $\mu m$  which needs to be compared to the experimental resolution of 180  $\mu m$ . Therefore the resolution function plays a central role in this analysis.

## D.4.5 Flavor Tagging

Each event with a CP candidate is assigned a  $B^0$  or a  $\bar{B}^0$  tag if the rest of the event satisfies the criteria from one of four tagging categories. Two tagging categories rely on the presence of a fast lepton or a charged kaon. Two other categories, called NT1 and NT2, are based on the output value of a neural network using other properties of the event (fast track, slow pion, etc.). The figure of merit for each tagging category is the effective tagging efficiency  $Q = \epsilon(1 - 2w)^2$  where  $\epsilon$  is the tagging efficiency and  $w$  is the fraction of events mistagged.

The performances of each tagging category (table D.1) have been measured on a data sample where one of the  $B^0$  meson has been reconstructed exclusively in a flavor eigenstate.

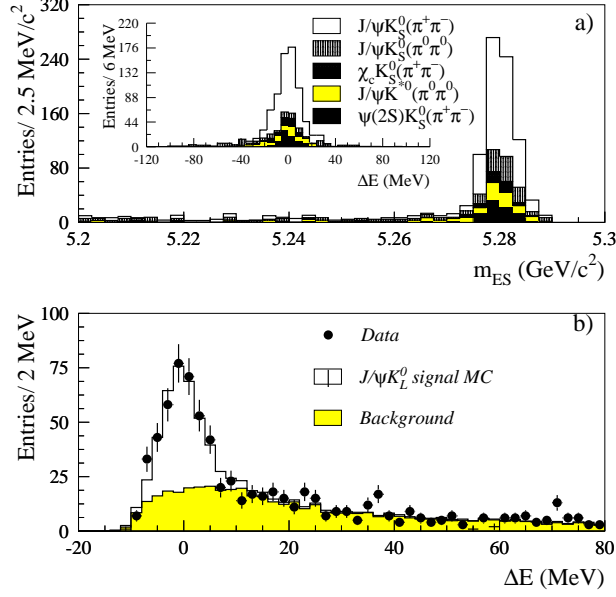


FIG. D.1 – The upper plot show the invariant mass distribution for the sample with CP eigenvalue -1.  $\Delta E$ , the difference between the energy of the candidate and the expected energy in the CM frame, is shown in the inset. The lower plot shows the  $\Delta E$  distribution for the sample with CP eigenvalue +1 ( $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ ). The total CP sample consists of 803 tagged events with 80 % purity.

#### D.4.6 Lifetime and $\Delta m_d$ measurements

Applying the vertex reconstruction on a sample where one B meson has been exclusively reconstructed, it is possible to measure the lifetime of the charged and neutral B mesons. The results [4]  $\tau_{B^0} = 1.546 \pm 0.032(stat) \pm 0.022(syst) ps$ ,  $\tau_{B^+} = 1.673 \pm 0.032(stat) \pm 0.023(syst) ps$  and  $\tau_{B^+}/\tau_{B^0} = 1.082 \pm 0.026(stat) \pm 0.011(syst)$ , are in excellent agreement with the world average [5].

In order to measure the  $B^0 - \bar{B}^0$  oscillation frequency  $\Delta m_d$ , a mixing asymmetry  $A_{mixing}$  can be defined as

$$A_{mixing}(\Delta t) = \frac{N(B^0 \bar{B}^0) - N(B^0 B^0 + \bar{B}^0 \bar{B}^0)}{N(B^0 \bar{B}^0) + N(B^0 B^0 + \bar{B}^0 \bar{B}^0)} \simeq (1 - 2w) \cos(\Delta m_d \Delta t)$$

where the dilution factor  $(1 - 2w)$  due to mistagging is equal to the dilution factor affecting the CP asymmetry. Figure D.2 shows as a function of  $\Delta t$  the measured asymmetry for the flavor sample where the flavor tag has been applied on the other B meson in the event. The result of the fit

$$\Delta m_d = 0.519 \pm 0.020(stat) \pm 0.016(syst) \hbar ps^{-1}$$

is in agreement with the world average [5].

TAB. D.1 – Performances (in %) of the tagging algorithm measured on the data.

Tagging Cat.	$\epsilon$	w	Q
Lepton	$10.9 \pm 0.3$	$8.9 \pm 1.3$	$7.4 \pm 0.5$
Kaon	$35.8 \pm 0.5$	$17.6 \pm 1.0$	$15.9 \pm 0.9$
NT1	$7.8 \pm 0.3$	$22.9 \pm 2.1$	$2.5 \pm 0.4$
NT2	$13.8 \pm 0.3$	$35.1 \pm 1.9$	$1.2 \pm 0.3$
All	$68.4 \pm 0.7$	-	$26.1 \pm 1.2$

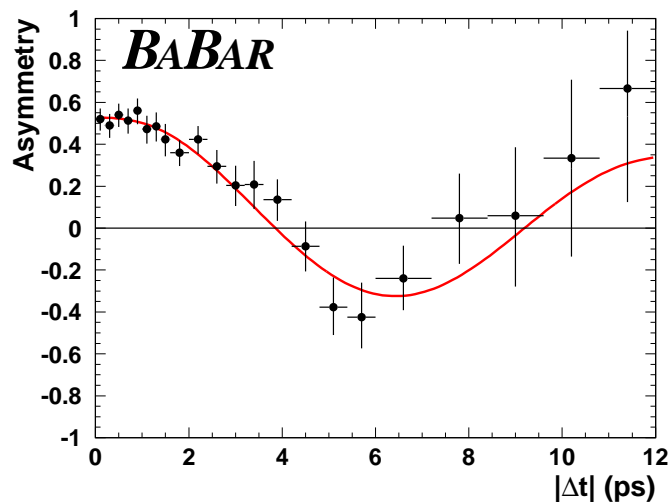


FIG. D.2 – Asymmetry between unmixed and mixed final state, where one of the meson is reconstructed in a flavor eigenstate and the other is flavor tagged. The curve shows the result of the fit giving  $\Delta m_d = 0.519 \pm 0.020(stat) \pm 0.016(syst) \hbar ps^{-1}$ .

These two measurements prove that the analysis tools used for the CP analysis are well understood and can be used for very precise analysis.

#### D.4.7 The $\sin 2\beta$ fit

The time dependent CP asymmetry is defined as

$$A_{CP}(\Delta t) = \frac{N(B_{TAG}^0) - N(\bar{B}_{TAG}^0)}{N(B_{TAG}^0) + N(\bar{B}_{TAG}^0)}(\Delta t) \simeq (1 - 2w)\sin(2\beta)\sin(\Delta m_d \Delta t)$$

where  $N(B_{TAG}^0)$  is the number of events in the CP sample with the second B in the event tagged as a  $B^0$ .

The experimental distributions have been fitted using an unbinned maximum likelihood technique. The fit has been done simultaneously on the CP sample and on the flavor tagged sample, which is much larger and allows for a clean determination of the parameters describing the  $\Delta t$  resolution function and the flavor tagging performances.



---

The experimental distributions are presented on figure D.3 and the result of the fit is [6]

$$\sin(2\beta) = 0.59 \pm 0.14(stat) \pm 0.05(syst).$$

This result establishes CP violation in the  $B^0$  sector by more than 4 sigmas.

Many different crosschecks have been done and they show that this analysis method is not affected by a bias or other systematic effects beyond the quoted systematic uncertainty.

Figure D.4 shows the constraint in the  $\rho - \eta$  plane due to this measurement of  $\sin(2\beta)$  together with all the other measurements of the unitarity triangle : there is a good agreement and obviously a precision measurement of  $\sin(2\beta)$  will be a powerful probe of the Standard Model picture of CP violation.

Figure D.5 presents this measurement together with the world measurements of  $\sin(2\beta)$  : the other most precise measurement comes from the KEK B factory experiment BELLE [7] and is in agreement with the result from BABAR.

## D.5 Studies of CP violation in charmless hadronic decays

The study of time dependent CP asymmetry for the  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  channel is particularly interesting because this analysis can give a measurement of the angle  $\alpha$  of the unitarity triangle. In fact, if the tree diagram gave the dominant contribution to this process, the measured time dependent CP asymmetry could be simply expressed as  $\sin(2\alpha)\sin(\Delta m_d \Delta t)$ . However a large contribution from the Penguin diagrams is expected and this will make the extraction of  $\alpha$  more difficult.

Experimentally this study is more difficult also because  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  and  $B^0 \rightarrow K^+K^-$  decays may pollute the signal sample. In this case the DIRC detector allows to cleanly separate these decays. The measured yield is  $65 \pm 11$  events in the  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  channel.

The time dependent asymmetry has been fit with a cosine and a sine term according to equation D.1, and the results

$$S(\pi^+\pi^-) = 0.03_{-0.56}^{+0.53}(stat) \pm 0.11(syst) \quad (D.2)$$

$$C(\pi^+\pi^-) = -0.25_{-0.47}^{+0.45}(stat) \pm 0.14(syst) \quad (D.3)$$

have a large statistical error, so that more data will be needed for the observation of CP violation in this channel.

## D.6 Direct CP violation study in radiative decays

Direct CP violation can be probed by studying the time independent CP asymmetry

$$A_D = \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}$$

For the radiative decay  $B \rightarrow K^*\gamma$  this asymmetry is expected to be very small in the Standard Model because only one amplitude contributes to this decay. Therefore this asymmetry constitutes an excellent window on new physics contributions.

The experimental result, based on a total yield of 139 events, is

$$A_D = -0.035 \pm 0.076(stat) \pm 0.012(syst),$$

so far consistent with no CP violation in this channel.

## D.7 CP violation in mixing

CP violation in mixing occurs when the two neutral mass eigenstates are different from the CP eigenstates.

The time independent CP observable is

$$A_T = \frac{N(B^0 B^0) - N(\bar{B}^0 \bar{B}^0)}{N(B^0 B^0) + N(\bar{B}^0 \bar{B}^0)} \simeq \frac{4\epsilon_B}{1 + |\epsilon_B|^2}$$

where the last equality holds if CPT is conserved. The parameter  $\epsilon_B$  plays a similar role as  $\epsilon_K$  in the kaon system. In the Standard model  $A_T$  is expected to be  $210^{-3}$ .

For this analysis direct semileptonic decays are used to flavor tag the B mesons and final states with two high energy leptons are selected. The measured asymmetry is then

$$A_T = \frac{N(l^+ l^+) - N(l^- l^-)}{N(l^+ l^+) + N(l^- l^-)}$$

The result

$$Re(\epsilon_B)/(1 + |\epsilon_B|^2) = +0.001 \pm 0.003(stat) \pm 0.004(syst)$$

is so far compatible with no CP violation.

Using the same experimental technique (events with two leptons in the final state) it is possible to define observables which compare  $B^0$  and  $\bar{B}^0$  decays and test the CPT symmetry. This analysis is in progress and preliminary results on CPT tests are expected soon.

## D.8 Conclusions

PEP-II and BABAR had a fast and successful start recording a large  $B\bar{B}$  sample with excellent data quality. Using this data sample the BABAR experiment has established CP violation in the B system by more than 4 sigmas and the measurement

$$\sin(2\beta) = 0.59 \pm 0.14(stat) \pm 0.05(syst)$$

provides already an interesting constraint in the  $\rho - \eta$  plane of the unitarity triangle. The prospects are for a total integrated luminosity of  $100 fb^{-1}$  by the summer 2002 and the expected error on  $\sin(2\beta)$  ( $\sin(2\alpha)$ ) should by then be below 0.1 (0.3). A rich variety of CKM measurements will be performed using these data.

## Acknowledgments

It is a pleasure to thank the organisers of CPT01 and especially A. Kostelecky for a very rich and interesting conference.

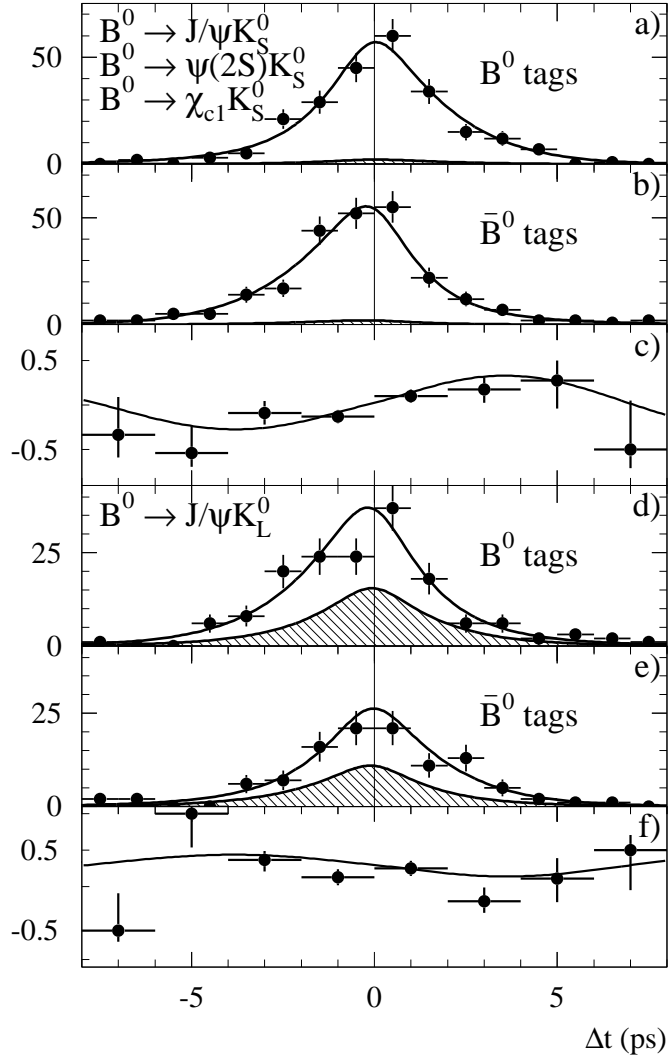


FIG. D.3 –  $\Delta t$  distribution of events with  $B_{TAG}^0$  (a),  $\bar{B}_{TAG}^0$  (b) and asymmetry (c) for the sample with CP eigenvalue -1. (d), (e) and (f), same for the sample with CP eigenvalue +1. The curves show the result of the fit and the hatched area corresponds to the background.



# Bibliographie

- [1] J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
- [2] P.F. Harrison and H. R. Quinn, Editors, The BABAR Physics Book, SLAC-R-504 (1998).
- [3] BABAR Collaboration, B. Aubert et al. “The BABAR Detector”, SLAC-PUB-8569, to appear in NIM; hep-ex/0105044
- [4] BABAR Collaboration, B. Aubert et al., SLAC-PUB-8847 to appear in Phys. Rev. Lett. ; hep-ex/0107019
- [5] D.E. Groom et al., The review of particle physics, *Eur. Phys. J.*, C15,1 (2000)
- [6] BABAR Collaboration, B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001)
- [7] BELLE Collaboration, K. Abe B. et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001)



## Annexe E

# Mesure du temps de vie du méson $B^0$

Cette annexe contient deux contributions :

- une communication à la Conférence "XXXVII<sup>th</sup> Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions" (16/3/2002—23/3/2002, Les Arcs, France) sur la mesure du temps de vie du méson  $B^0$  par la reconstruction partielle des désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  (hep-ex/0203038 )
- un article qui combine les résultats précédents avec ceux d'une analyse parallèle étudiant le mode  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  et qui est paru sous la référence B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), "Measurement of the  $B^0$  meson lifetime with partial reconstruction of  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  and  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  decays", Phys. Rev. D **67**, 091101 (2003).

Le résultat de cette analyse,  $\tau_0 = 1.510 \pm 0.040 \pm 0.038$  ps, représente une mesure assez précise du temps de vie du  $B^0$  et constitue un moment important de validation de la procédure utilisée pour la mesure de  $\sin(2\beta + \gamma)$ .

# A Measurement of the Neutral $B$ Meson Lifetime using Partially Reconstructed $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$ Decays

The *BABAR* Collaboration

## Abstract

The neutral  $B$  meson lifetime has been measured with the data collected by the *BABAR* detector at the PEP-II storage ring during the year 2000 for a total integrated luminosity of  $20.3 \text{ fb}^{-1}$ . The  $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$  decays have been selected with a partial reconstruction method in which only the fast pion from the  $B^0$  decay and the slow pion from  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$  are reconstructed. The  $B^0$  lifetime has been measured to be  $1.510 \pm 0.040 \pm 0.038 \text{ ps}$  with a sample of  $6971 \pm 241$  reconstructed signal events.

Submitted to the XXXVII<sup>th</sup> Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions, 3/16/2002—3/23/2002, Les Arcs, France

## E.1 Introduction

The technique of partial reconstruction of  $D^{*-}$  mesons (charge conjugate states are always implied), in which only the slow pion from  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$  is reconstructed, has been widely used in the past [1] to select large samples of reconstructed  $B$  mesons. This technique provides a way to measure the combination of the CKM unitarity triangle angles  $(2\beta + \gamma)$  with  $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$  decays [2]. The present measurement has been performed as a first step towards the goal of an analysis measuring the angle  $\gamma$ . In this respect, the reconstruction of the signal events, the rejection of the background, the characterization of the various background components and finally the study of the  $\Delta t$  resolution obtained in these events are important tools for a CP analysis. All these tools are presented here in the context of a  $B^0$  lifetime measurement.

## E.2 The *BABAR* detector and dataset

The data used in this analysis were collected with the *BABAR* detector at the PEP-II storage ring during 2000 and correspond to an integrated luminosity of  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  collected at the  $\Upsilon(4S)$  resonance and  $2.6 \text{ fb}^{-1}$  collected 40 MeV below the resonance for background studies (off-peak events).

PEP-II is an energy asymmetric storage ring, with positron and electron beam energies of about 3.11 and 9.0 GeV. The center-of-mass frame of the  $e^+e^-$  collision is therefore



---

boosted along the  $z$  direction in the laboratory frame, enabling decay time-dependent measurements of  $B$  mesons through vertex reconstruction.

Samples of simulated  $B\bar{B}$  and continuum events were analysed through the same analysis chain as the data. The equivalent luminosity of the generic simulated data is approximately equal to one third of the on-resonance data, while the equivalent luminosity of a specialized simulated sample containing  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  decays followed by  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$  is 2.9 times larger than the on-resonance data sample.

A detailed description of the *BABAR* detector and the algorithms used for the track reconstruction, particle identification and selection of  $B\bar{B}$  events is provided elsewhere [3]; a brief summary is given here.

Only charged particles are used for the partial reconstruction of the signal. Particles with momentum higher than 170 MeV/ $c$  are reconstructed by matching hits in the silicon vertex tracker (SVT) with track elements in the drift chamber (DCH). Since tracks with momentum below 170 MeV/ $c$  do not leave signals on many wires in the DCH due to the bending induced by the magnetic field, they are reconstructed in the SVT alone.

Electron and muon identification is used in veto mode for the selection of the fast pion. Electrons are identified on the basis of the energy deposited in the electromagnetic calorimeter (EMC), the track momentum and the energy loss in the DCH. Muons are selected by requiring deep penetration in the instrumented flux return (IFR).

The Cherenkov light emission measured in the particle identification detector (DIRC) is employed to reject kaons from the fast pion sample.

Neutral particles are reconstructed from clusters in the EMC that are unmatched to projected charged tracks. They are used only to compute event shape quantities.

### E.3 The partial reconstruction technique

The  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  decays are reconstructed using only the tracks from the  $\pi^+$  (fast pion) and from the  $\pi^-$  (slow pion) in  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ . The fast pion momentum in the  $\Upsilon(4S)$  rest frame is required to be in the range kinematically allowed for the decay  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ . For nominal values of the beam energies this momentum is in the range 2.114 - 2.404 GeV/ $c$ . The momentum of the slow pion is required to be greater than 50 MeV/ $c$ .

Assuming that the fast and slow pion come from the decay  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  followed by the two body decay  $D^{*-} \rightarrow X\pi^-$ , it is possible to compute the mass of the recoiling system  $X$  averaged over an unmeasured angle due to the unknown direction of the  $B$  momentum in the  $\Upsilon(4S)$  rest frame. For  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  decays this recoil mass  $M_{rec}$  peaks at the  $D^0$  mass with a width slightly less than 3 MeV/ $c^2$ . Assuming that the  $B$  momentum lies in the plane defined by the fast and slow pions momenta in the  $\Upsilon(4S)$  rest frame, it is possible to compute the helicity angle of the pion in the  $D^{*-}$  rest frame as well as the candidate  $\bar{D}^0$  direction.

Since the dominant source of background is continuum events, the selection procedure aims at reducing this contribution. The main requirements of this selection are the following :

- R2, the ratio of the second to the zeroth Fox-Wolfram moment [4], computed from charged particles, is required to be less than 0.35.

- No other tracks should be in a cone of opening angle 0.4 rad centered on the fast pion momentum in the  $\Upsilon(4S)$  rest frame. This cut is effective against continuum events because in this case tracks tend to be clustered in jets.
- A Fisher discriminant  $F_D$  is computed from 15 event shape variables. Among these are the scalar sum of the momenta in the  $\Upsilon(4S)$  rest frame of all tracks and neutrals, in nine  $20^\circ$  angular bins around the fast pion direction. The signal peaks at  $F_D = -0.5$  while the continuum background peaks at  $F_D = 0$ . Events are required to satisfy  $F_D < -0.1$ .
- The cosine of the soft pion helicity angle is required to be larger than 0.4 in absolute value.

The  $B^0$  decay point is determined from a vertex fit of the fast and slow pion tracks and the beam spot position in the plane perpendicular to the beam axis (the  $x$ - $y$  plane). The beam spot is determined on a run-by-run basis using two-prong events [3]. Its size in the horizontal direction is  $120 \mu\text{m}$ . Although the beam spot size in the  $y$  direction is only a few  $\mu\text{m}$ , a beam spot constraint of  $30 \mu\text{m}$  is applied to account for the flight of the  $B^0$  in the  $y$  direction. Only events for which the probability of the vertex fit is greater than 0.1% are considered further.

The decay point of the other  $B$  is determined from a subset of the remaining tracks in the event. All the tracks with a center-of-mass angle greater than 1 rad with respect to the candidate  $\bar{D}^0$  direction are considered. This requirement is used to remove most of the tracks from the decay of the  $\bar{D}^0$  daughter of the  $D^{*-}$ , which would otherwise bias the reconstruction of the other  $B$  vertex position. The selected tracks are then constrained to the beam spot in the  $x$ - $y$  plane. The track with the largest contribution to the vertex  $\chi^2$ , if greater than 6, is removed and the fit iterated until no tracks fails this requirement. Vertices composed of just one track and the beam spot are rejected in order to reduce the number of poorly measured vertices. Simulation shows that after all these requirements in about 85% of signal events the other vertex has no tracks from the  $\bar{D}^0$  decay.

Figure E.1 shows the recoil mass distribution for on-resonance data events obtained by applying all the above cuts when the fast and slow pions have opposite-sign charges. These events are used to measure the  $B^0$  lifetime. Events with same-sign charges for the two pions are used as a background control sample (same-sign sample). Another background control sample is obtained by reversing the cut on the Fisher discriminant and requiring  $F_D > 0$  ( $B\bar{B}$  depleted sample).

The individual distributions shown in Figure E.1 are obtained by fitting simultaneously to the on- and off-resonance data the contributions from

- $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  events ;
- $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  events ;
- $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$  events ;
- peaking  $B\bar{B}$  background, where the fast and slow pions originate from the same  $B$  meson decay ;
- non-peaking  $B\bar{B}$  background, excluding the events from the previous four categories ;
- peaking  $c\bar{c}$  background, where the slow pion comes from the  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$  decay ;
- continuum background excluding the events from the previous category.

All peaking backgrounds peak in the recoil mass distribution.

The shape of each contribution has been determined from the Monte Carlo simulation while all the normalizations have been left free in the fit except those for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  and  $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$  events which have been fixed to the value from the Monte Carlo simulation. The  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  branching fraction is taken to be  $(6.8 \pm 3.4) \cdot 10^{-3}$  [5] giving an estimate of 1570 events in the final sample from this decay mode. The fit gives  $6971 \pm 241$   $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  events. In the lifetime analysis to be described later, the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  events will be included as signal in addition to the 6971  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  events. Table E.1 reports the composition of the selected sample for recoil mass larger than  $1.86 \text{ GeV}/c^2$  (signal region sample) as determined by this fit.

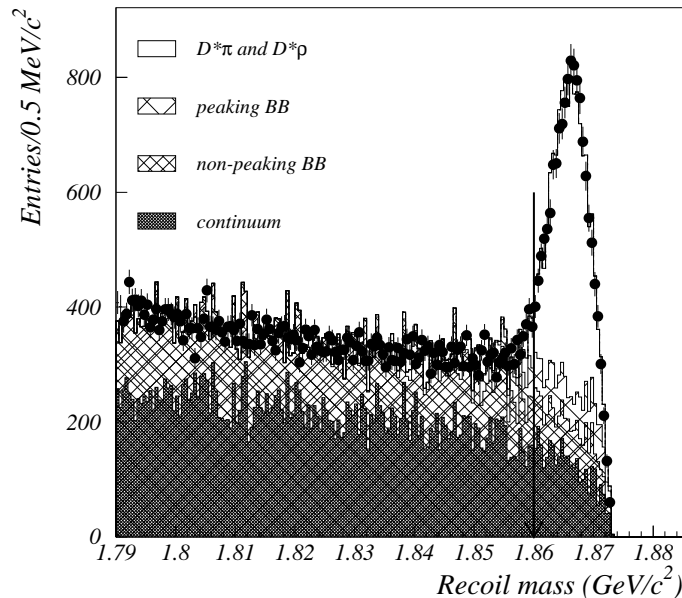


FIG. E.1 – Recoil mass distribution obtained with the selection explained in the text when the fast and slow pion have opposite-sign charges. In this plot the small  $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$  component has been added to the peaking  $B\bar{B}$  contribution. The continuum background includes the peaking  $c\bar{c}$  component. The fit gives  $6971 \pm 241$   $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  events. The region to the right of the line corresponds to the signal region.

## E.4 The lifetime measurement

The PEP-II collider produces  $B\bar{B}$  pairs moving along the beam direction ( $z$  axis) with an average Lorentz boost of  $\langle\beta\gamma\rangle = 0.55$ . The lifetime is determined by measuring the quantity  $\Delta z = z_{decay} - z_{other}$ , where  $z_{decay}$  ( $z_{other}$ ) is the position along the beam line of the reconstructed  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  decay (other) vertex. To remove badly reconstructed

TAB. E.1 – Composition of the data sample in the signal region.

Source	Fraction in Signal region (%)
$B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$	46.1
$B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$	9.3
$B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$	2.3
$B\bar{B}$ peaking	8.9
$B\bar{B}$ non peaking	11.5
$uds$	12.7
$c\bar{c}$ non peak.	5.2
$c\bar{c}$ peaking	4.0

vertices, all events for which  $\sigma_{\Delta z} > 400\mu\text{m}$ , where  $\sigma_{\Delta z}$  is the uncertainty on  $\Delta z$  computed for each event, are rejected.

Residual tracks from the  $\bar{D}^0$  decay, not removed by the track selection for the other  $B$  vertex, bias the reconstruction of the other  $B$  vertex position. This bias is removed by correcting the  $\Delta z$  value for each event with a correction function determined from the simulated signal sample as a function of  $\Delta z$ .

The proper time difference between  $B$  decays is then computed with the relation  $\Delta t = \Delta z / \langle c\beta\gamma \rangle$ . A fit with a double Gaussian to the  $\Delta t$  residuals in the Monte Carlo simulation shows that 75% of the events are contained in the narrower Gaussian, which has a width of 0.8 ps.

The lifetime  $\tau_{B^0}$  is obtained from an unbinned maximum likelihood fit to the two-dimensional  $\Delta t, \sigma_{\Delta t}$  distribution. The  $\Delta t$  distribution of signal events is described by the convolution of the decay probability distribution

$$f(\Delta t_{true} | \tau_{B^0}) = \frac{1}{2\tau_{B^0}} e^{-|\Delta t_{true}|/\tau_{B^0}}, \quad (\text{E.1})$$

with the experimental resolution function, which is represented by the sum of three Gaussian distributions. The first two, accounting for more than 99% of the events, have the form

$$G(\delta(\Delta t), \sigma_{\Delta t}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}S\sigma_{\Delta t}} e^{-\frac{(\delta(\Delta t) - b\sigma_{\Delta t})^2}{2S^2\sigma_{\Delta t}^2}} \quad (\text{E.2})$$

where  $\delta(\Delta t) = \Delta t - \Delta t_{true}$  is the difference between the measured and the true value of  $\Delta t$ ,  $b$  is a bias due to the charm tracks in the other vertex and the scale factor  $S$  is introduced to account for possible misestimation of the error on the proper time difference  $\Delta t$ . The third Gaussian of fixed bias  $b = 0$  and scale factor  $S = 6$  is added to account for badly mismeasured events (“outliers”).

The  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  resolution function has been found with Monte Carlo simulation to be the same as for signal events. In the fit for the  $B^0$  lifetime the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  events are considered as signal events. Events coming from the decay  $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$  are added to the  $B\bar{B}$  peaking component and the  $\Delta t$  distribution of the latter is assumed to be equal to the  $B\bar{B}$  non-peaking component.

The  $\Delta t$  distribution of the B background contribution is described by a resolution

---

function similar to that used for the signal. In this case the lifetime parameter represents an effective B lifetime which has been fitted independently from the signal lifetime.

The  $\Delta t$  distribution for  $uds$  events is described by the sum of three Gaussians while the  $\Delta t$  distribution for  $c\bar{c}$  events has been described by the sum of a Gaussian plus the same Gaussian convoluted with an exponential term to account for the effective charm hadron lifetime.

The function used to fit the data is the weighted sum of four contributions :

$$F(\Delta t, \sigma, \tau_{B^0}) = [1 - f_{B\bar{B}}(M_{rec}) - f_{uds}(M_{rec}) - f_{c\bar{c}}(M_{rec})]F_{B^0}(\Delta t, \sigma, \tau_{B^0}) + f_{B\bar{B}}(M_{rec})F_{B\bar{B}}(\Delta t, \sigma) + f_{uds}(M_{rec})F_{uds}(\Delta t, \sigma) + f_{c\bar{c}}F_{c\bar{c}}(\Delta t, \sigma)$$

where the functions  $F_{B^0}$ ,  $F_{B\bar{B}}$ ,  $F_{uds}$  and  $F_{c\bar{c}}$  describe the measured decay time difference distributions for the signal,  $B\bar{B}$  background,  $uds$  and  $c\bar{c}$  events, respectively.  $f_{B\bar{B}}$ ,  $f_{uds}$  and  $f_{c\bar{c}}$  are the probabilities that the event is from the  $B\bar{B}$ ,  $uds$  and  $c\bar{c}$  background, computed for each event on the basis of the measured value of the recoil mass  $M_{rec}$ .

The key parameters describing the  $\Delta t$  distributions for the background events are fitted on the  $B\bar{B}$  depleted control sample for the continuum background and on the same-sign sample for the  $B\bar{B}$  background. The  $B\bar{B}$  depleted control sample has been used because the integrated luminosity of the off resonance sample is not sufficient to precisely determine the parameters of the continuum background. An alternative parameterization obtained by fitting the side-band control sample has also been tried giving compatible results.

All the parameters describing the signal resolution function are free in the fit except the bias of the second Gaussian which is fixed to the value found on the signal Monte Carlo sample.

The result of the fit to the signal region sample in the range  $|\Delta t| < 15$  ps is  $\tau_{B^0}^{raw} = 1.524 \pm 0.040$  ps, where the error is statistical only. Figure 2 shows the comparison between the measured  $\Delta t$  distribution and the fit result. All the fitted parameters appear in Table E.2.

The raw value  $\tau_{B^0}^{raw}$  value is corrected for a small bias,  $0.014 \pm 0.020$  ps, observed when fitting the signal Monte Carlo sample using the same procedure, yielding the corrected value  $\tau_{B^0} = 1.510 \pm 0.040$  ps.

## E.5 Systematic uncertainties and cross-checks

The systematic error on  $\tau_{B^0}$  is computed by adding in quadrature the contribution from several sources, described below and summarised in Table E.3.

The fractions of the various background components are varied by their uncertainties obtained from the recoil mass fit. The parameters of the various background  $\Delta t$  distributions are also varied by their uncertainties, properly accounting for their mutual correlations. The effective lifetime of the  $B\bar{B}$  peaking component is varied by  $\pm 0.044$  ps corresponding to the difference between the value found in the data and in the Monte Carlo sample. An alternate resolution function for this component has also been tried with negligible variation on  $\tau_{B^0}$ .

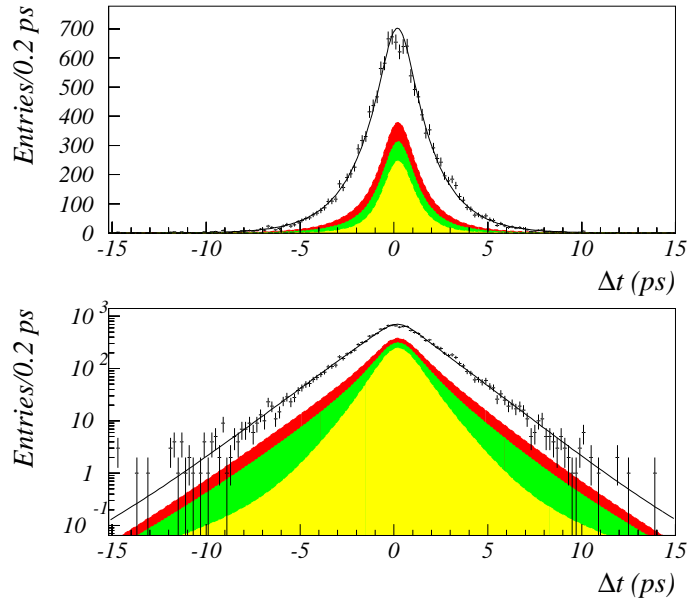


FIG. E.2 – Decay time difference ( $\Delta t$ ) distribution for the signal region sample on a linear (upper) and logarithmic (lower) scale. The curve shows the result of the unbinned maximum likelihood fit. The shaded areas represent from bottom to top the following contributions in the fit :  $uds+c\bar{c}$ , non-peaking  $B\bar{B}$ , peaking  $B\bar{B}$  and signal.

The bias of the wide Gaussian, the only parameter of the signal resolution function which is not fitted, is varied in a conservative range. Several different analytical expressions are used to represent the small fraction of outliers. The fit range is varied from  $(-10, 10)$  ps to  $(-20, 20)$  ps. The parameters of the  $\Delta z$  correction are varied according to the uncertainty due to the finite signal Monte Carlo sample size. The systematic uncertainty related to this correction is estimated from the effect of a  $\pm 5\%$  variation on the fraction of fitted other- $B$  vertices which have no tracks from the  $\bar{D}^0$  decay.

The  $z$  length scale is determined to about 0.4% from secondary interactions with a beam pipe section of known length. The statistical uncertainty of the residual bias found on signal Monte Carlo events is also added to the systematic error.

The total systematic error of  $\pm 0.038$  ps is found by adding in quadrature the uncertainties from the above sources.

The dependence of the result on several different variables (angular width of the cone used to reject the  $\bar{D}^0$  tracks, fast pion momentum, polar and azimuthal angles) has been studied : no statistically significant effect is found.

TAB. E.2 – Result of the fit to the data. The  $uds$  and  $c\bar{c}$  backgrounds have been fitted on the  $B\bar{B}$  depleted control sample. The  $B\bar{B}$  background has been fitted on the same-charge control sample.

Parameter description	Value
$uds$ narrow Gaussian fraction	$0.972 \pm 0.079$
$uds$ narrow Gaussian bias	$0.181 \pm 0.020$
$uds$ narrow Gaussian scale	$1.194 \pm 0.037$
$uds$ outliers fraction	$0.0070 \pm 0.0028$
$c\bar{c}$ narrow Gaussian bias	$0.342 \pm 0.039$
$c\bar{c}$ narrow Gaussian scale	$1.404 \pm 0.091$
$c\bar{c}$ lifetime fraction	$0.296 \pm 0.102$
$c\bar{c}$ lifetime	$0.784 \pm 0.196$ ps
$B\bar{B}$ lifetime	$1.611 \pm 0.044$ ps
$B\bar{B}$ narrow Gaussian fraction	$0.721 \pm 0.104$
$B\bar{B}$ narrow Gaussian bias	$0.326 \pm 0.131$
$B\bar{B}$ narrow Gaussian scale	$0.863 \pm 0.210$
$B\bar{B}$ outliers fraction	$0.000 \pm 0.013$
raw $B^0$ lifetime	$1.524 \pm 0.040$ ps
signal narrow Gaussian fraction	$0.962 \pm 0.065$
signal narrow Gaussian bias	$0.140 \pm 0.058$
signal narrow Gaussian scale	$1.336 \pm 0.082$
signal wide Gaussian bias	$-0.5$ (Fixed)
signal wide Gaussian scale	$2.640 \pm 1.420$
signal outliers fraction	$0.0049 \pm 0.0078$

## E.6 Conclusion

In conclusion the neutral  $B$  meson lifetime has been measured with a sample of  $6971 \pm 241$  partially reconstructed  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  decays :

$$\tau_0 = 1.510 \pm 0.040 \pm 0.038 \text{ ps.}$$

This preliminary value is consistent with other recent *BABAR* measurements [6] and with the world average  $B^0$  lifetime [5].

## E.7 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),

TAB. E.3 – Summary of contributions to the systematic error.

Source	Error (fs)
Background Parameters	13
Fractional composition	20
$\Delta z$ correction (MC)	6
$\Delta z$ correction (model)	17
Bias of the wide Gaussian (signal)	6
Outliers	9
$\Delta t$ range	9
MC bias	20
$z$ scale	6
Total	38

the Commissariat à l’Energie Atomique and Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (France), the Bundesministerium für Bildung und Forschung (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.



# Bibliographie

- [1] ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al., Phys. Lett. B **324**, 249 (1994); CLEO Collaboration, J. Bartelt et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1680 (1993).
- [2] The *BABAR* Collaboration, P. F. Harrison and H. R. Quinn, ed., The *BABAR* Physics Book, SLAC-R-504 (1998).
- [3] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert et al., Nucl. Instr. and Methods A **479**, 1 (2002).
- [4] G.C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [5] D.E. Groom et al., Review of Particle Physics, Eur. Phys. Jour. C **15**, 1 (2000).
- [6] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 201803 (2001); The *BABAR* Collaboration, B. Aubert et al., SLAC-PUB-9128, hep-ex/0202005, to be published in Phys. Rev. Lett.

# Measurement of the $B^0$ Meson Lifetime with Partial Reconstruction of $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ and $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ Decays

BABAR Collaboration

## Abstract

The neutral  $B$  meson lifetime is measured with the data collected by the *BABAR* detector at the PEP-II storage ring during the years 1999 and 2000, with a total integrated luminosity of  $20.7 \text{ fb}^{-1}$ . The decays  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  and  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  are selected with a partial-reconstruction technique, yielding samples of  $6970 \pm 240$  and  $5520 \pm 250$  signal events, respectively. With these events, the  $B^0$  lifetime is measured to be  $1.533 \pm 0.034$  (stat.)  $\pm$   $0.038$  (syst.) ps. This measurement serves as a test and validation of procedures required to measure the  $CP$  violation parameter  $\sin(2\beta + \gamma)$  with partial reconstruction of these modes.

The neutral  $B$  meson decay modes [1]  $B^0 \rightarrow D^{*-}h^+$ , where  $h^+$  is a light hadron ( $\pi^+, \rho^+, a_1^+$ ), have been proposed for use in theoretically clean measurements of  $\sin(2\beta + \gamma)$  [2], where  $(2\beta + \gamma)$  is a combination of angles of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [3] unitarity triangle. Since the time-dependent  $CP$  asymmetries in these modes are expected to be of order 2%, large data samples and multiple decay channels are required for a statistically significant measurement. The technique of partial reconstruction of  $D^{*-}$  mesons, in which only the soft pion  $\pi_s$  from the decay  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi_s^-$  is reconstructed, has already been used to select large samples of  $B$  meson candidates [4]. This technique is applied here to the decays  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  and  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  in order to measure the  $B^0$  lifetime. This analysis constitutes a first step toward measuring  $\sin(2\beta + \gamma)$ , validating the procedures developed for candidate reconstruction, background characterization, vertex reconstruction, and fitting of decay time distributions. These procedures address the main complications introduced by partial reconstruction, namely the large background and the tracks originating from the unreconstructed  $\bar{D}^0$ , which may affect the vertex reconstruction.

The analyses applied to the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  and  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  modes are similar. Detailed differences between them are the result of optimization in the presence of the different background characteristics in the two modes. Additional details regarding the analysis procedures can be found in Refs. [5] and [6].

The data used in this analysis were collected with the *BABAR* detector at the PEP-II asymmetric-energy storage ring during the years 1999 and 2000. The data consist of 22.7 million  $B\bar{B}$  pairs, corresponding to an integrated luminosity of  $20.7 \text{ fb}^{-1}$  recorded at the  $\Upsilon(4S)$  resonance. In addition,  $2.6 \text{ fb}^{-1}$  of “off-resonance” data were collected about 40 MeV below the resonance. Samples of simulated  $B\bar{B}$  and continuum  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  events, where  $q$  stands for a  $u, d, s,$  or  $c$  quark, were generated using a GEANT3-based detector simulation [7] and processed through the same reconstruction and analysis chain as the data. The equivalent luminosity of the simulated events is approximately one third the

data luminosity. We also used signal Monte Carlo samples with an equivalent luminosity several times larger than that of the data.

The *BABAR* detector, described in detail elsewhere [8], consists of five subdetectors. Charged particle trajectories are measured by a combination of a five-layer silicon vertex tracker (SVT) and a 40-layer drift chamber (DCH) in a 1.5 T solenoidal magnetic field. Tracks with low transverse momentum are reconstructed by the SVT alone, thus extending the charged particle detection down to transverse momenta of  $\sim 50$  MeV/ $c$ . Photons and electrons are detected in a CsI(Tl) electromagnetic calorimeter (EMC), with photon energy resolution  $\sigma_E/E = 0.023(E/\text{GeV})^{-1/4} \oplus 0.019$ . A ring-imaging Cherenkov detector (DIRC) is used for charged particle identification. The instrumented flux return (IFR) is equipped with resistive plate chambers to identify muons.

In the partial reconstruction of a  $B^0 \rightarrow D^{*-}h^+$  candidate, only the hadron  $h$  and the  $\pi_s$  tracks are reconstructed. The angle between the momenta of the  $B$  and the  $h$  in the center-of-mass (CM) frame is then computed :

$$\cos \theta_{Bh} = \frac{M_{D^{*-}}^2 - M_{B^0}^2 - M_h^2 + E_{\text{CM}}E_h}{2p_B|\vec{p}_h|}, \quad (\text{E.3})$$

where  $M_x$  is the mass of particle  $x$ ,  $E_h$  and  $\vec{p}_h$  are the measured CM energy and momentum of the hadron  $h$ ,  $E_{\text{CM}}$  is the total CM energy of the beams, and  $p_B = \sqrt{E_{\text{CM}}^2/4 - M_{B^0}^2}$ . All masses refer to the nominal values [9], except in the case  $h = \rho$ , where the measured  $\pi^+\pi^0$  invariant mass  $m(\pi^+\pi^0)$  is used. Events are required to be in the physical region  $|\cos \theta_{Bh}| < 1$ . Given  $\cos \theta_{Bh}$  and the measured four-momentum of  $h$ , the  $B$  four-momentum can be calculated up to an unknown azimuthal angle  $\phi$  around  $\vec{p}_h$ . For every value of  $\phi$ , the expected  $\bar{D}^0$  four-momentum  $\mathcal{P}_D(\phi)$  is determined from four-momentum conservation, and the  $\phi$ -dependent ‘‘missing mass’’ is calculated,  $m(\phi) \equiv \sqrt{|\mathcal{P}_D(\phi)|^2}$ . We define the missing mass  $m_{\text{miss}} \equiv \frac{1}{2}[m_{\text{max}} + m_{\text{min}}]$ , where  $m_{\text{max}}$  and  $m_{\text{min}}$  are the maximum and minimum values of  $m(\phi)$ . In signal events, this variable peaks at the nominal  $\bar{D}^0$  mass  $M_{D^0}$ , with a spread of about 3 MeV/ $c^2$  for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  (3.5 MeV/ $c^2$  for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ) [10], while the distribution of background events is broader. The missing mass is the main variable used to distinguish signal from background.

We define the  $D^*$  helicity angle  $\theta_{D^*}$  to be the angle between the directions of the  $\bar{D}^0$  and the  $B^0$  in the  $D^*$  rest frame. This variable is used in the event selection described below. In the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  analysis,  $\theta_{D^*}$  is computed assuming that the  $B$  momentum lies in the plane defined by the  $h$  and  $\pi_s$  momenta in the CM frame. This assumption also yields the  $\bar{D}^0$  direction. In the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  analysis, the value of  $\cos \theta_{D^*}$  is computed by applying the constraint  $m_{\text{miss}} = M_{D^0}$  giving two possible solutions for the  $\bar{D}^0$  direction [4]. In  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ , the  $\rho$  helicity angle  $\theta_\rho$  is defined as the angle between the directions of the  $\pi^0$  (from the decay of the  $\rho$ ) and the CM system in the  $\rho$  rest frame.

We select events in which the ratio of the 2nd to the 0th Fox-Wolfram moment [11], computed using charged particles, is smaller than 0.35. The candidate  $B^0$  daughter tracks are required to originate within 1 cm (1.5 cm) of the interaction point in the  $x$ - $y$  plane (the plane perpendicular to the beams), and within  $\pm 4$  cm ( $\pm 10$  cm) of the interaction point along the direction of the beams. Tracks are rejected if they are highly likely to be a kaon or a lepton on the basis of their ionization, Cherenkov angle, energy deposited in

the EMC, and pattern of hits in the IFR.

$B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  candidates are rejected if another track is found within 0.4 rad of the momentum of the hard pion  $\pi_h$  [12] in the CM frame. This requirement helps to reject continuum events, where tracks tend to be clustered in jets. A Fisher discriminant [13]  $F_\pi$  is computed from 15 event shape variables. Among these variables is the scalar sum of the CM momenta of all tracks and neutral candidates in nine  $20^\circ$  single-sided cones around the  $\pi_h$  direction. We require  $|\cos\theta_{D^*}|$  to be larger than 0.4. A cut on  $F_\pi$  is used to reduce the continuum background.

In the reconstruction of  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  candidates, the charged  $\rho$  candidates are identified by their decay to a hard charged pion  $\pi_h$  and a  $\pi^0$ . To suppress fake  $\pi^0$  candidates, the  $\pi^0$  momentum in the CM frame is required to be greater than 400 MeV/c. The invariant mass of the  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  candidate must be within 20 MeV/c<sup>2</sup> of the nominal  $\pi^0$  mass [9]. The invariant mass  $m(\pi^+\pi^0)$  of the  $\rho$  candidate must be between 0.45 and 1.10 GeV/c<sup>2</sup>. To suppress combinatoric background, we require  $|\cos\theta_\rho| > 0.3$  and  $|\cos\theta_{D^*}| > 0.3$ , and also reject events that satisfy both  $\cos\theta_\rho > 0.3$  and  $\cos\theta_{D^*} < -0.3$ . A Fisher discriminant  $F_\rho$  is computed using the scalar sum of the CM momenta of all tracks and neutrals in nine  $10^\circ$  double-sided cones around the  $\rho$  direction. In about 10% of the events, more than one partially reconstructed candidate per event satisfies all the requirements. In such events only the candidate with the smallest value of  $|m_{\text{miss}} - M_{D^0}|$  in the event is used.

The decay position  $z_{\text{rec}}$  of the partially reconstructed  $B$  candidate along the beam direction is determined by constraining the  $\pi_h$  and the  $\pi_s$  tracks (only the  $\pi_h$  track for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ) to originate from the beam-spot in the  $x$ - $y$  plane. The beam spot is determined on a run-by-run basis using two-prong events [8]. Its size in the horizontal direction is 120  $\mu\text{m}$ . Although the beam spot size in the vertical direction is only a few microns, a beam spot constraint of 30  $\mu\text{m}$  is applied, so as to account for the flight of the  $B^0$  in the vertical direction.

The decay position  $z_{\text{tag}}$  of the other  $B$  meson along the beam direction is measured with all tracks, excluding  $\pi_h$ ,  $\pi_s$ , and any track whose CM angle with respect to the  $\bar{D}^0$  direction (either of the two calculated directions in the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  case) is smaller than 1 radian. This ‘‘cone cut’’ reduces significantly the number of  $\bar{D}^0$  daughter tracks used in the other  $B$  vertex. The tracks satisfying this requirement are fit with a constraint to the beam-spot in the  $x - y$  plane. The track with the largest contribution to the  $\chi^2$  of the vertex, if greater than 6, is removed from the vertex, and the fit is carried out again, until no track fails this requirement.  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  candidates are required to have at least two tracks remaining in the other  $B$  vertex.

The  $z$  distance between the two  $B$  decay vertices,  $\Delta z = z_{\text{rec}} - z_{\text{tag}}$ , is computed. Fitting the residual  $\Delta z - \Delta z_{\text{true}}$  in simulated events, where  $\Delta z_{\text{true}}$  is the true  $\Delta z$ , with the sum of two Gaussians, we find that 67% (57%) of the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  ( $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ) events lie in the core Gaussian of width 116  $\mu\text{m}$  (178  $\mu\text{m}$ ). The  $\Delta z$  resolution is dominated by the measurement of  $z_{\text{tag}}$ , and by the  $z_{\text{rec}}$  measurement when the  $\pi_h$  transverse momentum is below about 400 MeV/c.

The decay time difference  $\Delta t$  is then calculated using the approximation  $\Delta t \approx \Delta z/(\gamma\beta c)$ , where the CM frame boost  $\gamma\beta$  is determined from the beam energies, and has an average value of 0.55. This approximation results in a 0.2 ps r.m.s. spread in the calculation of  $\Delta t$ .

For  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  candidates,  $\Delta t$  is computed applying an event-by-event correction to the measured value of  $\Delta z$ . This correction, determined from the simulated signal sample as a function of  $\Delta z$ , removes the bias in  $z_{\text{tag}}$  due to the tracks coming from the  $\bar{D}^0$  decay. Without correction, the effect of this bias would be to reduce the measured lifetime by approximately 4%. In the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  analysis a different correction is applied to the measured lifetime value, as explained later.

The estimated error  $\sigma_{\Delta t}$  in the measurement of  $\Delta t$  is calculated from the uncertainties in the parameters of the tracks used in the two vertex fits. A requirement on the vertex fit probabilities removes badly reconstructed vertices. For both modes we also require  $|\Delta t| < 15$  ps and  $\sigma_{\Delta t} < 2.4$  ps ( $\sigma_{\Delta t} < 4$  ps for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ).

After applying all the above requirements, we find four broadly-defined types of events that contribute to the background : (1) continuum events ; (2) combinatoric  $B\bar{B}$  background due to random  $h$  and  $\pi_s$  combinations ; (3)  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  ( $B^0 \rightarrow D^{*-}a_1^+$ ) decays in the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  ( $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ) sample ; (4) peaking  $B\bar{B}$  events, which are distributed as a broad peak in the  $m_{\text{miss}}$  spectrum. The peaking background is mostly due to  $B \rightarrow D^{**}\pi$  decays in the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  sample. In the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  sample, it is due to signal events in which the  $\pi_h$  candidate originates from the other  $B$ .

The lifetime  $\tau_{B^0}$  is obtained from an unbinned maximum likelihood fit, as described below, with a probability density function (PDF)  $\mathcal{F}(\Delta t, \sigma_{\Delta t}, \xi)$ . Here  $\xi$  refers to the kinematic variables used to distinguish signal from background. For  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  we set  $\xi = m_{\text{miss}}$  ; for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  we set  $\xi = (m_{\text{miss}}, m(\pi^+\pi^0), F_\rho)$ . The PDF has the form

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\xi, \Delta t, \sigma_{\Delta t}) &= f_{q\bar{q}}\mathcal{K}_{q\bar{q}}(\xi)\mathcal{F}_{q\bar{q}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t}) \\ &+ f_{\text{comb}}\mathcal{K}_{\text{comb}}(\xi)\mathcal{F}_{\text{comb}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t}) \\ &+ f_{D^*X}\mathcal{K}_{D^*X}(\xi)\mathcal{F}_{D^*X}(\Delta t, \sigma_{\Delta t}) \\ &+ f_{\text{peak}}\mathcal{K}_{\text{peak}}(\xi)\mathcal{F}_{\text{peak}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t}) \\ &+ f_{\text{sig}}\mathcal{K}_{\text{sig}}(\xi)\mathcal{F}_{\text{sig}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t}), \end{aligned} \tag{E.4}$$

where subscripts refer to the four types of backgrounds enumerated above and to signal events. For each event type  $i$ ,  $f_i$  is the relative population of these events in the data sample,  $\mathcal{K}_i(\xi)$  is their kinematic-variables PDF, and  $\mathcal{F}_i(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  is their time-dependent PDF. The constraint  $\sum f_i = 1$  is enforced.

For  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ ,  $\mathcal{K}_i(m_{\text{miss}})$  consists of binned histograms obtained from the Monte Carlo simulation. For  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  candidates, we use the product

$$\mathcal{K}_i(\xi) = \mathcal{M}_i(m_{\text{miss}})\mathcal{R}_i(m(\pi^+\pi^0))\mathcal{D}_i(F_\rho),$$

where  $\mathcal{M}_i(m_{\text{miss}})$  is the sum of a bifurcated Gaussian and an ARGUS function [14],  $\mathcal{R}_i(m(\pi^+\pi^0))$  is the sum of a parabolic background and a relativistic  $P$ -wave Breit-Wigner, and  $\mathcal{D}_i(F_\rho)$  is a bifurcated Gaussian function.

For each event type  $i$ ,  $\mathcal{F}_i(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  is the convolution

$$N \int P(\Delta t_{\text{true}})R((\Delta t - \Delta t_{\text{true}})/\sigma_{\Delta t})d\Delta t_{\text{true}}$$

of the ‘‘true’’ distribution  $P(\Delta t_{\text{true}})$  and the detector resolution function  $R((\Delta t - \Delta t_{\text{true}})/\sigma_{\Delta t})$ , which is parameterized as the sum of three Gaussian distributions.  $N$  is a normalization

constant. The parameters of  $P(\Delta t_{\text{true}})$  and  $R((\Delta t - \Delta t_{\text{true}})/\sigma_{\Delta t})$  are obtained separately for each event type. For signal events of both modes we take  $P(\Delta t_{\text{true}}) = e^{-|\Delta t_{\text{true}}|/\tau_{B^0}}$ . This functional form is also used for the combinatoric and peaking backgrounds in  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ , but with independent parameters. In  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ , the source of the peaking background motivates its distribution to be  $P(\Delta t_{\text{true}}) = \delta(\Delta t_{\text{true}})$ , and the distribution used for the combinatoric background is  $P(\Delta t_{\text{true}}) = ae^{-|\Delta t_{\text{true}}|/\tau'} + (1-a)\delta(\Delta t_{\text{true}})$ , with an effective lifetime parameter  $\tau'$ .  $\mathcal{F}_{D^*X}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  is assumed to be identical to  $\mathcal{F}_{\text{sig}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$ . The continuum background is modelled as  $P(\Delta t_{\text{true}}) = be^{-|\Delta t_{\text{true}}|/\tau_{q\bar{q}}} + (1-b)\delta(\Delta t_{\text{true}})$ .

Several subsamples are defined and used in the lifetime fit. Events with a candidate in which the  $h$  and  $\pi_s$  have opposite charges and with  $m_{\text{miss}} > 1.860 \text{ GeV}/c^2$  ( $m_{\text{miss}} > 1.845 \text{ GeV}/c^2$  in  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ) constitute the ‘‘signal region’’ sample. Those satisfying  $1.820 < m_{\text{miss}} < 1.850 \text{ GeV}/c^2$  ( $1.810 < m_{\text{miss}} < 1.840 \text{ GeV}/c^2$ ) constitute the ‘‘sideband’’. Events in which  $h$  and  $\pi_s$  have the same charge are labeled as ‘‘same-charge’’. In the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  analysis, we apply a requirement on the Fisher discriminant that suppresses  $B\bar{B}$  events, to select a ‘‘ $B\bar{B}$ -depleted’’ sample that is enriched in continuum events. The sideband, same-charge, and  $B\bar{B}$ -depleted samples serve as control samples for studying the  $\Delta t$  distributions of the backgrounds.

In the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  analysis, about 11.5% of the partially reconstructed signal events are also fully reconstructed in the  $\bar{D}^0$  decay modes  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$  or  $K^+\pi^-\pi^0$ . This yields a sample that, while relatively small, has a low background contamination of about 5%. This clean signal sample is used in the fits described below, improving the determination of the signal PDF parameters.

The  $B^0$  lifetime  $\tau_{B^0}$  is obtained in a three-step procedure using signal region and control sample events.

In the first step, the fractions  $f_i$  in the signal region and in the different control samples are obtained from kinematic-variable fits conducted simultaneously on the on- and off-resonance samples (and the fully reconstructed sample for the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  signal region). The fit PDF is that of Eq. (E.4), but with all  $\mathcal{F}_i(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  replaced by unity. In the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  analysis this fit determines  $f_{\text{peak}}$  and  $f_{q\bar{q}}$ . The fraction of  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  events  $f_{D^*X}$  in the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  sample is assumed to be 16.8%, as predicted by the Monte Carlo simulation and the relative branching ratio [9]. This fit (Fig. E.3(a)) yields  $6970 \pm 240$  signal  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  events. In the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  analysis the kinematic-variable fit determines  $f_{q\bar{q}}$ , as well as all the parameters of  $\mathcal{K}_{q\bar{q}}(\xi)$ ,  $\mathcal{M}_{\text{sig}}(m_{\text{miss}})$ , and  $\mathbf{R}_{\text{sig}}(m(\pi^+\pi^0))$ . The parameters of  $\mathcal{D}_{\text{sig}}(F_\rho)$ ,  $\mathcal{K}_{\text{comb}}(\xi)$ , and  $\mathcal{K}_{\text{peak}}(\xi)$ , as well as  $f_{\text{peak}}/f_{\text{sig}}$  (9.7%) and  $f_{D^*a_1}/f_{\text{sig}}$  (11.6%), are obtained from the Monte Carlo simulation. The kinematic-variable fit to the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  sample (Figs. E.4(a), (b) and (c)) yields  $5520 \pm 250$   $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  events, including  $691 \pm 36$  fully reconstructed events.

In the second step, all the parameters determined in the first step are fixed, and the parameters of  $\mathcal{F}_i(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  of the backgrounds are determined entirely from the control data samples. In the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  case, the parameters of  $\mathcal{F}_{\text{cont}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  are obtained from a fit to the  $B\bar{B}$ -depleted sample, and those of the  $\mathcal{F}_{\text{comb}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  are obtained from the same-charge sample. The parameters of  $\mathcal{F}_{\text{peak}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  are assumed to be identical to  $\mathcal{F}_{\text{comb}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$ . In  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ , the parameters of  $\mathcal{F}_{\text{comb}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  are determined from the sideband sample, and those of  $\mathcal{F}_{\text{peak}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  are obtained from the same-charge

sample. Each of the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  control sample fits is conducted simultaneously on the on- and off-resonance data, and the parameters of  $\mathcal{F}_{\text{cont}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  are determined for each control sample simultaneously with the  $B\bar{B}$  PDF parameters.

In the final step, using the background  $\mathcal{F}_i(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  parameters obtained in the previous step, the signal region sample is fit to extract the signal  $\mathcal{F}_{\text{sig}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  parameters. In  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  this fit has six free parameters describing  $\mathcal{F}_{\text{sig}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$ . In  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ , the fit is done simultaneously to on- and off-resonance events, as well as fully reconstructed events, and has 15 free parameters describing  $\mathcal{F}_{\text{sig}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$  and  $\mathcal{F}_{q\bar{q}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t})$ .

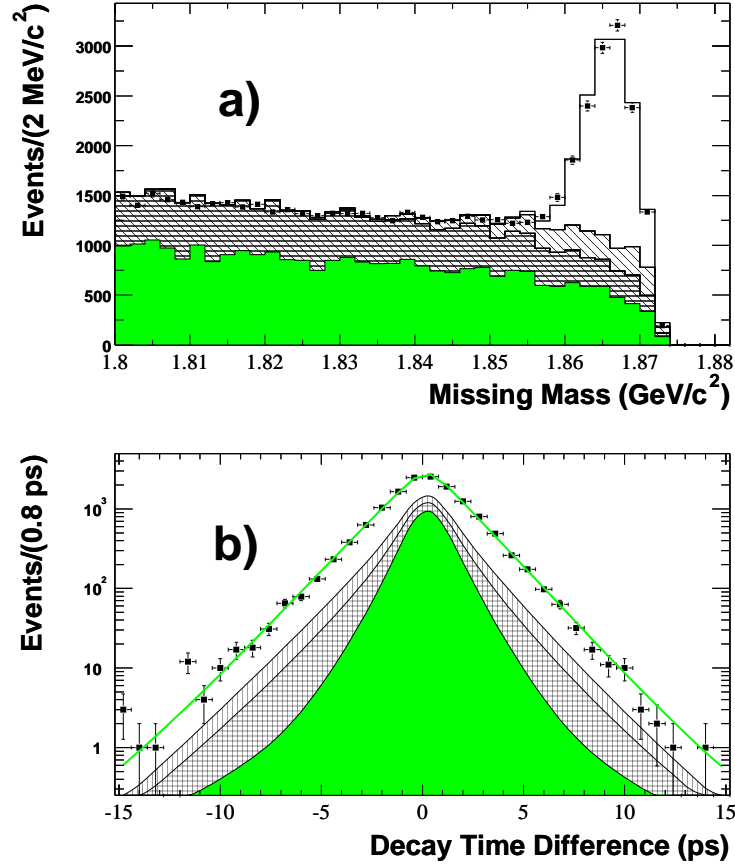


FIG. E.3 – Distributions of (a) missing mass and (b)  $\Delta t$  for candidate  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  events. The result of the fit (solid line) is superimposed on data (data points). The hatched, cross-hatched and shaded areas are the peaking  $B\bar{B}$ , combinatoric  $B\bar{B}$ , and continuum contributions, respectively. The  $\Delta t$  plot is obtained with the requirement  $m_{\text{miss}} > 1.860 \text{ GeV}/c^2$ .

The results of the last fit step, shown in Figs. E.3(b) and E.4(d), are  $\tau_{B^0} = 1.510 \pm 0.040 \text{ ps}$  for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  and  $\tau_{B^0} = 1.616 \pm 0.064 \text{ ps}$  for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ , where the errors are statistical only. These results are obtained after a correction of  $-0.014 \pm 0.020 \text{ ps}$  ( $+0.071 \pm 0.028 \text{ ps}$  for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ), determined from the Monte Carlo simulation. The correction accounts for biases due to the fit procedure, the event selection and, in the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  case, the effect of  $\bar{D}^0$  daughter tracks passing the cone cut and being used

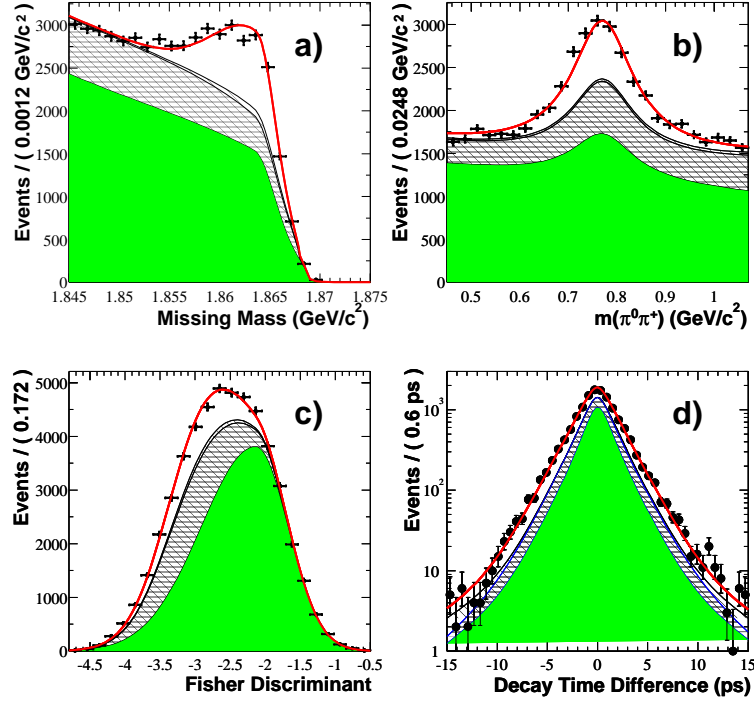


FIG. E.4 – Distributions of (a) missing mass, (b)  $\rho$  candidate invariant mass, (c) Fisher discriminant  $F_\rho$  and (d)  $\Delta t$  of  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  candidate events. The result of the fit (solid line) is superimposed on data (data points). The hatched, cross-hatched and shaded areas are the peaking  $B\bar{B}$ , combinatoric  $B\bar{B}$ , and continuum contributions, respectively. The  $\Delta t$  plot is obtained with the requirement  $m_{\text{miss}} > 1.854 \text{ GeV}/c^2$ ,  $0.60 < m(\pi^+\pi^0) < 0.93 \text{ GeV}/c^2$ , and  $F_\rho < -2.1$ .

for the determination of the other  $B$  vertex. The errors in the corrections are propagated to the final result as systematic errors.

The systematic uncertainties are listed in Table E.4, and described here. (1) The fractions and the PDF parameters of the background components were varied by their statistical errors, taking into account mutual correlations, obtained from the fits of the first two analysis steps. (2) The PDF parameters and lifetime corrections that were obtained from the Monte Carlo simulation were varied by the statistical error in the Monte Carlo fits. The full analysis chain, including event reconstruction and selection, was tested with the Monte Carlo simulation, and the statistical precision of the consistency between the generated and fit lifetimes was assigned as a systematic error. The Monte Carlo statistical errors in the evaluation of the various corrections described above were propagated to the final result. (3) The level of  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  ( $B^0 \rightarrow D^{*-}a_1^+$ ) background in the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  ( $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ) sample was varied by the relevant branching fraction errors [9], and the fraction of  $B \rightarrow D^{**}\rho^+$  background events in the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  sample was varied between 0 and 40% of the signal yield. (4) The number of  $\bar{D}^0$  tracks satisfying the cone cut in the simulated sample was varied by  $\pm 5\%$  and the associated bias was reevaluated. (5)



TABLE E.4 – Summary of the systematic uncertainties on the measured  $B^0$  lifetime.

Source	Errors (ps)	
	$B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$	$B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$
(1) Background parameters	0.023	0.044
(2) Monte Carlo statistics	0.021	0.042
(3) Fractional composition	0.008	0.024
(4) $D^0$ tracks bias	0.017	0.026
(5) $\Delta t$ resolution model	0.011	0.015
(6) Likelihood fit bias	0.005	0.016
(7) $\Delta t$ range	0.009	0.009
(8) $z$ scale	0.006	0.007
(9) SVT misalignment	0.008	0.008
(10) Beam energies	0.002	0.002
Total	0.041	0.075

The parameters of  $\mathcal{F}_{\text{sig}}$  that were fixed in the fits were varied within conservative ranges. (6) Extensive parameterized Monte Carlo simulation studies were conducted to evaluate statistical biases in the fits due to limited data sample size or as the result of changes in the functional form of  $R((\Delta t - \Delta t_{\text{true}})/\sigma_{\Delta t})$ . (7) The  $\Delta t$  fit range was varied between  $|\Delta t| < 10$  ps and  $|\Delta t| < 20$  ps. (8) The  $z$  length scale of the detector has been determined with an uncertainty of 0.4% from the reconstruction of secondary interactions with a beam pipe section of known length [15]. The systematic uncertainties related to the detector alignment (9) and beam energy uncertainty [8] (10) were also taken into account. The total systematic error in the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  ( $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ) analysis is 0.041 ps (0.075 ps).

Several cross-checks were conducted to ensure the validity of the result. The data were fit in bins of the lab frame polar angle, azimuthal angle, and momentum of the  $\pi_h$ , and in subsamples corresponding to different SVT alignment calibrations. The fit was repeated with different values of the cone cut ranging from 0.75 to 2.00 radians (0.6 to 1.2 radians for  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ ). Different functional forms of  $R((\Delta t - \Delta t_{\text{true}})/\sigma_{\Delta t})$  were used in the fit. In all cases, no statistically significant variation of the result was observed, beyond those already accounted for in the systematic errors.

In summary, in a sample of 22.7 million  $B\bar{B}$  pairs, we identify  $6970 \pm 240$   $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  and  $5520 \pm 250$   $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  partially reconstructed decays. These events are used to measure the  $B^0$  lifetime, obtaining  $\tau_{B^0} = 1.510 \pm 0.040$  (stat.)  $\pm 0.041$  (syst.) ps in  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  and  $\tau_{B^0} = 1.616 \pm 0.064$  (stat.)  $\pm 0.075$  (syst.) ps in  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ . The combined measurement, taking into account correlated errors, is

$$\tau_{B^0} = 1.533 \pm 0.034 \text{ (stat.)} \pm 0.038 \text{ (syst.) ps.}$$

This result is in good agreement with the world average  $B^0$  lifetime  $\tau_{B^0} = 1.542 \pm 0.016$  ps [9] and with other recent *BABAR* measurements [16], confirming the validity of using partially reconstructed events in time dependent measurements.

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] Charge conjugate decays are implied.
- [2] R.G. Sachs, Enrico Fermi Institute Report, EFI-85-22 (1985) (unpublished); I. Dunietz and R.G. Sachs, Phys. Rev. D **37**, 3186 (1988) [E : Phys. Rev. D **39**, 3515 (1989)]; I. Dunietz, Phys. Lett. B **427**, 179 (1998); P.F. Harrison and H.R. Quinn (ed.), *BABAR* Physics Book, Chap. 7.6 (1998); D. London, N. Sinha, and R. Sinha, Phys. Rev. Lett. **85**, 1807 (2000).
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963); M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theoret. Phys. **49**, 652 (1973).
- [4] The CLEO Collaboration, G. Brandenburg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2762 (1998).
- [5] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0203038, submitted to the XXXVII<sup>th</sup> Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions, Les Arcs, France (2002).
- [6] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0203036, submitted to the XXXVII<sup>th</sup> Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions, Les Arcs, France (2002).
- [7] “GEANT, Detector Description and Simulation Tool”, CERN program library long writeup W5013, 1994.
- [8] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **479**, 1 (2002).
- [9] The Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
- [10] Unless explicitly noted, the value or procedure in the text refers to the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  analysis while those in parentheses refer to the  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  analysis.
- [11] G. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [12]  $\pi_h$  denotes both the charged pion from the  $\rho$  decay in  $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$  and the hard pion from  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ .
- [13] 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).
- [14] The ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. B **254**, 288 (1991).
- [15] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 032003 (2002).
- [16] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 201803 (2001); The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 011802 (2002).



## Annexe F

# Etude de la violation de CP avec $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$

Cette annexe contient :

- la communication à la conférence International Europhysics Conference on High Energy Physics qui s'est tenue à Aachen (Allemagne) en juillet 2003. Le sujet est l'étude des asymétries violant CP dans les désintégrations  $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$  ainsi que les limites sur  $\sin(2\beta + \gamma)$  (B. Aubert et al., (BaBar Collaboration), hep-ex/0307036 (2003));
- un article sur le même sujet soumis à Physical Review Letter (B. Aubert et al., (BaBar Collaboration), hep-ex/0310037 (2003)).

Il s'agit de la première contrainte intéressante sur l'angle  $\gamma$  qui n'est pas entachée d'une forte incertitude systématique comme c'est le cas pour les modes sans charme. L'asymétrie mesurée,

$$2r \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta = -0.063 \pm 0.024 \text{ (stat.)} \pm 0.017 \text{ (syst.)},$$

est à 2.3 écarts-standard de zéro. Cette première mesure définit une méthode d'analyse qui pourra profiter pleinement de l'accroissement remarquable des données enregistrées par BaBar en 2003-2004.

# Study of Time-Dependent $CP$ Asymmetries with Partial Reconstruction of $B^0 \rightarrow D^{*\mp} \pi^\pm$

The *BABAR* Collaboration

## Abstract

We present a preliminary measurement of the time-dependent  $CP$  asymmetries in decays of neutral  $B$  mesons to the final states  $D^{*\mp} \pi^\pm$ , using approximately 82 million  $B\bar{B}$  events collected by the *BABAR* experiment at the PEP-II storage ring. Events containing these decays are selected with a partial reconstruction technique, in which only the high momentum  $\pi^\pm$  and the low momentum pion from the  $D^{*\mp}$  decay are reconstructed. The flavor of the other  $B$  meson in the event is tagged using the information from kaon and lepton candidates. We measure the time-dependent  $CP$  asymmetry  $\mathcal{A} = -0.063 \pm 0.024$  (*stat.*)  $\pm 0.017$  (*syst.*). We interpret these results in terms of the angles of the unitarity triangle to set a bound on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$ .

Contribution to the International Europhysics Conference On High-Energy Physics  
(HEP 2003), 7/17—7/23/2003, Aachen, Germany

## F.1 INTRODUCTION

Measuring the angles of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) unitarity triangle [1] will allow us to overconstrain this triangle and to test the Standard Model interpretation of  $CP$  violation in the quark sector. A crucial step in this scientific program is the measurement of the angle  $\gamma = \arg(-V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^*)$  of the unitarity triangle.

The neutral  $B$  meson decay modes  $B^0 \rightarrow D^{*\pm} h^\mp$ , where  $h$  is a light hadron ( $\pi, \rho, a_1$ ), have been proposed for use in measurements of  $\sin(2\beta + \gamma)$  [2], where  $\beta = \arg(-V_{cd}V_{cb}^*/V_{td}V_{tb}^*)$ . Since the time-dependent  $CP$  asymmetries in these modes are expected to be of order 2%, large data samples and multiple decay channels are required for a statistically significant measurement. The technique of partial reconstruction of  $D^{*-}$  mesons, in which only the soft (low momentum) pion  $\pi_s$  from the decays  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_s^-$  or  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$  is reconstructed, has already been used to select large samples of  $B$  meson candidates [3].

This paper reports the preliminary results of a study of  $CP$ -violating asymmetries in  $B^0 \rightarrow D^{*\mp} \pi^\pm$  decays using the partial reconstruction technique. The analysis procedures for the selection of the signal and the reconstruction of the decay-time difference between the two  $B$  mesons in the event are essentially the same as those we have already applied to the measurement of the  $B^0$  lifetime [4].

## F.2 PRINCIPLE OF THE MEASUREMENT

The decays  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  may proceed via a  $b \rightarrow c\bar{u}d$  or a  $b \rightarrow u\bar{c}d$  amplitude (see Figs. F.1 and F.2). Interference between these amplitudes through  $B^0 - \bar{B}^0$  mixing produces time-dependent  $CP$ -violation observables [2]. The probability that a state produced at time 0 as a  $B^0$  or  $\bar{B}^0$  decays into the final state  $D^{*\mp}\pi^\pm$  at time  $t$  is

$$\mathcal{P}(B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm)(t) = \frac{1}{4\tau} e^{-|t|/\tau} \left[ 1 \pm C \cos(\Delta m_d t) + S^\mp \sin(\Delta m_d t) \right], \quad (\text{F.1})$$

$$\mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm)(t) = \frac{1}{4\tau} e^{-|t|/\tau} \left[ 1 \mp C \cos(\Delta m_d t) - S^\mp \sin(\Delta m_d t) \right], \quad (\text{F.2})$$

where  $\tau$  is the  $B^0$  lifetime,  $\Delta m_d$  is the  $B^0 - \bar{B}^0$  mixing frequency, and we have defined

$$\begin{aligned} C &= \frac{1 - r^2}{1 + r^2}, \\ S^\pm &= \frac{2r}{1 + r^2} \sin(2\beta + \gamma \pm \delta). \end{aligned} \quad (\text{F.3})$$

Here  $\delta$  is an unknown  $CP$ -conserving phase<sup>1</sup>, and  $r$  is the ratio of the magnitudes of the  $b \rightarrow u\bar{c}d$  and  $b \rightarrow c\bar{u}d$  amplitudes

$$r = \frac{|A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)|}{|A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)|}. \quad (\text{F.4})$$

Since the  $b \rightarrow u\bar{c}d$  amplitude is doubly Cabibbo-suppressed with respect to the  $b \rightarrow c\bar{u}d$  amplitude, one expects  $r \approx 2\%$ . Due to the small value of  $r$ , we use the approximations

$$\begin{aligned} C &\approx 1, \\ S^\pm &\approx 2r \sin(2\beta + \gamma \pm \delta). \end{aligned} \quad (\text{F.5})$$

In principle,  $r$  can be measured from the first two terms in the square brackets of Eqs. F.1 and F.2. In practice, this requires sensitivity to terms of order  $r^2$ , which is not available with the statistics of current data sets.

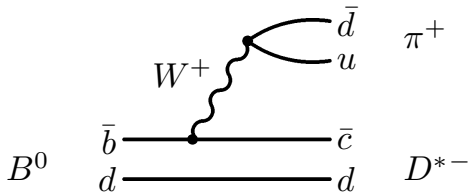


FIG. F.1 – Feynman diagram for the Cabibbo-favored decay  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ .

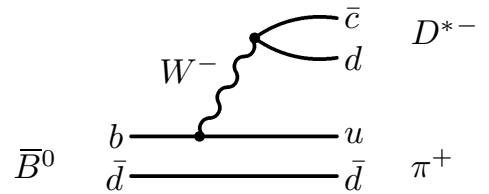


FIG. F.2 – Feynman diagram for the Cabibbo-suppressed decay  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ .

<sup>1</sup>The definition of  $\delta$  is subject to additional  $\pi$  terms [5] that we ignore, as they are redundant with the discrete ambiguity  $2\beta + \gamma \rightarrow 2\beta + \gamma + \pi$ ,  $\delta \rightarrow \delta + \pi$ .

Due to the small value of  $r$ , a large number of signal events is required in order to observe and measure the small time-dependent  $CP$  asymmetry. In the partial reconstruction method, the decay  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  is identified by reconstructing only the hard (high momentum)  $\pi^\pm$  and the soft pion  $\pi_s^\mp$  from the decay of the  $D^{*\mp}$ . The four-momentum of the unreconstructed neutral  $D$  meson produced in the  $D^{*\mp}$  decay is calculated from the two observed tracks and the kinematic constraints relevant for signal decays. Partial reconstruction provides a way to obtain very large single-mode signal samples, by making use of events that cannot be fully reconstructed.

## F.3 THE BABAR DETECTOR AND DATASET

The data used in this analysis were collected with the *BABAR* detector at the PEP-II storage ring. The data sample consists of  $76.4 \text{ fb}^{-1}$  collected on the  $\Upsilon(4S)$  resonance, and  $7.6 \text{ fb}^{-1}$  collected at an  $e^+e^-$  center-of-mass (CM) energy approximately 40 MeV below the resonance peak. Samples of simulated events with an equivalent luminosity four times larger than the data were analyzed through the same analysis chain.

The *BABAR* detector is described in detail elsewhere [6]. We provide a brief description of the main components and their use in this analysis. Charged particle trajectories are measured by a combination of a five-layer silicon vertex tracker (SVT) and a 40-layer drift chamber (DCH) in a 1.5-T solenoidal magnetic field. Tracks with low transverse momentum can be reconstructed in the SVT alone, thus extending the charged-particle detection down to transverse momenta of  $\sim 50 \text{ MeV}/c$ . Photons and electrons are detected in a CsI(Tl) electromagnetic calorimeter (EMC), with photon energy resolution  $\sigma_E/E = 0.023(E/\text{GeV})^{-1/4} \oplus 0.019$ . A ring-imaging Cherenkov detector (DIRC) is used for charged particle identification, augmented by energy loss information from the SVT and DCH. The instrumented flux return (IFR) is equipped with resistive plate chambers to identify muons.

## F.4 ANALYSIS METHOD

### F.4.1 Partial Reconstruction of $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$

In the partial reconstruction of a  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  candidate, only the hard pion track from the  $B$  decay and the soft pion track  $\pi_s$  from the decays  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi_s^-$  or  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$  are reconstructed. The cosine of the angle between the momenta of the  $B$  and the hard pion in the CM frame is then computed :

$$\cos \theta_{Bh} = \frac{M_{D^{*-}}^2 - M_{B^0}^2 - M_\pi^2 + E_{\text{CM}}E_h}{2p_B|\vec{p}_h|}, \quad (\text{F.6})$$

where  $M_x$  is the nominal mass of particle  $x$  [7],  $E_h$  and  $\vec{p}_h$  are the measured CM energy and momentum of the hard pion,  $E_{\text{CM}}$  is the total CM energy of the beams, and  $p_B = \sqrt{E_{\text{CM}}^2/4 - M_{B^0}^2}$ . Events are required to be in the physical region  $|\cos \theta_{Bh}| < 1$ . Given  $\cos \theta_{Bh}$  and the measured momenta of the  $\pi_h$  and  $\pi_s$ , the  $B$  four-momentum can be



---

calculated up to an unknown azimuthal angle  $\phi$  around  $\vec{p}_h$ . For every value of  $\phi$ , the expected  $D$  four-momentum  $\mathcal{P}_D(\phi)$  is determined from four-momentum conservation, and the corresponding  $\phi$ -dependent invariant mass  $m(\phi) \equiv \sqrt{|\mathcal{P}_D(\phi)|^2}$  is calculated. We define the missing mass  $m_{\text{miss}} \equiv \frac{1}{2}[m_{\text{max}} + m_{\text{min}}]$ , where  $m_{\text{max}}$  and  $m_{\text{min}}$  are the maximum and minimum values that  $m(\phi)$  may obtain. In signal events,  $m_{\text{miss}}$  peaks at the nominal  $D^0$  mass  $M_{D^0}$ , with a spread of about 3 MeV/ $c^2$ . The distribution for combinatoric background events is significantly broader, making the missing mass the primary variable for distinguishing signal from background, as described below. We use four-momentum conservation to calculate the CM  $D$  momentum vector with the arbitrary choice  $\phi = 0$ , and use this variable as described below.

### F.4.2 Backgrounds

In addition to  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  events, the above procedure yields a sample containing the following kinds of events:  $B \rightarrow D^{*\mp}\rho^\pm$ ; peaking  $B\bar{B}$  background (other than  $B \rightarrow D^{*\mp}\rho^\pm$ ), defined as pairs of tracks coming from the same  $B$  meson, with the soft pion originating from the decay of a charged  $D^*$ , including contributions from  $B \rightarrow D^{**}\pi$  as well as non-resonant  $B \rightarrow D^*\pi\pi$  decays; combinatoric  $B$  background, defined as all remaining  $B\bar{B}$  background events; continuum  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , where  $q$  represents a  $u$ ,  $d$ ,  $s$ , or  $c$  quark.

### F.4.3 Event Selection

To suppress the continuum background, we select events in which the ratio of the 2nd to the 0th Fox-Wolfram moment [8], computed using all charged particles and EMC clusters not matched to tracks, is smaller than 0.40. Hard pion candidates are required to be reconstructed with at least twelve DCH hits. Kaons and leptons are rejected based on information from the IFR, DIRC, energy loss in the SVT and DCH, or the ratio of the candidate's EMC energy deposition to its momentum ( $E/p$ ). We define the  $D^*$  helicity angle  $\theta_{D^*}$  to be the angle between the flight directions of the  $D$  and the  $B$  in the  $D^*$  rest frame, calculated with  $\phi = 0$ . Taking advantage of the longitudinal polarization in signal events, we suppress background by requiring  $|\cos\theta_{D^*}|$  to be larger than 0.4. All candidates are required to be in the range  $1.81 < m_{\text{miss}} < 1.88$  GeV/ $c^2$ . When multiple candidates are found in the same event, only the one with the  $m_{\text{miss}}$  value closest to  $M_{D^0}$  is used.

### F.4.4 Fisher Discriminant

To further discriminate against continuum events, we combine fifteen event shape variables into a Fisher discriminant [9]  $F$ . Discrimination is provided due to the fact that  $q\bar{q}$  events tend to be jet-like, whereas  $B\bar{B}$  events have a more spherical energy distribution. Rather than applying requirements to the variable  $F$ , we maximize efficiency by using it in the fits described below. The fifteen variables are calculated using two sets of particles. Set 1 includes all tracks and EMC clusters, excluding the hard and soft pion candidates; Set 2 is composed of Set 1, excluding all tracks and clusters with CM momentum within

1.25 rad of the CM momentum of the  $D$ , calculated with  $\phi = 0$ . The variables, all calculated in the CM frame, are 1) the scalar sum of the momenta of all Set 1 tracks and EMC clusters in nine  $20^\circ$  angular bins centered about the hard pion direction; 2) the value of the sphericity, computed with Set 1; 3) the angle with respect to the hard pion of the sphericity axis, computed with Set 2; 4) the direction of the particle of highest energy in Set 2 with respect to the hard pion; 5) the absolute value of the vector sum of the momenta of all the particles in Set 2; 6) the momentum  $\vec{p}_h$  of the hard pion and its polar angle.

#### F.4.5 Decay Time Measurement and Flavor Tagging

We define  $z_{\text{rec}}$  to be the decay position along the beam axis of the partially reconstructed  $B$  candidate. To find  $z_{\text{rec}}$ , we fit the hard pion track with a beam spot constraint in the plane perpendicular to the beams, the  $(x, y)$  plane. The actual vertical beam spot size is approximately  $5 \mu\text{m}$ , but the constraint is taken to be  $30 \mu\text{m}$  in the fit in order to account for the  $B$  flight distance in the  $(x, y)$  plane. The soft pion is not used in the fit, since it undergoes significant multiple scattering.

The decay position  $z_{\text{tag}}$  of the other  $B$  in the event (the tag  $B$ ) along the beam axis is obtained from all other tracks in the event, excluding all tracks whose CM momentum is within 1 rad of the  $D$  CM momentum. The remaining tracks are fit with a beamspot constraint in the  $(x, y)$  plane. The track with the largest contribution to the  $\chi^2$  of the vertex, if greater than 6, is removed from the vertex, and the fit is carried out again, until no track fails this requirement.

We then calculate the decay distance  $\Delta z = z_{\text{rec}} - z_{\text{tag}}$ , and the decay-time difference  $\Delta t = \Delta z / (\gamma\beta c)$ . The machine boost parameter  $\gamma\beta$  is calculated from the beam energies, and its average value over the run period is 0.55. The vertex fits used to determine  $z_{\text{rec}}$  and  $z_{\text{tag}}$  also yield the  $\Delta z$  error  $\sigma_{\Delta z}$  which is used to compute the event-by-event  $\Delta t$  error  $\sigma_{\Delta t}$ .

The flavor of the tag  $B$  is determined from lepton and kaon candidates. The lepton CM momentum is required to be greater than 1.1 GeV/ $c$  in order to suppress ‘‘cascade’’ leptons originating in charm decays. We identify electron candidates using  $E/p$ , and the Cherenkov angle and number of photons detected in the DIRC. Muons are identified by the depth of penetration in the IFR. Kaons are identified using the ionization measured in the SVT and DCH, and the Cherenkov angle and number of photons detected in the DIRC. In either the lepton or kaon tagging category, if several tagging tracks are present, the track used for tagging is the one with the largest value of  $\theta_{\text{tag}}$ , the CM-frame angle between the track momentum and the  $D$  momentum. This is done in order to minimize the impact of tracks originating from the unreconstructed  $D$ . If there are both identified leptons and kaons in the event, the event is tagged using the lepton tracks only.

We apply the following criteria in order to obtain good  $\Delta t$  resolution : the  $\chi^2$  probability of the  $z_{\text{rec}}$  vertex fit must be greater than 0.001; at least two tracks must be used for the tag  $B$  vertex fit;  $\sigma_{\Delta t}$  is required to be less than 2 ps; and  $|\Delta t|$  is required to be less than 15 ps. To minimize the impact of tracks coming from the unreconstructed  $D$ , only tagging leptons (kaons) satisfying  $\cos \theta_{\text{tag}} < 0.75$  ( $\cos \theta_{\text{tag}} < 0.50$ ) are retained.

---

## F.4.6 Probability Density Function

The analysis is carried out with a series of unbinned maximum likelihood fits performed independently for the lepton-tagged and kaon-tagged events. The probability density function (PDF) is a function of the missing mass  $m_{\text{miss}}$ , the Fisher discriminant  $F$ , the decay time difference  $\Delta t$ , and its error  $\sigma_{\Delta t}$ .

The PDF for on-resonance data is a sum over the PDFs of the identified event types,

$$\mathcal{P} = f_{B\bar{B}} \left\{ f_{\rho+\pi} (f_{D^*\pi} \mathcal{P}_{D^*\pi} + (1 - f_{D^*\pi}) \mathcal{P}_{D^*\rho}) + (1 - f_{\rho+\pi}) [f_{\text{comb}} \mathcal{P}_{\text{comb}} + (1 - f_{\text{comb}}) \mathcal{P}_{\text{peak}}] \right\} + (1 - f_{B\bar{B}}) P_{q\bar{q}}, \quad (\text{F.7})$$

where  $\mathcal{P}_i$  is the PDF for events of type  $i$ , and  $f_j$  are relative fractions of events, each limited to lie in the range  $[0, 1]$ . Each of the PDFs  $\mathcal{P}_i$  is a product of the form

$$\mathcal{P}_i(m_{\text{miss}}, F, \Delta t, \sigma_{\Delta t}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}) = \mathcal{M}_i(m_{\text{miss}}) \mathcal{F}_i(F) \mathcal{T}'_i(\Delta t, \sigma_{\Delta t}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}), \quad (\text{F.8})$$

where the variables  $s_{\text{tag}}$  and  $s_{\text{mix}}$  are determined by the flavor of the tag  $B$  and the charge of the hard pion

$$s_{\text{tag}} = \begin{cases} +1, & \text{tag } B = B^0 \\ -1, & \text{tag } B = \bar{B}^0 \end{cases}, \quad (\text{F.9})$$

$$s_{\text{mix}} = \begin{cases} +1, & \text{unmixed} \\ -1, & \text{mixed} \end{cases}, \quad (\text{F.10})$$

and an event is labeled ‘‘unmixed’’ if the hard pion is a  $\pi^-$  ( $\pi^+$ ) and the tag  $B$  is tagged as a  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) and ‘‘mixed’’ otherwise. The functions  $\mathcal{M}_i$ ,  $\mathcal{F}_i$ , and  $\mathcal{T}'_i$  are described below. The parameters of  $\mathcal{P}_i$  are different for each event type, except where indicated otherwise.

The  $m_{\text{miss}}$  PDF for each event type  $i$  is the sum of a bifurcated Gaussian plus an ARGUS function :

$$\mathcal{M}_i(m_{\text{miss}}) = f_i^{\hat{\mathcal{G}}} \hat{\mathcal{G}}_i(m_{\text{miss}}) + (1 - f_i^{\hat{\mathcal{G}}}) \mathcal{A}_i(m_{\text{miss}}), \quad (\text{F.11})$$

where  $f_i^{\hat{\mathcal{G}}}$  is the bifurcated Gaussian fraction. The functions  $\hat{\mathcal{G}}_i$  and  $\mathcal{A}_i$  are

$$\hat{\mathcal{G}}_i(x) \propto \begin{cases} \exp[-(x - M_i)^2/2\sigma_{L_i}^2], & x < M_i \\ \exp[-(x - M_i)^2/2\sigma_{R_i}^2], & x > M_i \end{cases}, \quad (\text{F.12})$$

$$\mathcal{A}(x) \propto x \sqrt{1 - (x/M_i^A)^2} \exp\left[\epsilon_i \left(1 - (x/M_i^A)^2\right)\right] \Theta(M_i^A - x), \quad (\text{F.13})$$

where  $M_i$  is the peak of the bifurcated Gaussian,  $\sigma_{L_i}$  and  $\sigma_{R_i}$  are its left and right widths,  $\epsilon_i$  is the ARGUS exponent,  $M_i^A$  is its end point, and the proportionality constants are such that each of these functions is normalized to unit area.

The Fisher discriminant PDF  $\mathcal{F}_i$  for each event type is a bifurcated Gaussian, as in Eq. F.12. The parameter values of  $\mathcal{F}_{D^*\pi}$ ,  $\mathcal{F}_{D^*\rho}$ ,  $\mathcal{F}_{\text{peak}}$ , and  $\mathcal{F}_{\text{comb}}$  are identical.

The  $\Delta t$ -dependent part of the PDF for events of type  $i$  is a convolution of the form

$$\mathcal{T}'_i(\Delta t, \sigma_{\Delta t}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}) = \int d\Delta t_{\text{true}} \mathcal{T}_i(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}) \mathcal{R}_i(\Delta t - \Delta t_{\text{true}}, \sigma_{\Delta t}), \quad (\text{F.14})$$

where  $\mathcal{T}_i$  is the distribution of the true decay-time difference  $\Delta t_{\text{true}}$  and  $\mathbf{R}_i$  is a resolution function that accounts for detector resolution and effects such as systematic offsets in the measured positions of vertices. The resolution function for events of type  $i$  is the sum of three Gaussians :

$$\mathbf{R}_i(\Delta t - \Delta t_{\text{true}}, \sigma_{\Delta t}) = f_i^n \mathcal{G}_i^n(t_r, \sigma_{\Delta t}) + (1 - f_i^n - f_i^o) \mathcal{G}_i^w(t_r, \sigma_{\Delta t}) + f_i^o \mathcal{G}_i^o(t_r, \sigma_{\Delta t}), \quad (\text{F.15})$$

where  $t_r$  is the residual  $\Delta t - \Delta t_{\text{true}}$ , and  $\mathcal{G}_i^n$ ,  $\mathcal{G}_i^w$ , and  $\mathcal{G}_i^o$  are the ‘‘narrow’’, ‘‘wide’’, and ‘‘outlier’’ Gaussians. The narrow and wide Gaussians have the form

$$\mathcal{G}_i^j(t_r, \sigma_{\Delta t}) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi} s_i^j \sigma_{\Delta t}} \exp\left(-\frac{(t_r - b_i^j \sigma_{\Delta t})^2}{2(s_i^j \sigma_{\Delta t})^2}\right), \quad (\text{F.16})$$

where the index  $j$  takes the values  $j = n, w$  for the narrow and wide Gaussians, and  $b_i^j$  and  $s_i^j$  are parameters determined by fits, as described in Sec. F.5. The outlier Gaussian has the form

$$\mathcal{G}_i^o(t_r, \sigma_{\Delta t}) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi} s_i^o} \exp\left(-\frac{(t_r - b_i^o)^2}{2(s_i^o)^2}\right), \quad (\text{F.17})$$

where in all fits the values of  $b_i^o$  and  $s_i^o$  are fixed to 0 ps and 8 ps, respectively, and are later varied to evaluate systematic errors.

The PDF  $\mathcal{T}_{D^*\pi}(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}})$  for signal events corresponds to Eqs. F.1 and F.2 with Eq. F.5 and additional parameters to account for imperfect flavor tagging. We define  $\omega_{B^0}$  ( $\omega_{\bar{B}^0}$ ) to be the mistag probability of signal events whose tag  $B$  was tagged as a  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ), when the tagging track is a daughter of the tag  $B$ . Then  $\omega = (\omega_{B^0} + \omega_{\bar{B}^0})/2$  is the average mistag rate, and  $\Delta\omega = \omega_{B^0} - \omega_{\bar{B}^0}$  is the mistag rate difference. We further define  $\alpha$  to be the probability that the tagging lepton or kaon is a daughter of the unreconstructed  $D$  produced in the  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  decay, and  $\rho$  to be the probability that this track results in a mixed flavor tag. With these definitions, the signal PDF is written as

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{D^*\pi}(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}) &= \frac{1}{4\tau} e^{-\frac{|\Delta t_{\text{true}}|}{\tau}} \times \{(1 - \alpha) [(1 - s_{\text{tag}} \Delta\omega) \\ &+ s_{\text{mix}} (1 - 2\omega) \cos(\Delta m \Delta t_{\text{true}}) \\ &- s_{\text{tag}} (1 - 2\omega) S^\pm \sin(\Delta m \Delta t_{\text{true}})] \\ &+ \alpha(1 + s_{\text{mix}}(1 - 2\rho))\}, \end{aligned} \quad (\text{F.18})$$

where the value  $\pm$  in  $S^\pm$  is determined by the sign of the product  $s_{\text{tag}} s_{\text{mix}}$ . The last term accounts for the tags due to daughters of the unreconstructed  $D$ . The parameters  $\tau$ ,  $\Delta\omega$ ,  $\omega$ ,  $\Delta m$ , and  $S^\pm$  are determined from a fit to the data, as described below.

The tag  $B$  may undergo a  $b \rightarrow u\bar{c}d$  decay, and the kaon produced in the subsequent decay of the charmed meson may be used for tagging. This introduces additional terms, which are not present in Eq. F.18. To take this effect into account, we use an alternative parameterization [10] for the kaon tags. In this parameterization [10], the coefficient of the  $\sin(\Delta m \Delta t_{\text{true}})$  term in Eq. F.18 changes, to give

$$\mathcal{T}_{D^*\pi}(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}) = \frac{1}{4\tau} e^{-\frac{|\Delta t_{\text{true}}|}{\tau}} \times \{(1 - \alpha) [(1 - s_{\text{tag}} \Delta\omega)$$

---


$$\begin{aligned}
& +s_{\text{mix}}(1-2\omega)\cos(\Delta m\Delta t_{\text{true}}) - ((1-2\omega)(s_{\text{tag}}a + s_{\text{mix}}c) \\
& + s_{\text{tag}}s_{\text{mix}}b(1-s_{\text{tag}}\Delta\omega))\sin(\Delta m\Delta t_{\text{true}})] \\
& +\alpha(1+s_{\text{mix}}(1-2\rho))\}, \tag{F.19}
\end{aligned}$$

where

$$a \equiv 2r\sin(2\beta + \gamma)\cos\delta, \tag{F.20}$$

$$b \equiv 2r'\sin(2\beta + \gamma)\cos\delta', \tag{F.21}$$

$$c \equiv 2\cos(2\beta + \gamma)(r\sin\delta - r'\sin\delta'). \tag{F.22}$$

Here  $r'$  describes the effective ratio between the magnitudes of the  $b \rightarrow u\bar{c}d$  and  $b \rightarrow c\bar{u}d$  amplitudes in the tag side decays, and  $\delta'$  is the effective strong phase difference between these amplitudes. This parameterization neglects terms of order  $r^2$  and  $r'^2$ .

We take the  $\Delta t$  PDF parameters of  $B \rightarrow D^{*\mp}\rho^\pm$  events to be identical to those of the  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  events except for the  $CP$ -violating parameters  $S^\pm$ ,  $a$ ,  $b$ , and  $c$ , which are set to 0 and are later varied to evaluate systematic uncertainties.

The  $\Delta t_{\text{true}}$  PDF for the combinatoric and the peaking  $B\bar{B}$  background have the same functional form as Eq. F.18 but with independent values for the parameters. The parameterization of the  $\Delta t_{\text{true}}$  PDF for the peaking  $B\bar{B}$  background has been determined from the Monte Carlo sample.

The  $\Delta t_{\text{true}}$  PDF for the continuum background has the functional form

$$\mathcal{T}_{q\bar{q}} = f_{q\bar{q}}^\delta \delta(\Delta t_{\text{true}})T_{q\bar{q}}^\delta + (1 - f_{q\bar{q}}^\delta) \frac{1}{2\tau_{q\bar{q}}} e^{-\frac{|\Delta t_{\text{true}}|}{\tau_{q\bar{q}}}} T_{q\bar{q}}^\tau, \tag{F.23}$$

where

$$\begin{aligned}
T_{q\bar{q}}^\delta &= 1 - s_{\text{tag}}\Delta\omega_{q\bar{q}} + s_{\text{mix}}(1 - 2\omega_{q\bar{q}}^\delta), \\
T_{q\bar{q}}^\tau &= 1 - s_{\text{tag}}\Delta\omega_{q\bar{q}} + s_{\text{mix}}(1 - 2\omega_{q\bar{q}}^\tau). \tag{F.24}
\end{aligned}$$

## F.5 ANALYSIS PROCEDURE

The analysis takes place in four steps, each involving maximum likelihood fits, carried out simultaneously on the on- and off-resonance data samples :

1. Kinematic-variable fit : The parameters of  $\mathcal{M}_i(m_{\text{miss}})$  and the value of  $f_{D^*\pi}$  and in Eq. F.7 are obtained from the Monte Carlo simulation, conducted with the branching fractions from Ref. [7]. Using these parameter values, we fit the data using the PDF in Eq. F.7, but with Eq. F.8 replaced by

$$\mathcal{P}_i(m_{\text{miss}}, F) = \mathcal{M}_i(m_{\text{miss}})\mathcal{F}_i(F). \tag{F.25}$$

The parameters determined in this fit are  $f_{B\bar{B}}$ ,  $f_{\rho+\pi}$ , and  $f_{\text{comb}}$  in Eq. F.7, the parameters of  $\mathcal{M}_{q\bar{q}}(m_{\text{miss}})$ , and those of  $\mathcal{F}_i(F)$  for both continuum and  $B\bar{B}$  events.

2.  $\alpha$  and  $\rho$  fit : The kinematic-variable fit is repeated to determine the number of signal events above and below the cut on  $\cos \theta_{tag}$  (see section F.4.5). These values are then used to compute the values of  $\alpha$  and  $\rho$  in the  $\Delta t$  PDF (Eq. F.18). This is done using values for the efficiencies of the cut on  $\cos \theta_{tag}$  determined from the Monte Carlo simulation.
3. Sideband fit : We fit events in the  $m_{miss}$  sideband  $1.81 < m_{miss} < 1.84$  GeV/ $c^2$  to obtain the parameters of the combinatoric  $B\bar{B}$  PDF  $\mathcal{T}'_{comb}(\Delta t_{true}, s_{tag}, s_{mix}, \sigma_{\Delta t})$ . The PDF in Eq. F.7 is used in this fit, with  $f_{\rho+\pi} = 0$  and  $f_{comb} = 1$ , to account for the fact that the sideband is populated only by continuum and combinatoric  $B\bar{B}$  events. The value of  $f_{B\bar{B}}$  and the parameters of the continuum PDF  $\mathcal{T}'_{q\bar{q}}(\Delta t_{true}, s_{tag}, s_{mix}, \sigma_{\Delta t})$  in the sideband are also floating in this fit.
4. Signal-region fit : Using the parameter values obtained in the previous steps, we fit the data in the signal region  $1.845 < m_{miss} < 1.880$  GeV/ $c^2$ . This fit determines all the floating parameters of the signal PDF  $\mathcal{T}'_{D^*\pi}(\Delta t_{true}, s_{tag}, s_{mix}, \sigma_{\Delta t})$ , and the parameters of the continuum PDF  $\mathcal{T}'_{q\bar{q}}(\Delta t_{true}, s_{tag}, s_{mix}, \sigma_{\Delta t})$  except for  $b_{D^*\pi}^0$ ,  $s_{D^*\pi}^0$ ,  $b_{q\bar{q}}^0$ , and  $s_{q\bar{q}}^0$  of Eq. F.17.

In steps 3 and 4 we also fit for a possible difference between the  $B^0$  and  $\bar{B}^0$  tagging efficiencies, which may be different for each event type. In order to minimize the possibility of experimenter bias, step 4 of the analysis is carried out in a “blind” manner, such that the values of  $S_{D^*\pi}^{\pm}$  are hidden from the analysts until all the systematic errors have been evaluated.

The validity of the analysis procedure has been verified using the Monte Carlo simulation in two ways. First, the use of identical  $\Delta t$  PDFs for  $B \rightarrow D^{*\mp} \rho^{\pm}$  and  $B^0 \rightarrow D^{*\mp} \pi^{\pm}$  events (except for the  $CP$  violating parameters), as well as for the combinatoric  $B\bar{B}$  background in the sideband and in the signal region, is validated by comparing the  $\Delta t$  distributions for these event types in Monte Carlo by means of Kolmogorov-Smirnov tests. The results of fits to the  $\Delta t$  distributions are also compared. In all cases, good agreement is observed. Second, the entire analysis procedure is carried out on a Monte Carlo sample containing four times the number of events observed in the data. The values of the parameters obtained in these Monte Carlo fits, most importantly, the  $CP$  parameters, are consistent with the input parameters to within the statistical uncertainties. In the case of the fit to the lepton-tagged events, a bias due to the assumption that events tagged with direct and cascade leptons are described by the same resolution function is studied using the full Monte Carlo simulation and a fast Monte Carlo technique. This bias is found to be  $\mp 0.012$  for  $S_{D^*\pi}^{\pm}$ , and a corresponding correction is applied to the results presented in this paper.

## F.6 SYSTEMATIC STUDIES

The systematic uncertainties on the  $CP$  violation parameters ( $S^{\pm}$  for events tagged with a lepton candidate and  $a$ ,  $b$ , and  $c$  for events tagged with a kaon candidate) are summarized in Table F.1 and described here :

- (1) The statistical errors obtained in the kinematic-variable fit are propagated to

- 
- the signal-region  $\Delta t$  fit. This is done by varying the parameters determined by the kinematic-variable fit, taking into account their correlated errors, repeating the signal-region  $\Delta t$  fit with the new parameters, and taking the resulting variation in the  $CP$  violation parameters as a systematic uncertainty.
- (2) The same procedure is applied for the statistical errors of the parameters determined in the sideband fit.
  - (3) The parameters of the outlier Gaussian for the signal  $\Delta t$  PDF that are fixed in the signal-region fit are varied :  $s^\circ$  is varied between 6 and 10 ps, and  $b^\circ$  between  $-2$  and  $2$  ps. The parameters  $\alpha$  and  $\rho$  are varied by the statistical uncertainties determined in their fit.
  - (4) We vary  $f_{D^*\pi}$  according to the uncertainties in the branching fractions  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)$  and  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*+}\rho^-)$  [7], and repeat the signal region  $\Delta t$  fit.
  - (5) In the signal-region  $\Delta t$  fit we set the values of  $S_{D^*\rho}^\pm$  to 0. To obtain the systematic error due to this, we vary  $S_{D^*\rho}^\pm$  between  $-0.04$  and  $+0.04$ . The same is done for  $S_{\text{peak}}^\pm$  and  $S_{\text{comb}}^\pm$  and the resulting variations in the  $CP$  parameters are combined linearly to obtain a conservative uncertainty.
  - (6) The values of the neutral  $B$  meson lifetime  $\tau$  and the mixing frequency  $\Delta m$  are left free in the fit. The fit is repeated setting  $\Delta m$  to the published value [7]. It is also repeated with  $\tau$  set to the value obtained by fitting the Monte Carlo sample, which is lower than the value in Ref. [7] due to tracks originating from the unreconstructed  $D$  [4]. The resulting variations in the  $CP$  parameters are combined in quadrature to obtain the systematic uncertainty.
  - (7) The parameters of the peaking background  $\Delta t$  PDF, nominally taken from Monte Carlo, are varied : we set their values to the values of the corresponding combinatoric background parameters, and alternatively fit the parameters  $\omega_{\text{peak}}$ ,  $\Delta m_{\text{peak}}$ , and  $\tau_{\text{peak}}$  from the data. The largest variation is used as a systematic error. We also fit signal Monte Carlo with and without  $B\bar{B}$  backgrounds, taking the difference as a systematic error. An additional error accounts for a possible difference between the combinatoric  $B\bar{B}$  parameters in the signal region and the sideband, evaluated by fitting Monte Carlo events with the parameters of  $\mathcal{T}'_{\text{comb}}$  determined from  $B\bar{B}$  Monte Carlo events in the signal-region or sideband.
  - (8) The uncertainty due to the beam spot constraint is evaluated by performing the fit on a sample where the beam spot  $y$  position has been shifted by  $20 \mu\text{m}$ .
  - (9) The  $z$  length scale of the detector is determined with an uncertainty of 0.4% from the reconstruction of secondary interactions with a beam pipe of known length [11]. The uncertainty in the  $CP$  parameters due to the detector  $z$  scale is evaluated performing the fit on a sample where the  $z$  scale has been varied by 0.4%.
  - (10) The effect of imperfect detector alignment on a time dependent  $CP$  violation measurement is estimated in a similar study using fully reconstructed decays and is assumed to be the same for this analysis.
  - (11) The bias due to cascade leptons is evaluated by varying the parameters of the corresponding PDF. The fraction of cascade leptons is varied by 3% and the mistag rate by 2%.
  - (12) The statistical error of the fit to the signal Monte Carlo sample is added to the systematic error to account for possible bias of the analysis procedure.

TAB. F.1 – The systematic uncertainties on the CP violation parameters :  $S^\pm$  for events tagged with a lepton candidate, and  $a$ ,  $b$  and  $c$  for events tagged with a kaon candidate.

Source	$S^-$ error	$S^+$ error	$a$ error	$b$ error	$c$ error
(1) Kinematic-variable fit statistics	0.0005	0.0007	0.0009	0.0004	0.0004
(2) Sideband fit statistics	0.0007	0.0015	0.0004	0.0003	0.0005
(3) Variation of fixed $\Delta t$ PDF parameters	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$
(4) Uncertainty in branching fractions	0.0028	0.0028	0.0017	0.0002	0.0033
(5) Uncertainty in bkg CP parameters	0.0096	0.0096	0.0128	0.0073	0.0127
(6) Variation of $\tau$ and $\Delta m$	0.0012	0.0040	0.0052	0.0017	0.0008
(7) Effect of $B\bar{B}$ background	0.0008	0.0068	0.0045	0.0042	0.0054
(8) Beam spot	0.0017	0.0012	0.0007	0.0013	0.0006
(9) $z$ scale	0.0004	0.0004	0.0002	$< 10^{-4}$	0.0003
(10) Detector alignment	0.0100	0.0100	0.0100	0.0056	0.0100
(11) Cascade lepton bias	0.0052	0.0052	-	-	-
(12) MC statistics	0.0128	0.0128	0.0080	0.0040	0.0090
Total	0.020	0.021	0.019	0.011	0.020

## F.7 RESULTS OF THE FITS

The kinematic-variable fit yields  $6406 \pm 129$  signal events for the lepton-tagged sample and  $25157 \pm 323$  signal events for the kaon-tagged sample. The results of the fit are shown in Figs. F.3 and F.4. The background in the lepton (kaon) sample is mainly due to  $B\bar{B}$  (continuum) events. The kinematic-variable fit is then repeated on subsamples of the data, separated according to the flavor tag and the charge of the final state particles (Table F.2).

The fit to the signal region (Figs. F.5 and F.6), described in step 4 of Sec. F.5, determines  $\Delta m$ ,  $\tau$ ,  $\omega$ ,  $\Delta\omega$ , and the CP parameters of the signal PDF  $\mathcal{T}_{D^*\pi}(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}})$ . These parameters are  $S^\pm$  for lepton tags and  $a$ ,  $b$ ,  $c$  for kaon tags. Five parameters of the signal resolution function are also determined by the fit, as are eight continuum parame-

TAB. F.2 – Result of the kinematic-variable fit : number of signal events for the entire data sample and for samples separated according to the flavour tag and the charge of the final state particles.

	Lepton Tag	Kaon Tag
All	$6406 \pm 129$	$25157 \pm 323$
$B^0$ tag	$3217 \pm 84$	$12821 \pm 232$
$\bar{B}^0$ tag	$3179 \pm 88$	$12343 \pm 224$
$D^{*+}\pi^-$	$3136 \pm 85$	$12299 \pm 227$
$D^{*-}\pi^+$	$3269 \pm 84$	$12830 \pm 230$



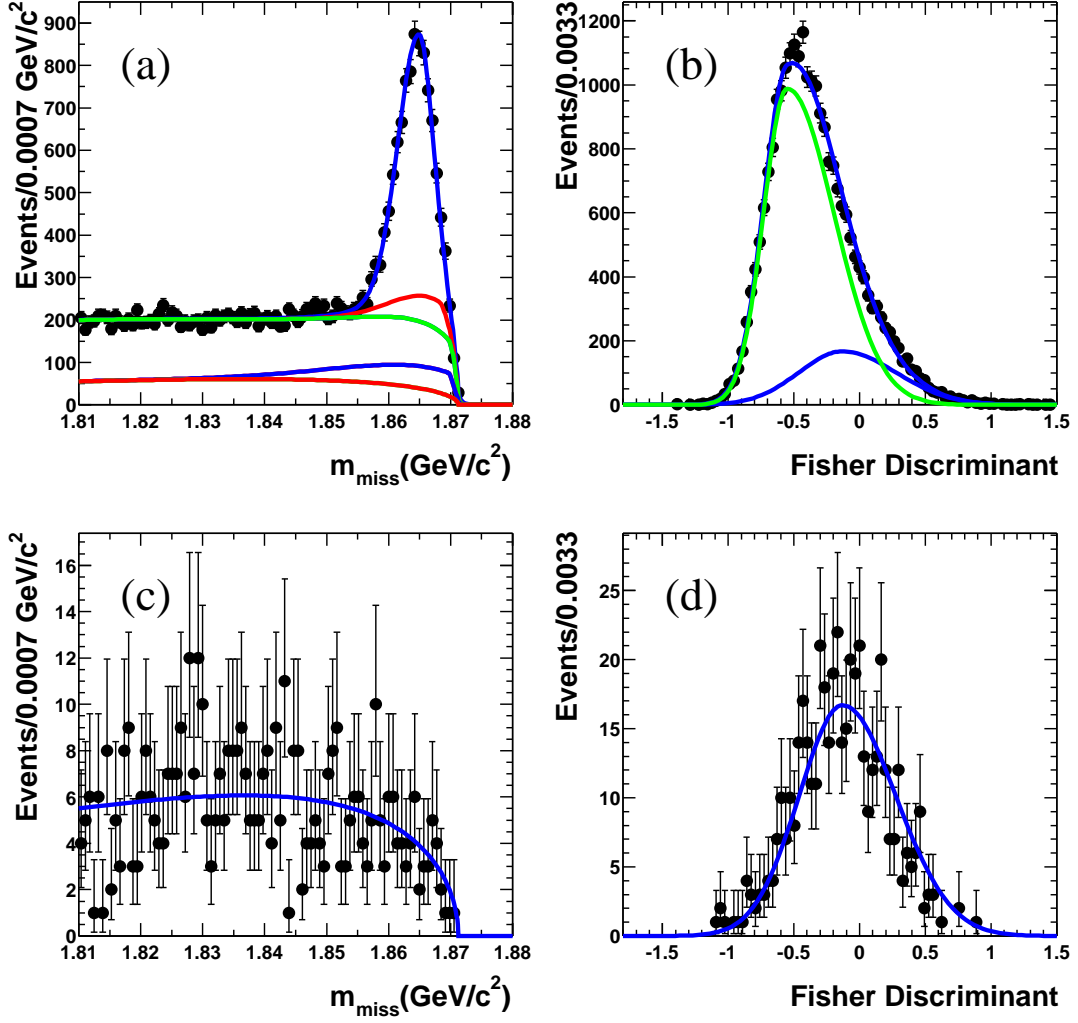


FIG. F.3 – Result of the kinematic-variable fit for lepton-tagged events. The (a)  $m_{\text{miss}}$  and (b) Fisher discriminant  $F$  distributions for the on-resonance data are shown by the points with error bars. In the  $m_{\text{miss}}$  plot, the overlaid curves show, from bottom to top, the cumulative contributions of continuum, peaking  $B\bar{B}$ , combinatoric  $B\bar{B}$ ,  $B^0 \rightarrow D^{*+}\rho^-$  and  $B^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$  events. In the  $F$  plot, the PDFs for  $B\bar{B}$  and continuum events are overlaid. Plots (c) and (d) show the same distributions for off-resonance data.

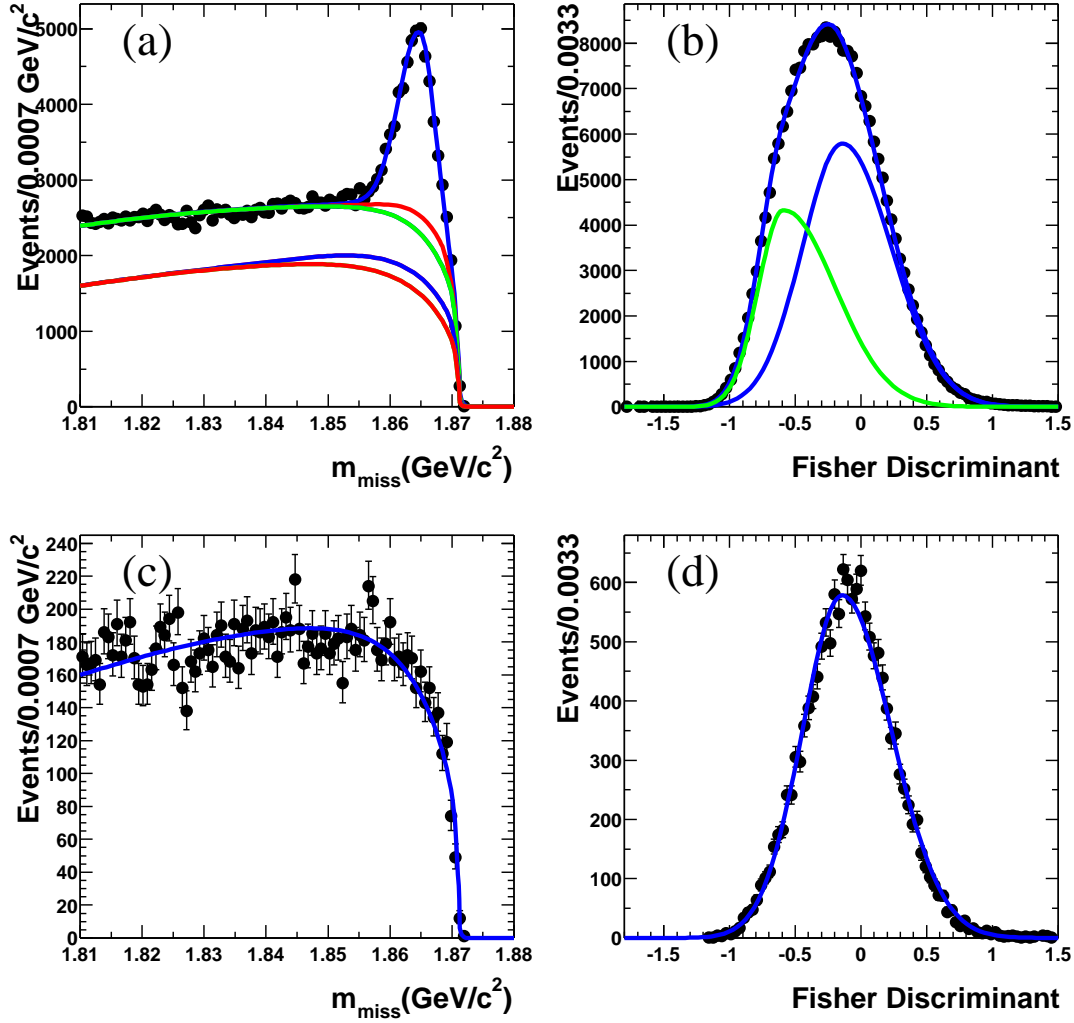


FIG. F.4 – Result of the kinematic-variable fit for kaon-tagged events. The (a)  $m_{\text{miss}}$  and (b) Fisher discriminant  $F$  distributions for the on-resonance data are shown by the points with error bars. In the  $m_{\text{miss}}$  plot, the overlaid curves show, from bottom to top, the cumulative contributions of continuum, peaking  $B\bar{B}$ , combinatoric  $B\bar{B}$ ,  $B^0 \rightarrow D^{*+}\rho^-$  and  $B^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$  events. In the  $F$  plot, the PDFs for  $B\bar{B}$  and continuum events are overlaid. Plots (c) and (d) show the same distributions for off-resonance data.

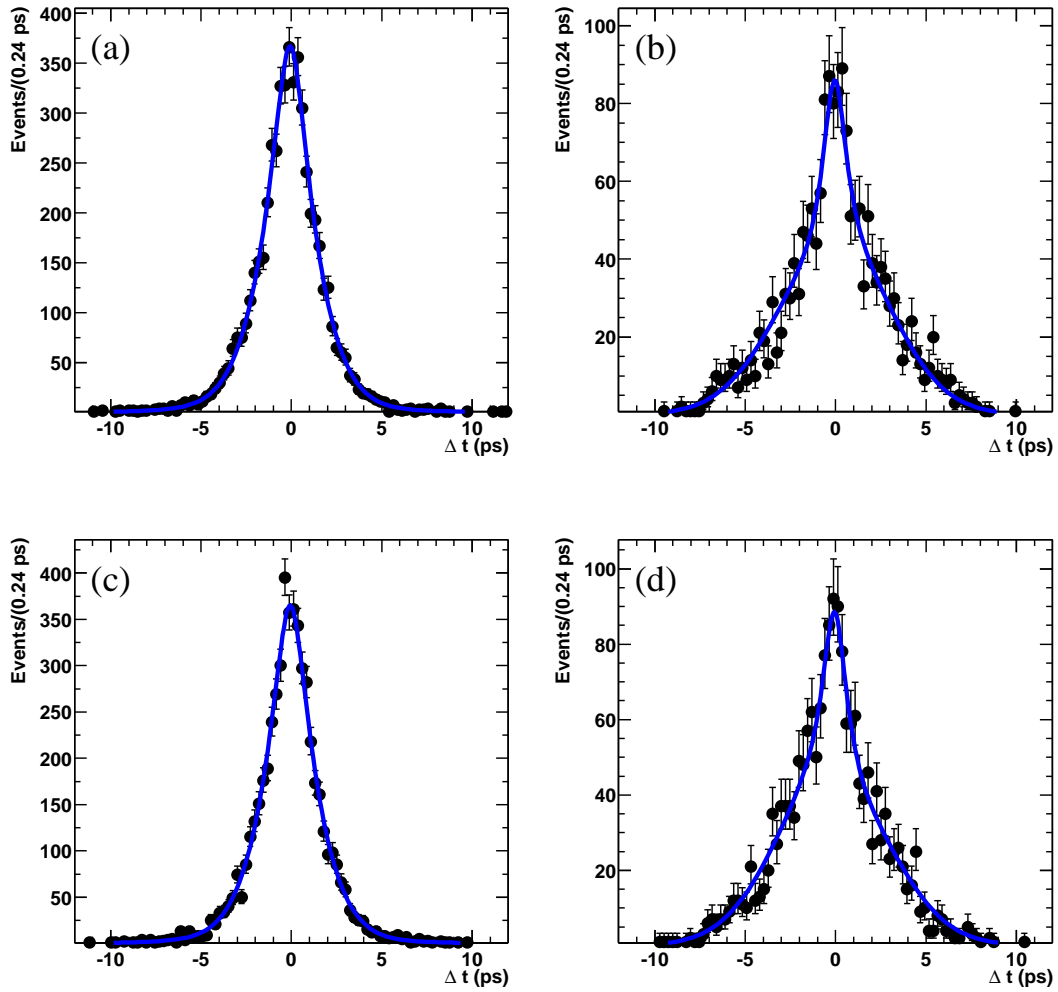


FIG. F.5 – Result of the  $\Delta t$  fit to the lepton-tagged data in the signal region. The points with error bars show the  $\Delta t$  distributions for (a)  $B^0$ -tag unmixed, (b)  $B^0$ -tag mixed, (c)  $\bar{B}^0$ -tag unmixed, (d) and  $\bar{B}^0$ -tag mixed events. The curves show the PDF with the parameters obtained from the fit.

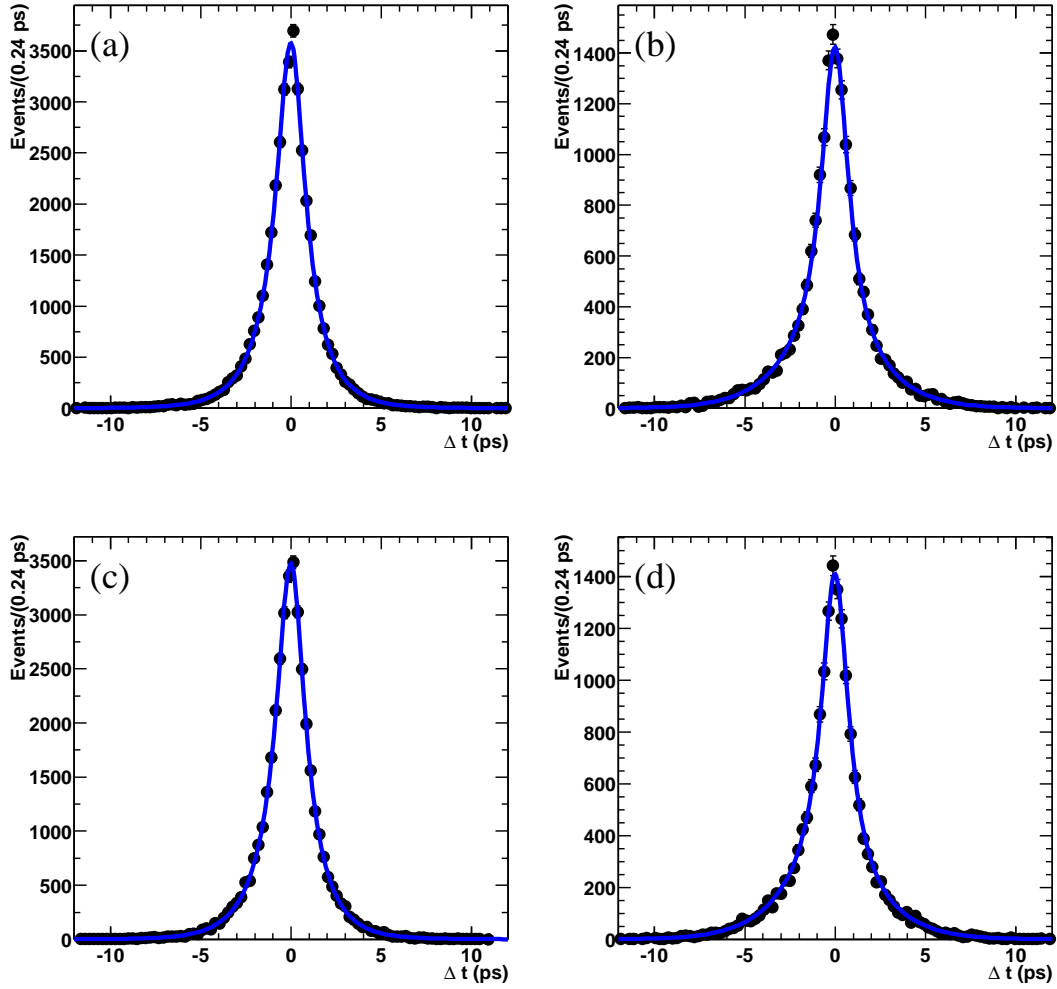


FIG. F.6 – Result of the  $\Delta t$  fit to the kaon-tagged data in the signal region. The points with error bars show the  $\Delta t$  distributions for (a)  $B^0$ -tag unmixed, (b)  $B^0$ -tag mixed, (c)  $\bar{B}^0$ -tag unmixed, (d) and  $\bar{B}^0$ -tag mixed events. The curves show the PDF with the parameters obtained from the fit.

ters : four parameters for the  $\Delta t_{\text{true}}$  PDF and four parameters for the resolution function. The results of the fits on the data are

$$\begin{aligned} S^+ &= -0.078 \pm 0.052 \text{ (stat.)} \pm 0.020 \text{ (syst.)}, \\ S^- &= -0.070 \pm 0.052 \text{ (stat.)} \pm 0.021 \text{ (syst.)} \end{aligned} \quad (\text{F.26})$$

for the lepton-tagged events, and

$$\begin{aligned} a &= -0.054 \pm 0.032 \text{ (stat.)} \pm 0.019 \text{ (syst.)}, \\ b &= -0.009 \pm 0.019 \text{ (stat.)} \pm 0.011 \text{ (syst.)}, \\ c &= +0.005 \pm 0.031 \text{ (stat.)} \pm 0.020 \text{ (syst.)} \end{aligned} \quad (\text{F.27})$$

for the kaon-tagged events. We note the good agreement between  $a$  and  $(S^+ + S^-)/2$ . The largest correlation of  $S^+$  ( $S^-$ ) with any linear combination of the other parameters floated in the fit is 0.24 (0.26) and the correlation between  $S^+$  and  $S^-$  is  $-0.057$ .

We define two time-dependent  $CP$ -violating asymmetries from the numbers of events observed at time  $t$  with specific combinations of flavor tag and reconstructed final state :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{CP}^{rec} &= \frac{N(\text{tag } B^0, D^{*\pm}\pi^\mp)(t) - N(\text{tag } \bar{B}^0, D^{*\pm}\pi^\mp)(t)}{N(\text{tag } B^0, D^{*\pm}\pi^\mp)(t) + N(\text{tag } \bar{B}^0, D^{*\pm}\pi^\mp)(t)}, \\ \mathcal{A}_{CP}^{tag} &= \frac{N(\text{tag } B^0 + \bar{B}^0, D^{*-}\pi^+)(t) - N(\text{tag } B^0 + \bar{B}^0, D^{*+}\pi^-)(t)}{N(\text{tag } B^0 + \bar{B}^0, D^{*-}\pi^+)(t) + N(\text{tag } B^0 + \bar{B}^0, D^{*+}\pi^-)(t)}. \end{aligned} \quad (\text{F.28})$$

In the absence of background and experimental effects,  $\mathcal{A}_{CP}^{rec} = -2r \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta \sin(\Delta m \Delta t)$  and  $\mathcal{A}_{CP}^{tag} = 2r' \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta' \sin(\Delta m \Delta t)$ . The asymmetry plots obtained for the data in the signal region are shown in Fig. F.7 for lepton tags and in Fig. F.8 for kaon tags. As expected, no time-dependent asymmetry is visible for  $\mathcal{A}_{CP}^{tag}$  in the lepton case.

## F.8 PHYSICS RESULTS

Combining  $a$  and  $(S^+ + S^-)/2$  from Eqs. F.26 and F.27, accounting for correlated errors, we obtain

$$2r \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta = -0.063 \pm 0.024 \text{ (stat.)} \pm 0.017 \text{ (syst.)}. \quad (\text{F.29})$$

This measurement deviates from 0 by 2.1 standard deviations, and is the main result of this analysis. From the difference  $(S^+ - S^-)/2$ , we obtain

$$2r \cos(2\beta + \gamma) \sin \delta = -0.004 \pm 0.037 \text{ (stat.)} \pm 0.020 \text{ (syst.)}. \quad (\text{F.30})$$

We use two different methods for extracting constraints on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$  from our results. We emphasize that the two methods make use of different additional information and different assumptions, and are therefore not directly comparable. These constraints are interpretations of our experimental results. Each of the methods involves defining and minimizing a  $\chi^2$  function of  $\sin(2\beta + \gamma)$  and other parameters. The  $\chi^2$  functions are

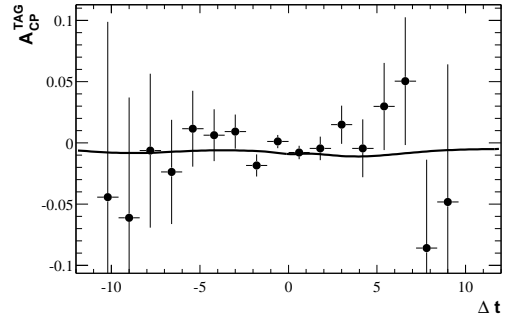
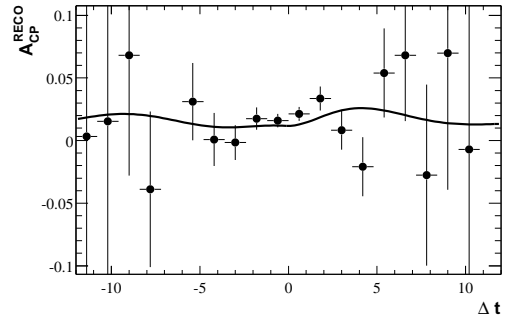
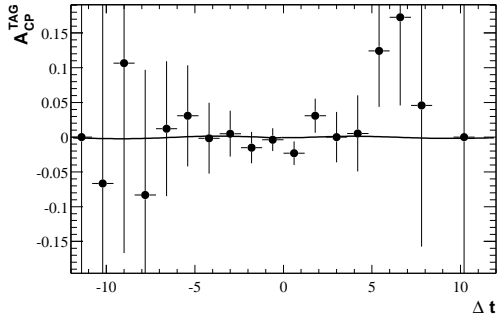
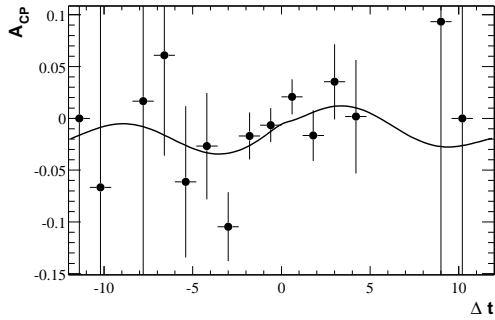


FIG. F.7 – Raw asymmetries  $\mathcal{A}_{CP}^{rec}$  and  $\mathcal{A}_{CP}^{tag}$  (Eq. F.28) for lepton tags as a function of  $\Delta t$ . The curves show the projection of the fitted PDF.

FIG. F.8 – Raw asymmetries  $\mathcal{A}_{CP}^{rec}$  and  $\mathcal{A}_{CP}^{tag}$  (Eq. F.28) for kaon tags as a function of  $\Delta t$ . The curves show the projection of the fitted PDF.

symmetric under the exchange  $\sin(2\beta + \gamma) \rightarrow -\sin(2\beta + \gamma)$ . Due to the large uncertainties and the fact that the minimum value of the  $\chi^2$  may occur at the boundary of the physical region ( $|\sin(2\beta + \gamma)| = 1$ ), the errors naively obtained from the variation of the  $\chi^2$  functions are not relevant. In order to give a probabilistic interpretation to the results, we apply the Feldman-Cousins method [12] to set limits on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$ .

In the first method we make no assumption regarding the value of  $r$  and use no additional experimental information about  $r$ . In this method, for different values of  $r$  we minimize the function

$$\chi^2 = \sum_{j,k=1}^3 \Delta x_j V_{jk}^{-1} \Delta x_k, \quad (\text{F.31})$$

where  $\Delta x_j$  is the difference between the result of our measurement and the theoretical expression for  $S^+$  ( $j = 1$ ),  $S^-$  ( $j = 2$ ), and  $a$  ( $j = 3$ ), and  $V$  is the measurement error matrix, which is almost diagonal. The parameters determined by this fit are  $\sin(2\beta + \gamma)$ , which is limited to lie in the range  $[-1, 1]$ , and  $\delta$ . The measurements of  $b$  and  $c$  are not used in the fit, since they depend on the unknown values of  $r'$  and  $\delta'$ . We generate many parameterized MC experiments with the same sensitivity as reported here for different values of  $\sin(2\beta + \gamma)$  and  $r$ . The fraction of these experiments in which  $\chi^2(\sin(2\beta + \gamma)) - \chi_{min}^2$  is smaller than in the data is computed and interpreted as the confidence level (CL) of the lower limit on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$ . The 90% and 95% CL limits as a function of  $r$  are shown in Fig. F.9. The  $\chi^2$  fit determines  $|\sin(2\beta + \gamma)|$  up to the twofold ambiguity  $|\sin(2\beta + \gamma)| \leftrightarrow |\cos \delta|$ . The limits shown in Fig. F.9 are always the more conservative of the two possibilities.

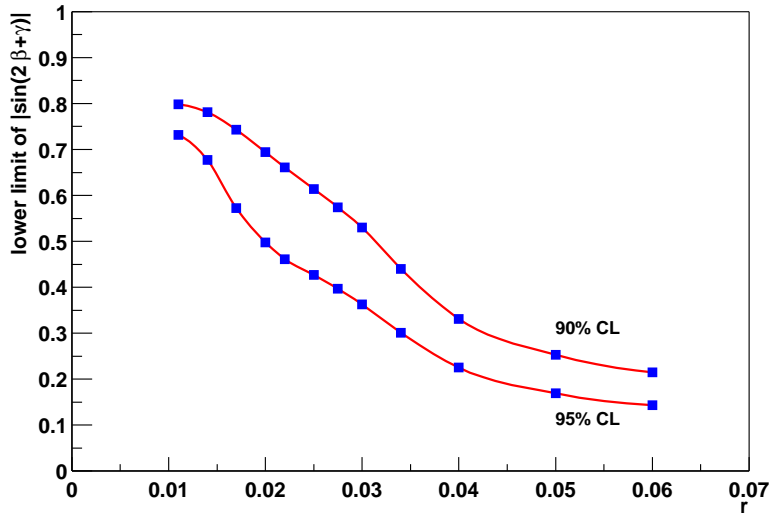


FIG. F.9 – The 90% and 95% CL lower limits on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$  as a function of  $r$ , using no experimental information on  $r$ .

In the second method we assume that  $r$  may be estimated from

$$r = \tan \theta_C \sqrt{\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^{*+} \pi^-) f_{D^*}}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+) f_{D_s^*}}} \quad (\text{F.32})$$

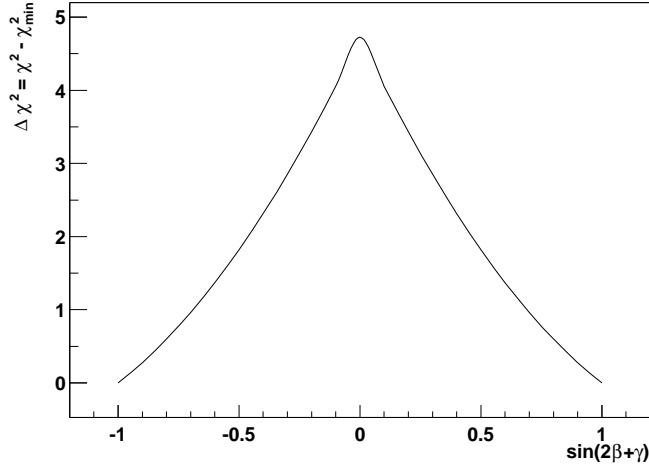


FIG. F.10 –  $\tilde{\chi}^2 - \tilde{\chi}_{min}^2$  as a function of  $\sin(2\beta + \gamma)$ , assuming  $r = 0.017^{+0.005}_{-0.007}$  with an additional 30% non-Gaussian theoretical uncertainty.

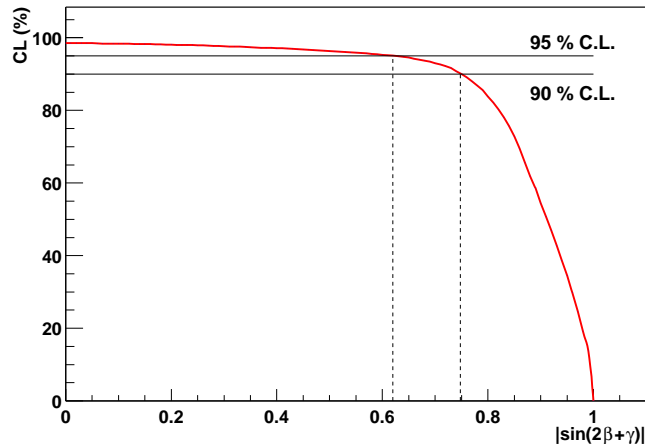


FIG. F.11 – Confidence level (CL) as a function of the lower limit on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$ , computed as the fraction of parameterized MC experiments where  $\tilde{\chi}^2(\sin(2\beta + \gamma)) - \tilde{\chi}_{min}^2$  is larger than in the data, with the assumptions of Fig. F.10. The vertical lines correspond to 90% and 95% confidence level and lead to the bound  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.75$  (0.62) at the 90% (95%) CL.



where  $\theta_C$  is the Cabibbo angle. Using the branching fractions  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) = (0.276 \pm 0.021)\%$  [7],  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^{*+}\pi^-) = (1.9_{-1.3}^{+1.2} \pm 0.5) \times 10^{-5}$  [13] and the ratio of decay constants  $\frac{f_{D_s^*}}{f_{D^*}} = 1.10 \pm 0.02$  [14] yields

$$r = 0.017_{-0.007}^{+0.005}. \quad (\text{F.33})$$

An additional non-Gaussian 30% relative error is associated with the theoretical assumptions involved in obtaining this value. To carry out this method, we minimize

$$\tilde{\chi}^2 = \sum_{j,k=1}^3 \Delta x_j V_{jk}^{-1} \Delta x_k + \Delta^2(r), \quad (\text{F.34})$$

where the function

$$\Delta^2(r) = \begin{cases} \left(\frac{r-r_0}{0.005}\right)^2 & (r-r_0)/r_0 > 0.3, \\ 0 & |r-r_0|/r_0 \leq 0.3, \\ \left(\frac{r-r_0}{0.007}\right)^2 & (r-r_0)/r_0 < -0.3 \end{cases} \quad (\text{F.35})$$

accounts for the 30% theoretical error and the Gaussian experimental error around the central value  $r = r_0$ , Eq. F.34. In addition to  $\sin(2\beta + \gamma)$  and  $\delta$ , the parameter  $r$  is also determined by this fit. The minimum of  $\tilde{\chi}^2$  occurs at  $|\sin(2\beta + \gamma)| = 1.0$ ,  $\delta = 0$ , and  $r = 0.024$ , and at a value of  $\tilde{\chi}_{min}^2 = 0.54$  for one degree of freedom. The value of  $\tilde{\chi}^2 - \tilde{\chi}_{min}^2$  as a function of  $\sin(2\beta + \gamma)$  and the resulting Feldman-Cousins confidence level curve are shown in Figs. F.10 and F.11. This method yields the limits  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.88$  at 68% CL,  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.75$  at 90% CL, and  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.62$  at 95% CL.

## F.9 SUMMARY

We present preliminary results of a study of time-dependent  $CP$  asymmetries in the  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  decay channels using the partial reconstruction method. The time-dependent  $CP$  asymmetry that we measure,

$$2r \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta = -0.063 \pm 0.024 \text{ (stat.)} \pm 0.017 \text{ (syst.)}, \quad (\text{F.36})$$

is different from 0 by 2.1 standard deviations. This asymmetry does not depend on assumptions regarding  $r$ , the ratio of the magnitudes of the  $b \rightarrow u\bar{c}d$  and  $b \rightarrow c\bar{u}d$  amplitudes contributing to this decay. We present model-independent bounds on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$  as a function of  $r$ . With some assumptions regarding  $r$ , our results can be interpreted as a limit on the combination of CKM angles  $2\beta + \gamma$ ,  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.75$  (0.62) at the 90% (95%) CL.

## F.10 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 Foundation for Fundamental Research on Matter (The Netherlands), 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.

# Bibliographie

- [1] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963) ; M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theoret. Phys. **49**, 652 (1973).
- [2] R.G. Sachs, Enrico Fermi Institute Report, EFI-85-22 (1985) (unpublished) ; I. Duniety and R.G. Sachs, Phys. Rev. **D37** (1988), 3186 [E : Phys. Rev. **D39**, 3515 (1989)] ; I. Duniety, Phys. Lett. **B427**, 179 (1998) ; P.F. Harrison and H.R. Quinn, ed., “The *BABAR* Physics Book”, SLAC-R-504 (1998), Chap. 7.6.
- [3] The CLEO Collaboration, G. Brandenburg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2762 (1998).
- [4] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **67**, 091101 (2003).
- [5] Robert Fleischer (2003), arXiv :hep-ph/0304027.
- [6] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A479**, 1 (2002).
- [7] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.* Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
- [8] G. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [9] 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).
- [10] O. Long, M. Baak, R.N. Cahn, and D. Kirkby, SLAC-PUB-9687, arXiv :hep-ex/0303030, to appear in Phys. Rev. D.
- [11] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 032003 (2002).
- [12] G. Feldman and R. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
- [13] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, arXiv :hep-ex/0207053.
- [14] D. Becirevic, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **94**, 337 (2001).

# Measurement of Time-Dependent $CP$ Asymmetries and Constraints on $\sin(2\beta + \gamma)$ with Partial Reconstruction of $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$ Decays

BABAR Collaboration

**Abstract**

We present a measurement of time-dependent  $CP$ -violating asymmetries in decays of neutral  $B$  mesons to the final states  $D^{*\mp}\pi^\pm$ , using approximately 82 million  $B\bar{B}$  events recorded by the *BABAR* experiment at the PEP-II  $e^+e^-$  storage ring. Events containing these decays are selected with a partial reconstruction technique, in which only the high-momentum  $\pi^\pm$  from the  $B$  decay and the low-momentum  $\pi^\mp$  from the  $D^{*\mp}$  decay are used. We measure the amplitude of the asymmetry to be  $-0.063 \pm 0.024$  (*stat.*)  $\pm 0.014$  (*syst.*) and compute bounds on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$ .

The Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) quark-mixing matrix [1] gives an elegant explanation of  $CP$  violation and is under intense experimental investigation aimed at overconstraining its parameters. A crucial part of this program is the measurement of the angle  $\gamma = \arg(-V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^*)$  of the unitarity triangle related to the CKM matrix. The decay modes  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}h^\pm$ , where  $h = \pi, \rho, a_1$ , have been proposed for use in measurements of  $\sin(2\beta + \gamma)$  [2], where  $\beta = \arg(-V_{cd}V_{cb}^*/V_{td}V_{tb}^*)$  is well measured [3]. In the Standard Model the decays  $B^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$  and  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$  proceed through the  $\bar{b} \rightarrow \bar{u}cd$  and  $b \rightarrow c\bar{u}d$  amplitudes  $A_u$  and  $A_c$ . The relative weak phase between the two amplitudes in the usual Wolfenstein convention [4] is  $\gamma$ . When combined with  $B^0\bar{B}^0$  mixing, this yields a weak phase difference of  $2\beta + \gamma$  between the interfering amplitudes.

The decay rate distribution for  $B \rightarrow D^{*\pm}\pi^\mp$  is

$$\mathcal{P}_\eta^\pm(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau} \times \left[ 1 \mp S^\zeta \sin(\Delta m \Delta t) \mp \eta C \cos(\Delta m \Delta t) \right], \quad (\text{F.37})$$

where  $\tau$  is the  $B^0$  lifetime averaged over the two mass eigenstates,  $\Delta m$  is the  $B^0 - \bar{B}^0$  mixing frequency, and  $\Delta t$  is the difference between the time of the  $B \rightarrow D^{*\pm}\pi^\mp$  ( $B_{\text{rec}}$ ) decay and the decay of the other  $B$  ( $B_{\text{tag}}$ ) in the event. The upper (lower) sign in Eq. F.37 indicates the flavor of the  $B_{\text{tag}}$  as a  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ), while  $\eta = +1$  ( $-1$ ) and  $\zeta = +$  ( $-$ ) for the  $B_{\text{rec}}$  final state  $D^{*-}\pi^+$  ( $D^{*+}\pi^-$ ). The parameters  $C$  and  $S^\pm$  are

$$C \equiv \frac{1 - r^{*2}}{1 + r^{*2}}, \quad S^\pm \equiv \frac{2r^*}{1 + r^{*2}} \sin(2\beta + \gamma \pm \delta^*). \quad (\text{F.38})$$

Here  $\delta^*$  is the strong phase difference between  $A_u$  and  $A_c$  and  $r^* = |A_u/A_c|$ . Since  $A_u$  is doubly CKM-suppressed with respect to  $A_c$ , one expects  $r^* \sim 2\%$ .

In this Letter we report a study of  $CP$ -violating asymmetries in  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  decays using the technique of partial reconstruction, which allows us to analyze a large sample of

signal events. Additional information about the techniques used in this analysis appears in Refs. [5, 6].

The data used in this analysis were recorded with the *BABAR* detector at the PEP-II storage ring, and consist of  $76.4 \text{ fb}^{-1}$  collected on the  $\Upsilon(4S)$  resonance (on-resonance sample), and  $7.6 \text{ fb}^{-1}$  collected at an  $e^+e^-$  center-of-mass (CM) energy approximately 40 MeV below the resonance peak (off-resonance sample). Samples of simulated Monte Carlo (Monte Carlo) events with an equivalent luminosity 3 to 4 times larger than the data are analyzed through the same analysis chain. The *BABAR* detector is described in detail in Ref. [7].

In the partial reconstruction of a  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  candidate ( $B_{rec}$ ), only the hard (high-momentum) pion track  $\pi_h$  from the  $B$  decay and the soft (low-momentum) pion track  $\pi_s$  from the decay  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi_s^-$  are used. This eliminates the efficiency loss associated with the neutral  $D$  meson reconstruction. Applying kinematic constraints consistent with the signal decay mode, we calculate the four-momentum of the  $D$ , obtaining its flight direction to within a few degrees and its invariant mass  $m_{miss}$  [6]. Signal events peak in the  $m_{miss}$  distribution at the nominal  $D^0$  mass  $M_D^0$  with an r.m.s. of  $3 \text{ MeV}/c^2$ .

In addition to  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  events, the selected event sample contains the following kinds of events :  $B \rightarrow D^{*\mp}\rho^\pm$ ;  $B\bar{B}$  background peaking in  $m_{miss}$ , composed of pairs of tracks coming from the same  $B$  meson, with the  $\pi_s$  originating from a charged  $D^*$  decay, excluding  $B \rightarrow D^{*\mp}\rho^\pm$  decays; combinatoric  $B\bar{B}$  background, defined as all remaining  $B\bar{B}$  background events; and continuum  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , where  $q$  represents a  $u$ ,  $d$ ,  $s$ , or  $c$  quark. We suppress the combinatoric background with selection criteria based on the event shape and the  $D^*$  helicity-angle. We reject  $\pi_h$  candidates that are identified as leptons or kaons. All candidates must satisfy  $1.81 < m_{miss} < 1.88 \text{ GeV}/c^2$ . Multiple candidates are found in 5% of the events. In these instances, only the candidate with the  $m_{miss}$  value closest to  $M_{D^0}$  is used.

To perform this analysis,  $\Delta t$  and the flavor of the  $B_{tag}$  must be determined. We measure  $\Delta t$  using  $\Delta t = (z_{rec} - z_{tag})/(\gamma\beta c)$ , where  $z_{rec}$  ( $z_{tag}$ ) is the decay position of the  $B_{rec}$  ( $B_{tag}$ ) along the beam axis ( $z$ ) in the laboratory frame, and the  $e^+e^-$  boost parameter  $\gamma\beta$  is continuously calculated from the beam energies. To find  $z_{rec}$  we fit the  $\pi_h$  track with a beam spot constraint in the plane perpendicular to the beams. We obtain  $z_{tag}$  from a beam-spot-constrained vertex fit of all other tracks in the event, excluding all tracks within 1 rad of the  $D$  momentum in the CM frame. The  $\Delta t$  error  $\sigma_{\Delta t}$  is calculated from the results of the  $z_{rec}$  and  $z_{tag}$  vertex fits.

We tag the flavor of the  $B_{tag}$  using lepton or kaon candidates. The lepton CM momentum is required to be greater than  $1.1 \text{ GeV}/c$  to suppress ‘‘cascade’’ leptons that originate from charm decays. If several flavor-tagging tracks are present in either the lepton or kaon tagging category, the only track of that category used for tagging is the one with the largest value of  $\theta_T$ , the CM angle between the track momentum and the  $D$  momentum. The tagging track must satisfy  $\cos\theta_T < C_T$ , where  $C_T = 0.75$  ( $C_T = 0.50$ ) for leptons (kaons), to minimize the impact of tracks originating from the  $D$  decay. If both a lepton and a kaon satisfy this requirement, the event is tagged with the lepton only.

The analysis is carried out with a series of unbinned maximum-likelihood fits, performed simultaneously on the on- and off-resonance data samples and independently for the lepton-tagged and kaon-tagged events. The probability density function (PDF) de-

depends on the variables  $m_{\text{miss}}$ ,  $\Delta t$ ,  $\sigma_{\Delta t}$ ,  $F$ ,  $s_{\text{tag}}$ , and  $s_{\text{mix}}$ , where  $F$  is a Fisher discriminant formed from fifteen event-shape variables that provide discrimination against continuum events [6],  $s_{\text{tag}} = 1$  ( $-1$ ) when the  $B_{\text{tag}}$  is identified as a  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ), and  $s_{\text{mix}} = 1$  ( $-1$ ) for “unmixed” (“mixed”) events. An event is labeled unmixed if the  $\pi_h$  is a  $\pi^-$  ( $\pi^+$ ) and the  $B_{\text{tag}}$  is a  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ), and mixed otherwise.

The PDF for on-resonance data is a sum over the PDFs of the different event types,  $\mathcal{P} = \sum_i f_i \mathcal{P}_i$ , where the index  $i = \{D^*\pi, D^*\rho, \text{peak}, \text{comb}, q\bar{q}\}$  indicates one of the event types described above,  $f_i$  is the relative fraction of events of type  $i$  in the data sample, and  $\mathcal{P}_i$  is the PDF for these events. The PDF for off-resonance data is  $\mathcal{P}_{q\bar{q}}$ . The parameter values for  $\mathcal{P}_i$  are different for each event type, unless indicated otherwise. Each  $\mathcal{P}_i$  is a product of the PDFs  $\mathcal{M}_i(m_{\text{miss}})$ ,  $\mathcal{F}_i(F)$ , and  $\mathcal{T}'_i(\Delta t, \sigma_{\Delta t}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}})$ , defined below.

The  $m_{\text{miss}}$  PDF  $\mathcal{M}_i$  for each event type  $i$  is the sum of a bifurcated Gaussian  $B(x) \propto e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_x^2}}$ , where  $\sigma_x = \sigma_L(\sigma_R)$  for  $x \leq \mu$  ( $x > \mu$ ), and an ARGUS function [6]. The Fisher PDF  $\mathcal{F}_i$  is a bifurcated Gaussian. The parameter values for  $\mathcal{F}_{D^*\pi}$ ,  $\mathcal{F}_{D^*\rho}$ ,  $\mathcal{F}_{\text{peak}}$ , and  $\mathcal{F}_{\text{comb}}$  are identical.

The  $\Delta t$  PDF is a convolution,  $\mathcal{T}'_i = \int d\Delta t_{\text{true}} \mathcal{T}_i(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}}) \mathbf{R}_i(\Delta t - \Delta t_{\text{true}}, \sigma_{\Delta t})$ , where  $\mathcal{T}_i$  is the distribution of the true decay-time difference  $\Delta t_{\text{true}}$  and  $\mathbf{R}_i$  is a three-Gaussian resolution function that accounts for detector resolution and effects such as systematic offsets in the measured positions of vertices [6].

The PDF  $\mathcal{T}_{D^*\pi}(\Delta t_{\text{true}}, s_{\text{tag}}, s_{\text{mix}})$  for signal events corresponds to Eq. F.37 with  $O(r^{*2})$  terms neglected, and with additional parameters that account for imperfect flavor tagging :

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{D^*\pi} = & \frac{e^{-|\Delta t_{\text{true}}|/\tau}}{4\tau} \{ \alpha(1 + s_{\text{mix}}\kappa) + (1 - \alpha) [(1 - s_{\text{tag}} \Delta\omega) \\ & + s_{\text{mix}}(1 - 2\omega) \cos(\Delta m \Delta t_{\text{true}}) \\ & - s_{\text{tag}}(1 - 2\omega) S^\xi \sin(\Delta m \Delta t_{\text{true}}) ] \}, \end{aligned} \quad (\text{F.39})$$

where the mistag rate  $\omega$  is the probability to misidentify the flavor of the  $B_{\text{tag}}$  averaged over  $B^0$  and  $\bar{B}^0$ ,  $\Delta\omega$  is the  $B^0$  mistag rate minus the  $\bar{B}^0$  mistag rate,  $\alpha$  is the probability that the tagging track is a daughter of the signal  $D$  meson,  $\kappa = 1 - 2\rho$ , where  $\rho$  is the probability that the daughter of the  $D$  results in a mixed flavor event, and  $\xi = +(-)$  for  $s_{\text{tag}}s_{\text{mix}} = +1(-1)$ .

The  $B_{\text{tag}}$  may undergo a  $b \rightarrow u\bar{c}d$  decay, and the kaon produced in the subsequent charm decay might be used for tagging. This effect is not described by Eq. F.39. To account for it, we use a different parameterization [8] for kaon tags, in which the coefficient of the  $\sin(\Delta m \Delta t_{\text{true}})$  term in Eq. F.39 is

$$- [(1 - 2\omega) (s_{\text{tag}}a + s_{\text{mix}}c) + s_{\text{tag}}s_{\text{mix}}b(1 - s_{\text{tag}}\Delta\omega)], \quad (\text{F.40})$$

where  $a \equiv 2r^* \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta^*$ ,  $b \equiv 2r' \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta'$ , and  $c \equiv 2 \cos(2\beta + \gamma)(r^* \sin \delta^* - r' \sin \delta')$ . Here  $r'$  ( $\delta'$ ) is the effective magnitude ratio (strong phase difference) between the  $b \rightarrow u\bar{c}d$  and  $b \rightarrow \bar{c}u\bar{d}$  amplitudes in the tag-side decays. This parameterization is good to first order in  $r^*$  and  $r'$ .

The  $CP$  parameters ( $S^\pm$ ,  $a$ ,  $b$ , and  $c$ ) of  $\mathcal{T}_{D^*\rho}$ ,  $T_{\text{peak}}$ , and  $T_{\text{comb}}$  are set to 0 and are later varied to evaluate systematic uncertainties. Otherwise, the PDF  $\mathcal{T}'_{D^*\rho}$  for  $B \rightarrow D^{*\mp}\rho^\pm$

events is taken to be identical to  $\mathcal{T}'_{D^*\pi}$ . The  $B\bar{B}$  background PDFs  $\mathcal{T}_{\text{comb}}$  and  $\mathcal{T}_{\text{peak}}$  have the same functional form as Eqs. F.39 and F.40, with independent parameter values. The parameters of  $\mathcal{T}'_{\text{peak}}$  are determined from a fit to the Monte Carlo simulation sample. The PDF  $\mathcal{T}'_{q\bar{q}}$  for the continuum background is the sum of two components, one with a finite lifetime and one with zero lifetime.

The analysis proceeds in three steps :

1. The parameters of  $\mathcal{M}_i$  and the value of  $f_{D^*\pi}/(f_{D^*\pi} + f_{D^*\rho})$  are obtained from the Monte Carlo simulation with the branching fractions  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)$  and  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+)$  from Ref. [9]. Using these parameter values, we fit the data with  $\mathcal{P}_i = \mathcal{M}_i(m_{\text{miss}}) \mathcal{F}_i(F)$ , to determine  $f_{q\bar{q}}$ ,  $f_{\text{comb}}$ ,  $f_{D^*\rho} + f_{D^*\pi}$ , the parameters of  $\mathcal{M}_{q\bar{q}}$ , and the parameters of  $\mathcal{F}_i$  for both continuum and  $B\bar{B}$  events. This fit yields  $6400 \pm 130$  ( $25160 \pm 320$ ) signal events for the lepton- (kaon-) tagged sample. The fit results for the  $\mathcal{M}_i(m_{\text{miss}})$  PDFs are shown in Fig. F.12. The fit is repeated to determine the signal yields requiring first  $\cos\theta_T < C_T$  and then  $\cos\theta_T > C_T$ , in order to measure the values of  $\alpha$  and  $\rho$ . We find  $\alpha = (1.0 \pm 0.1)\%$  ( $(5.6 \pm 0.2)\%$ ) for lepton- (kaon-) tagged events.

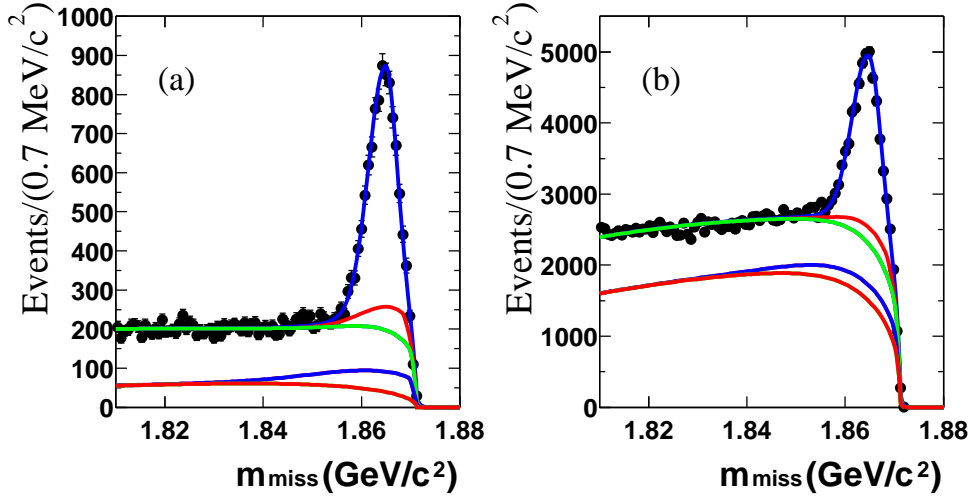


FIG. F.12 – The  $m_{\text{miss}}$  distributions for (a) lepton-tagged and (b) kaon-tagged events. The curves show, from bottom to top, the cumulative contributions of continuum, peaking  $B\bar{B}$ , combinatoric  $B\bar{B}$ ,  $B^0 \rightarrow D^{*+}\rho^-$ , and  $B^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$  events.

2. We fit the events in the sideband  $1.81 < m_{\text{miss}} < 1.84$   $\text{GeV}/c^2$  to obtain the parameters of  $\mathcal{T}'_{\text{comb}}$  and  $\mathcal{T}'_{q\bar{q}}$ .

3. Using the parameter values obtained in the previous steps (except  $\mathcal{T}'_{q\bar{q}}$ ), we fit the data in the signal region  $1.845 < m_{\text{miss}} < 1.880$   $\text{GeV}/c^2$ , determining the parameters of  $\mathcal{T}'_{D^*\pi}$  and  $\mathcal{T}'_{q\bar{q}}$ . The  $\mathcal{T}'_{q\bar{q}}$  parameters are different in the sideband and signal region; hence the parameters obtained in step 2 are not used here.

We use the Monte Carlo samples to verify the entire analysis procedure, as well as the validity of using the same non- $CP$  parameters in  $\mathcal{T}'_{D^*\rho}$  and  $\mathcal{T}'_{D^*\pi}$  and of using the  $\mathcal{T}'_{\text{comb}}$  parameters obtained from the sideband in the signal region. For lepton-tagged events, we find a bias of  $\mp 0.012$  in  $S^\pm$ , due to the assumption that events tagged with direct

and cascade leptons are described by the same resolution function. The results presented below are corrected for this bias.

The  $CP$  parameters  $S^\pm$  for lepton tags and  $(a, b, c)$  for kaon tags are determined in step 3 to be  $S^+ = -0.078 \pm 0.052 \pm 0.021$ ,  $S^- = -0.070 \pm 0.052 \pm 0.019$ ,  $a = -0.054 \pm 0.032 \pm 0.017$ ,  $b = -0.009 \pm 0.019 \pm 0.013$ ,  $c = +0.005 \pm 0.031 \pm 0.017$ , where the first error is statistical and the second is systematic. The time-dependent,  $CP$ -violating asymmetry  $\mathcal{A}_{CP} = (N_{B_{\text{tag}}^0} - N_{\bar{B}_{\text{tag}}^0}) / (N_{B_{\text{tag}}^0} + N_{\bar{B}_{\text{tag}}^0})$  is shown in Fig. F.13. In the absence of background and experimental effects,  $\mathcal{A}_{CP} = 2r^* \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta^* \sin(\Delta m \Delta t)$ . The signal-region fit determines also the mistag rate  $\omega = 0.102 \pm 0.008$  ( $\omega = 0.217 \pm 0.006$ ) for lepton (kaon) tagged events.

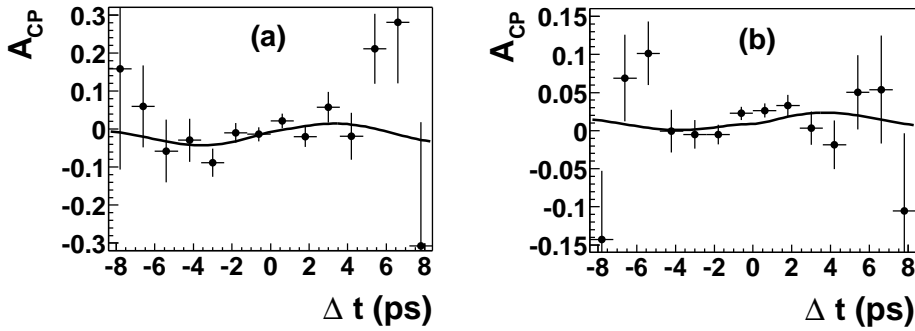


FIG. F.13 – The asymmetry  $\mathcal{A}_{CP}$  for (a) lepton- and (b) kaon-tagged events. The curves show the projection of the PDF from the unbinned fit.

The systematic uncertainties on the  $CP$  parameters are summarized in Table F.3. They include (1) the statistical errors obtained from the fits of steps 1 and 2; (2) uncertainties due to the unknown values of the  $CP$  parameters in the background, the uncertainty in the ratio of branching fractions  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi) / \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\rho)$ , the modeling of  $\mathcal{T}'_{\text{peak}}$ , and possible biases introduced by the presence of background; (3) the uncertainty in the cascade lepton bias and possible biases due to the  $\tau$  and  $\Delta m$  parameters; (4) uncertainties in the measurement of the beam spot position, the detector  $z$  length scale, and detector alignment; and (5) the statistical error in the parameters determined from the MC sample.

Combining  $a$  and  $(S^+ + S^-)/2$ , accounting for correlated errors, we obtain

$$2r^* \sin(2\beta + \gamma) \cos \delta^* = -0.063 \pm 0.024 \pm 0.014. \quad (\text{F.41})$$

This measurement deviates from zero by 2.3 standard deviations. It can be used to provide bounds on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$  [10]. We use two methods for interpreting our results in terms of constraints on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$ . Both methods involve minimizing a  $\chi^2$  function that is symmetric under the exchange  $\sin(2\beta + \gamma) \rightarrow -\sin(2\beta + \gamma)$ , and applying the method of Ref. [11].

In the first method we make no assumption regarding the value of  $r^*$ . For different values of  $r^*$  we minimize the function  $\chi^2 = \sum_{j,k=1}^3 \Delta x_j V_{jk}^{-1} \Delta x_k$ , where  $\Delta x_j$  is the difference between the result of our measurement and the expression of  $S^+$ ,  $S^-$ , and  $a$  as functions of  $r^*$ ,  $\delta^*$  and  $\sin(2\beta + \gamma)$ . The measurement error matrix  $V$  is nearly diagonal, and accounts



TAB. F.3 – The systematic uncertainties on the  $CP$ -violation parameters.

Source	Error ( $\times 10^{-3}$ ) in				
	$S^+$	$S^-$	$a$	$b$	$c$
(1) Step 1 & 2 statistics	1.7	0.9	1.0	0.5	0.6
(2) Backgrounds	12.1	10.0	13.7	8.4	14.2
(3) Fit procedure	6.6	5.3	5.2	1.7	0.8
(4) Detector effects	9.4	7.3	3.7	9.1	3.5
(5) MC statistics	12.8	12.8	8.0	4.0	9.0
Total	21	19	17	13	17

for correlations between the measurements due to correlated statistical and systematic uncertainties. The parameters determined by this fit are  $\sin(2\beta + \gamma)$ , which is limited to lie in the range  $[-1, 1]$ , and  $\delta^*$ . We then generate many parameterized MC experiments with the same sensitivity as reported here for different values of  $\sin(2\beta + \gamma)$  and with  $\delta^* = 0$ , which yields the most conservative lower limits. The fraction of these experiments in which  $\chi^2(\sin(2\beta + \gamma)) - \chi_{\min}^2$  is smaller than in the data is interpreted as the confidence level (CL) of the lower limit on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$ . The resulting 95% lower limit is shown as a function of  $r^*$  in Fig. F.14. This limit is always the more conservative of the two possibilities implied by the ambiguity  $|\sin(2\beta + \gamma)| \leftrightarrow |\cos \delta^*|$ .

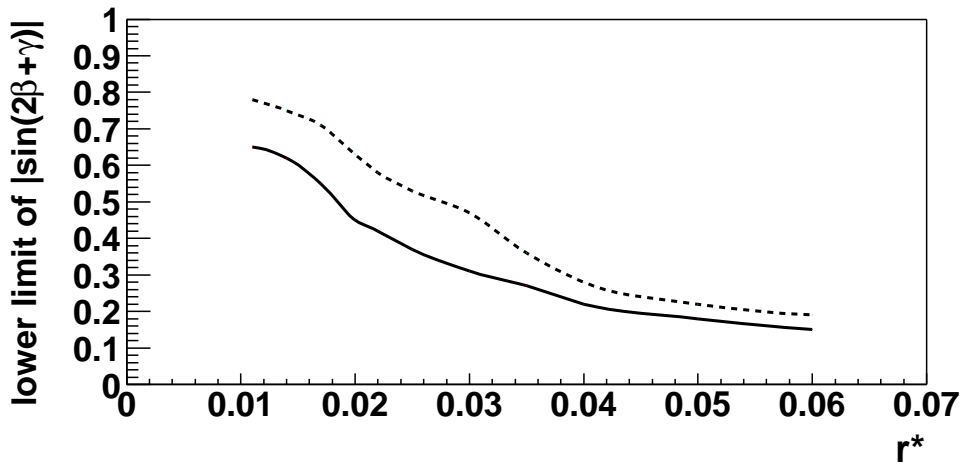


FIG. F.14 – 95% CL lower limit on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$  as a function of  $r^*$ . The solid curve corresponds to this analysis; the dashed curve includes the results of Ref. [15] for  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  only.

The second method assumes that  $r^*$  can be estimated from the Cabibbo angle, the ratio of branching fractions  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^{*+}\pi^-)/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)$  [12], and the ratio of decay constants  $f_{D^*}/f_{D_s^*}$  [13], yielding  $r_0^* = 0.017^{+0.005}_{-0.007}$ . We attribute an additional non-Gaussian 30% relative error to the theoretical assumptions involved in obtaining this value. We minimize  $\tilde{\chi}^2 = \chi^2 + \Delta^2(r^*)$ , where  $\Delta^2(r^*) = 0$  for  $|r^* - r_0^*|/r_0^* \leq 0.3$  and is

an offset quadratic function outside this range [14], corresponding to a  $\chi^2$  contribution with the uncertainties on  $r_0^*$  given above. The parameters  $\sin(2\beta + \gamma)$ ,  $\delta^*$ , and  $r^*$  are determined in this fit. This method yields the limits  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.87$  at 68% CL and  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.56$  at 95% CL.

Combining this measurement with the *BABAR* results for fully reconstructed  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  and  $B \rightarrow D^\mp\pi^\pm$  [15], taking into account correlations between the measurements, we find, using the second method,  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.87$  at 68% CL and  $|\sin(2\beta + \gamma)| > 0.58$  at 95% CL. Due to the relatively low value of the asymmetry in  $B \rightarrow D^\mp\pi^\pm$  (Eq. (5), Ref. [15]), including this mode in the combination leads to almost no change in the lower limits. The lower limit on  $|\sin(2\beta + \gamma)|$  obtained with the first method, including the results of Ref. [15] for  $B^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$  only, is shown in Fig. F.9.

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. Theoret. Phys. **49**, 652 (1973).
- [2] R.G. Sachs, Enrico Fermi Institute Report, EFI-85-22 (1985) (unpublished); I. Duniety and R.G. Sachs, Phys. Rev. **D37**, 3186 (1988) [E : Phys. Rev. **D39**, 3515 (1989)]; I. Duniety, Phys. Lett. **B427**, 179 (1998); P.F. Harrison and H.R. Quinn, ed., “The *BABAR* Physics Book”, SLAC-R-504 (1998), Chap. 7.6.
- [3] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 201802 (2002); Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 071102 (2002).
- [4] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [5] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0307036, contributed to the Int. Eu-rophysics Conf. on High En. Ph. (17-23/7/2003) Aachen, Germany.
- [6] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **67**, 091101 (2003).
- [7] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A479**, 1 (2002).
- [8] O. Long, M. Baak, R.N. Cahn and D. Kirkby, Phys. Rev. D **68**, 034010 (2003).
- [9] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
- [10] R. Fleischer, Nucl. Phys. B **591**, 459 (2003).
- [11] G. Feldman and R. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
- [12] Belle Collaboration, P. Krokovny *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 231804 (2002); *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 181803 (2003).
- [13] D. Becirevic, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **94**, 337 (2001).
- [14] A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace and F. Le Diberder, Eur. Phys. J. C **21**, 225 (2001).
- [15] The *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0308018, submitted to Phys. Rev. Lett.



## Annexe G

### Etude des modes $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$

Cette annexe contient

- le compte-rendu d'une présentation sur la mesure des rapports de branchement des modes  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$  donnée à la conférence QCD03 qui s'est déroulée à Montpellier en juillet 2003 (M. Zito, DAPNIA-03-256 (2003)) ;
- un article phénoménologique, publié dans la revue "Physics Letters B", qui donne l'interprétation de ces résultats à l'aide des relations d'isospin (M. Zito, Phys. Lett. B **586**, 314 (2004), hep-ph/0401014 ).

Cette étude montre comme la richesse des données de BaBar permet des études expérimentales exhaustives et aide à faire émerger une meilleure compréhension des mécanismes de désintégration des mésons  $B$ .

# Study of the exclusive $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ decays in BaBar

Marco Zito

## Abstract

The  $B$  meson decays to the  $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  final states are important to understand the  $b \rightarrow c\bar{c}s$  process, related to the long-standing problem of the semileptonic  $B$  decay rate. The 22 possible  $B$  decays to  $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  are reconstructed exclusively. We observe  $823 \pm 57 B^0$  and  $970 \pm 65 B^+$  decays to these doubly charmed final states and the branching fractions or upper limits are determined for all final states.

## G.1 INTRODUCTION

The inconsistency between the measured  $b \rightarrow c\bar{c}s$  rate and the rate of semileptonic  $B$  decays has been a long-standing problem in  $B$  physics [1]. As a possible explanation of this problem, it has been conjectured [2] that  $\mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s)$  is larger than expected and that decays of the type  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K (X)$  (where  $D^{(*)}$  can be either a  $D^0$ ,  $D^{*0}$ ,  $D^+$ , or  $D^{*+}$ ) could contribute significantly to the decay rate. Experimental evidence in support of this picture includes the branching fraction measured by CLEO for wrong-sign  $D$  production  $\mathcal{B}(B \rightarrow DX) = (7.9 \pm 2.2)\%$  [3], and the observation of a small number of fully reconstructed decays  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ , both by CLEO [4] and ALEPH [5]. More recently, BABAR [6] and Belle [7] have reported some preliminary results on the evidence for transitions  $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{(*)0}K^+$  with much larger data sets.

$B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  decays can proceed through two different amplitudes with external or internal (also called color-suppressed)  $W$ -emission (Fig. G.1). Some decay modes proceed purely through one of these amplitudes while others can proceed through both. In BABAR, the large recorded data set now allows comprehensive investigations of these transitions. A detailed description of the results presented here can be found in [8].

## G.2 MEASUREMENT OF THE BRANCHING FRACTIONS

The BaBar detector is described in detail in [9]. This study is based on  $75.9 \text{ fb}^{-1}$  of data collected at the  $\Upsilon(4S)$  resonance with the BABAR detector at the PEP-II asymmetric-energy  $B$  factory, corresponding to  $(82.3 \pm 0.9) \times 10^6 B\bar{B}$  pairs.

The  $B^0$  and  $B^+$  mesons are reconstructed in a sample of hadronic events for all the possible  $\bar{D}DK$  modes. The  $D^*$  candidates are reconstructed in the decay modes  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ ,  $D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0$ ,  $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ , and  $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ . The  $D^0$  and  $D^+$  mesons are reconstructed in the decay modes  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ,  $K^-\pi^+\pi^0$ ,  $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ , and  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ .  $K^0$  are reconstructed only from the decays  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .  $B$  candidates are reconstructed by

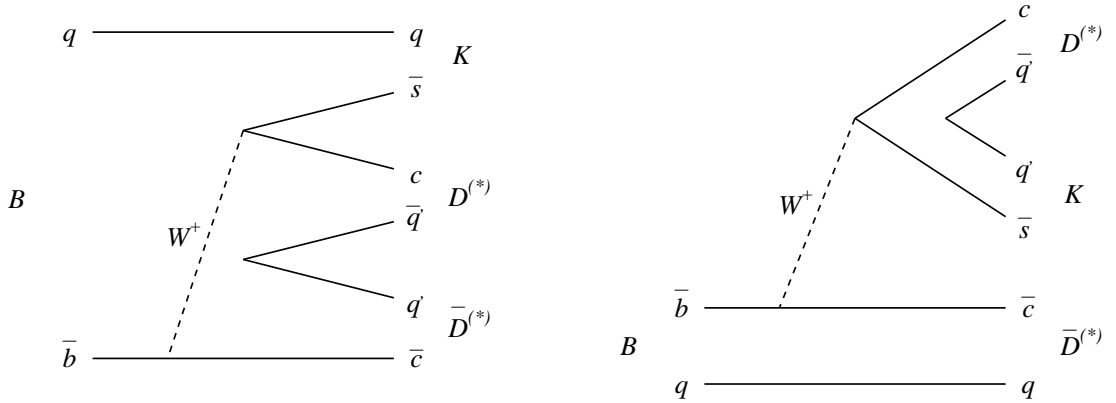


FIG. G.1 – Left : internal (left) and external (right)  $W$ -emission diagram for the decays  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ .

combining one  $\bar{D}^{(*)}$ , one  $D^{(*)}$  and one  $K$  candidate. A mass-constrained kinematic fit is applied to all intermediate particles. The selection procedure includes a cut on the ratio of the second to the zeroth Fox-Wolfman moments to be less than 0.45 to eliminate continuum  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  events. Charged kaon identification based on the Cherenkov angle measured in the DIRC detector and the  $dE/dx$  measurements in the drift chamber and the vertex tracker is used for most  $D$  decay modes, as well as for the  $K^\pm$  from the  $B$  meson decay. To isolate the  $B$  meson signal, we use two kinematic variables : the difference between the reconstructed energy of the  $B$  candidate and the beam energy in the center of mass frame ( $\Delta E$ ), and the beam energy substituted mass ( $m_{\text{ES}}$ ).

The  $m_{\text{ES}}$  and  $\Delta E$  spectra of the selected events are shown in Fig. G.2 for the sum of all the decay modes, separately for  $B^0$  and  $B^+$ . An excess of  $823 \pm 57 B^0$  and  $970 \pm 65 B^+$  events over the combinatorial background is observed in the signal region. The number of events due to the combinatorial background is evaluated in the following way. First, the  $m_{\text{ES}}$  distribution in the background control region  $\Delta E > 50 \text{ MeV}$  is fitted with an ARGUS function [10]. Then events are selected in the signal slice  $|\Delta E - \Delta E_{\text{shift}}| < 2.5\sigma_{\Delta E}$  where  $\Delta E_{\text{shift}} = (-5 \pm 1) \text{ MeV}$  is fitted from the data and is due to imperfect modeling of the charged  $K$  energy loss in the detector material and  $\sigma_{\Delta E}$  is the resolution on  $\Delta E$ . The  $m_{\text{ES}}$  distribution of the combinatorial background is assumed to be the same as in the control region except for the normalization factor which is refitted in the range  $5.22 < m_{\text{ES}} < 5.27 \text{ GeV}/c^2$ . This function is used to extrapolate the expected number of combinatorial background events in the region  $5.27 < m_{\text{ES}} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  where the signal is expected. Finally the number of background events  $B$  determined in this way is subtracted from the total number of events in the signal region to obtain the number of signal events  $S$ .

For the determination of the branching fraction this procedure is repeated for all the  $D$  secondary decay submodes to take advantage of the different signal to background ratios. The branching fraction is extracted from a maximum likelihood fit to the number of events in the signal region for each submode taking into account the reconstruction efficiency, the submode branching fractions, the combinatorial background estimated as explained

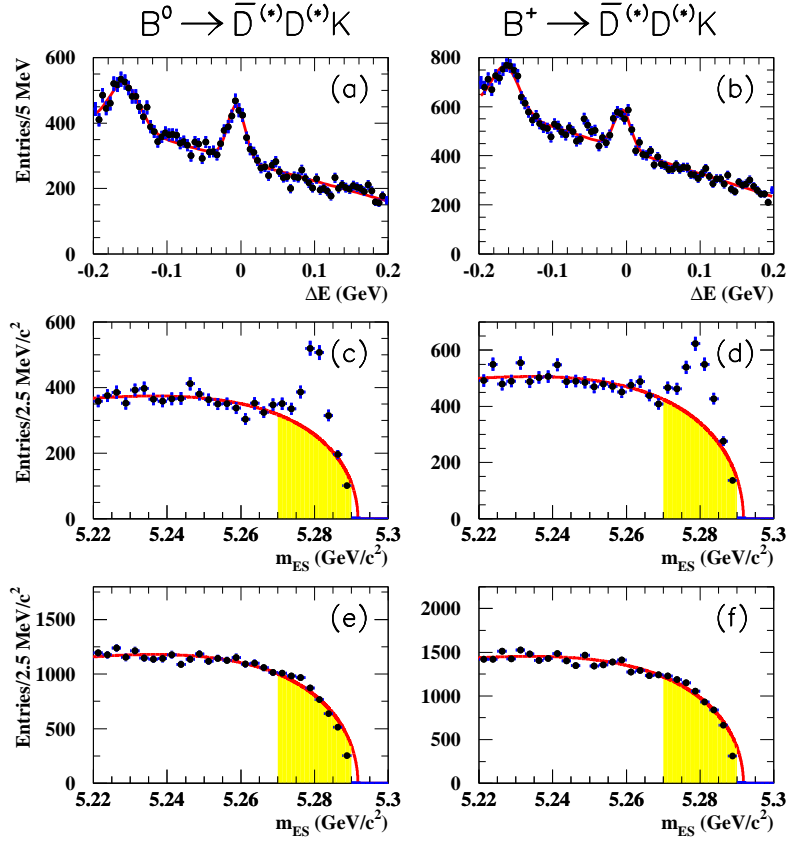


FIG. G.2 – The  $\Delta E$  and  $m_{ES}$  spectra (a,c,e) for the sum of all the  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  modes and (b,d,f) for the sum of all the  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  modes. (a,b) :  $\Delta E$  for  $5.27 < m_{ES} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ . (c,d) :  $m_{ES}$  for  $|\Delta E - \Delta E_{\text{shift}}| < 2.5\sigma_{\Delta E}$ . (e,f) :  $m_{ES}$  for  $\Delta E > 50 \text{ MeV}$  (background control region). The curves superimposed on the  $m_{ES}$  spectra correspond to the background fits described in the text and the shaded regions represent the background in the signal region  $5.27 < m_{ES} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ .

above and the cross-feed. The latter is important only for modes containing a  $D^{*0}$  and is estimated using a cross-feed matrix determined from the Monte Carlo simulation.

The results of this fit are reported in Table G.1. For the decay modes with a significance  $S/\sqrt{B}$  smaller than 4, a 90% confidence level (C.L.) upper limit is also derived. The systematical error reported in the table has been computed taking into account the various reconstruction efficiencies (track, photon, kaon identification), the background description, the submode branching fraction uncertainties and decay model dependences.



TAB. G.1 – Branching fractions for each mode. The first error on each branching fraction is the statistical uncertainty and the second one is the systematic uncertainty. For the decay modes with a significance  $S/\sqrt{B}$  smaller than 4, a 90% confidence level (C.L.) upper limit is also derived. The lines separate the  $B^0$  and  $B^+$  decays proceeding through external, external plus internal and internal W-emission amplitudes respectively.

$B$ decay mode	Branching Fraction (%)	Upper Limit (%)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D^0 K^+$	$0.17 \pm 0.03 \pm 0.03$	
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D^{*0} K^+$	$0.46 \pm 0.07 \pm 0.07$	
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D^0 K^+$	$0.31_{-0.03}^{+0.04} \pm 0.04$	
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D^{*0} K^+$	$1.18 \pm 0.10 \pm 0.17$	
$B^0 \rightarrow \bar{D}^- D^+ K^0$	$0.08_{-0.05}^{+0.06} \pm 0.03$	0.17
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D^+ K^0 + \bar{D}^- D^{*+} K^0$	$0.65 \pm 0.12 \pm 0.10$	
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D^{*+} K^0$	$0.88_{-0.14}^{+0.15} \pm 0.13$	
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0$	$0.08 \pm 0.04 \pm 0.02$	0.14
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0 + \bar{D}^{*0} D^0 K^0$	$0.17_{-0.13}^{+0.14} \pm 0.07$	0.37
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^0$	$0.33_{-0.20}^{+0.21} \pm 0.14$	0.66
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0$	$0.18 \pm 0.07 \pm 0.04$	0.28
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K^0$	$0.41_{-0.14}^{+0.15} \pm 0.08$	0.61
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$	$0.52_{-0.09}^{+0.10} \pm 0.07$	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K^0$	$0.78_{-0.21}^{+0.23} \pm 0.14$	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	$0.19 \pm 0.03 \pm 0.03$	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$	$0.18_{-0.06}^{+0.07} \pm 0.04$	0.38
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$	$0.47 \pm 0.07 \pm 0.07$	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$0.53_{-0.10}^{+0.11} \pm 0.12$	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^- D^+ K^+$	$0.00 \pm 0.03 \pm 0.01$	0.04
$B^+ \rightarrow \bar{D}^- D^{*+} K^+$	$0.02 \pm 0.02 \pm 0.01$	0.07
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*-} D^+ K^+$	$0.15 \pm 0.03 \pm 0.02$	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*-} D^{*+} K^+$	$0.09 \pm 0.04 \pm 0.02$	0.18

### G.3 SEARCH FOR RESONANT SUBSTRUCTURE

$B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)0} K^+$  decay modes are used to probe the possible presence of intermediate  $D_{sJ}$  resonances decaying into  $D^{(*)0} K^+$ , where  $D_{sJ}$  are P-wave excitations of the  $c\bar{s}$  system. A search has been performed for  $D_{s1}^+(2536)$  in the final state  $D^{*0} K^+$  in the four decay modes  $B^0 \rightarrow \bar{D}^- D^{*0} K^+$ ,  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} D^{*0} K^+$ ,  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ , and  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$ . The distribution of the variable  $\Delta m = m(D^{*0} K^+) - m(D^{*0})$  for the events reconstructed in the signal region ( $5.27 < m_{\text{ES}} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ ) for these four decay modes has been fitted with the sum of a threshold function and a Gaussian function describing the signal. This procedure yields an estimated signal of  $28_{-7}^{+8} D_{s1}^+(2536) \rightarrow D^{*0} K^+$  events out of  $764 \pm 50$   $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{*0} K^+$  events.

The same procedure has been used to search for the production of the  $D_{sJ}^+(2573)$  resonance decaying in the  $D^0 K^+$  mode. The decays modes used for this search are :  $B^0 \rightarrow$

$D^-D^0K^+$ ,  $D^{*-}D^0K^+$ ,  $\bar{D}^0D^0K^+$  and  $D^{*0}D^0K^+$ . The fitted yield of  $D_{s1}^+(2573) \rightarrow D^0K^+$  decays is  $13 \pm 9$  events out of  $604 \pm 54$   $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^0K^+$  events.

These results show that there is no significant production of these narrow  $D_{sJ}$  resonances in these decays. Upper limits are obtained for the individual modes [8].

Broad  $D_{sJ}$  resonance can be searched in these decays by studying the Dalitz plot. This has been done for the mode  $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$ , which has the largest number of reconstructed events and also has the largest purity. The density of events in the lower region of the Dalitz plot (i.e., for small values of  $m(D^{*0}K^+)$  and large values of  $m(D^{*-}D^{*0})$ ) is significantly larger in the data than in the simulation with no resonance (phase space density). More data are necessary to confirm this finding and study possible interpretations.

## G.4 CONCLUSIONS

A complete measurement of all possible  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  channels has been presented. The measured branching fractions are in good agreement with earlier measurements made with smaller data sets for some of these modes [4, 5, 6, 7].

The existence of the decays  $B^0 \rightarrow D^{*-}D^+K_s^0$  and  $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K_s^0$ , which are important for the BaBar CP violation program [11, 12, 13], has been demonstrated. A significant signal for the color suppressed decay mode  $B^+ \rightarrow D^{*-}D^+K^+$  has also been observed.

One of the motivations of this analysis is to understand whether decays  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  can explain the wrong-sign  $D$ -meson rates in  $B$  decays and reconcile the total  $b \rightarrow c\bar{c}s$  rate with the predictions of Ref. [2]. After summing over all submodes, the branching fractions of the  $B^0$  and of the  $B^+$  to  $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  are found to be

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K) = (4.3 \pm 0.3 \pm 0.6) \%, \quad (\text{G.1})$$

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K) = (3.5 \pm 0.3 \pm 0.5) \%. \quad (\text{G.2})$$

This study shows that a significant fraction of the transitions  $b \rightarrow c\bar{c}s$  proceed through the decays  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ . These decay modes account for about one half of the wrong-sign  $D$  production rate in  $B$  decays,  $\mathcal{B}(B \rightarrow DX) = (7.9 \pm 2.2)\%$  [3]; however, because of the large statistical error on the latter measurement, it is not yet clear whether they saturate it.

A search for resonant substructures shows that the  $D_{s1}^+(2536)$  contribution to  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{*0}K^+$  decays is small. No evidence for a  $D_{sJ}^+(2573)$  contribution to  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^0K^+$  decays is found. Finally, a simple Dalitz-plot analysis of the decays  $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$  shows that the three-body phase-space decay model does not give a satisfactory description of these decays.

I wish to thank the organizers for the very pleasant and fruitful conference.

# Bibliographie

- [1] I. I. Bigi, B. Blok, M. Shifman, and A. Vainshtein, Phys. Lett. B **323**, 408 (1994).
- [2] G. Buchalla, I. Dunietz, and H. Yamamoto, Phys. Lett. B **364**, 188 (1995).
- [3] CLEO Collaboration, T. E. Coan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1150 (1998).
- [4] CLEO Collaboration, CLEO CONF 97-26, EPS97 337 (1997).
- [5] ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **4**, 387 (1998).
- [6] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, SLAC-PUB-8924, hep-ex/0107056.
- [7] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, BELLE-CONF-0104.
- [8] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, SLAC-PUB-9736, hep-ex/0305003, submitted to Phys. Rev. D.
- [9] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **479**, 1 (2002).
- [10] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. B **241**, 278 (1990).
- [11] J. Charles, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pene, and J. C. Raynal, Phys. Lett. B **425**, 375 (1998) [Erratum-ibid. B **433**, 441 (1998)].
- [12] P. Colangelo, F. De Fazio, G. Nardulli, N. Paver and Riazuddin, Phys. Rev. D **60**, 033002 (1999).
- [13] T. E. Browder, A. Datta, P. J. O'Donnell and S. Pakvasa, Phys. Rev. D **61**, 054009 (2000).

# Isospin analysis of $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ decays

Marco Zito

## Abstract

The peculiar isospin properties of the  $b \rightarrow c\bar{c}s$  current lead to a rich set of isospin relations for the  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  decays which are presented here. Recent high quality experimental data on the complete set of these decays (22 measurements) are analysed in this context, the isospin relations are tested and the results for the isospin amplitudes are discussed. Large values of the strong phases are suggested by the data. The comparison between the measured and expected branching fractions yields a new measurement of the ratio of branching fractions  $\frac{Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)}{Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)} = 0.86 \pm 0.13$ . We finally discuss the implications of our findings for the measurement of  $\sin(2\beta)$  and  $\cos(2\beta)$  using these decays.

## G.5 Introduction

Given the difficulties in computing in a reliable and model-independent way the  $B$  meson decay amplitudes to hadronic final states, isospin relations are a very general and useful tool to establish relations between various  $B$  decay modes. The peculiar isospin properties of the  $b \rightarrow c\bar{c}s$  current are known since a long time [1] and they have already been used in the context of  $B$  meson decays [2]. The possibility that a large fraction of  $b \rightarrow c\bar{c}s$  decays hadronize as  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  was first suggested in Ref. [3] in the context of the discrepancy between the measured  $B$  semi-leptonic rate and the theoretical prediction. The same article suggested the use of isospin relations for the study of these decays. An additional motivation for an in-depth study of these channels is the possibility, originally discussed in Ref [4, 5, 6], to measure  $\sin(2\beta)$  and  $\cos(2\beta)$  using these decays. Indeed they proceed through the same quark current than the gold-plated mode  $B^0 \rightarrow J/\Psi K^0$  and are not CKM-suppressed to the difference of the  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}$  modes.

This Letter presents the complete set of isospin relations for  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  decays; they are compared to the measurements through a fit of the experimental data which determines the isospin amplitudes. These decays have been the object of recent experimental investigations [7, 8]. The last study by the BABAR Collaboration presents a complete set of measurements (22 branching fractions have been measured) with good accuracy which is the experimental basis of this paper. An additional experimental complication is due to the fact that the branching ratios  $Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)$  and  $Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)$ , needed to compare the neutral to charged  $B$  meson decays measured at an  $e + e^-$  machine operating at the  $\Upsilon(4S)$  resonance, is not well known. This issue is addressed in this Letter.

The aim of this study is manifold :

- verify the isospin relations using a new large set of experimental results ;

- offer some insight into the  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  decay mechanism from the inspection of the isospin amplitudes ;
- present a new measurement of the ratio of branching fractions  $\frac{Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)}{Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)}$  ;
- discuss the implications of our findings for the measurement of  $\sin(2\beta)$  and  $\cos(2\beta)$  using these decays.

## G.6 Isospin relations for $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ decays

The decays considered here are  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ , where  $B$  is either a  $B^0$  or  $B^+$ , and  $K$  is either a  $K^0$  or  $K^+$ . These decays proceed through a  $b \rightarrow c\bar{c}s$  current through the diagrams of Fig. G.3. Depending on the final state, the external  $W$ -emission diagram, the internal  $W$ -emission diagram (which is color-suppressed), or both contribute to the transition amplitude. A penguin diagram, shown in Fig. G.4 (left plot), can also contribute to the  $b \rightarrow c\bar{c}s$  current. It is expected to be suppressed relative to the tree diagrams of Fig. G.3 and does not modify the isospin relations.

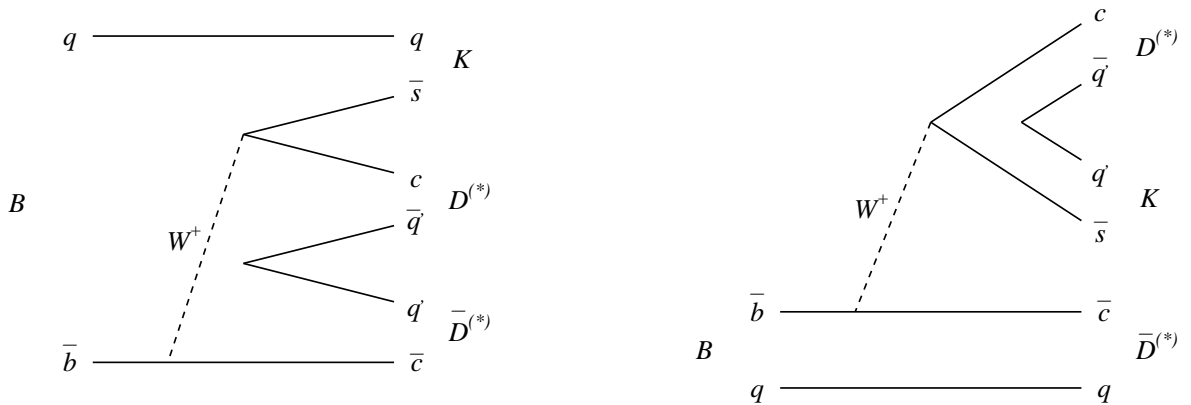


FIG. G.3 – Left : internal  $W$ -emission diagram for the decays  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ . Right : external  $W$ -emission diagram for the decays  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ .

The decays  $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}D^{(*)0}K^0$  and  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}D^{(*)0}K^+$  could also proceed through a different diagram, shown in Fig. G.4 (right plot), which could introduce a  $\Delta I = 1$  amplitude. However this diagram proceeds through two suppressed weak vertices  $b \rightarrow uW$  and  $W \rightarrow s\bar{u}$  and a  $c\bar{c}$  pair must be extracted from the vacuum, instead of a light quark pair as in the CKM allowed diagrams. This amplitude is therefore suppressed by at least a factor  $\lambda^2$ , where  $\lambda$  is the expansion parameter of the Wolfenstein parametrisation. For these reasons we expect that  $\Delta I = 0$  holds to an excellent precision.

As already mentioned, the isospin properties of the  $b \rightarrow c\bar{c}s$  current are well known and follow from the fact that only isoscalar quarks are involved. Therefore this is a  $\Delta I = 0$  weak transition and the final state is an isospin eigenstate. The most general expression of these properties is given by the relation [1] :

$$\Gamma(B^+ \rightarrow f(c\bar{c}s)) = \Gamma(B^0 \rightarrow \tilde{f}(c\bar{c}s)), \quad (\text{G.3})$$

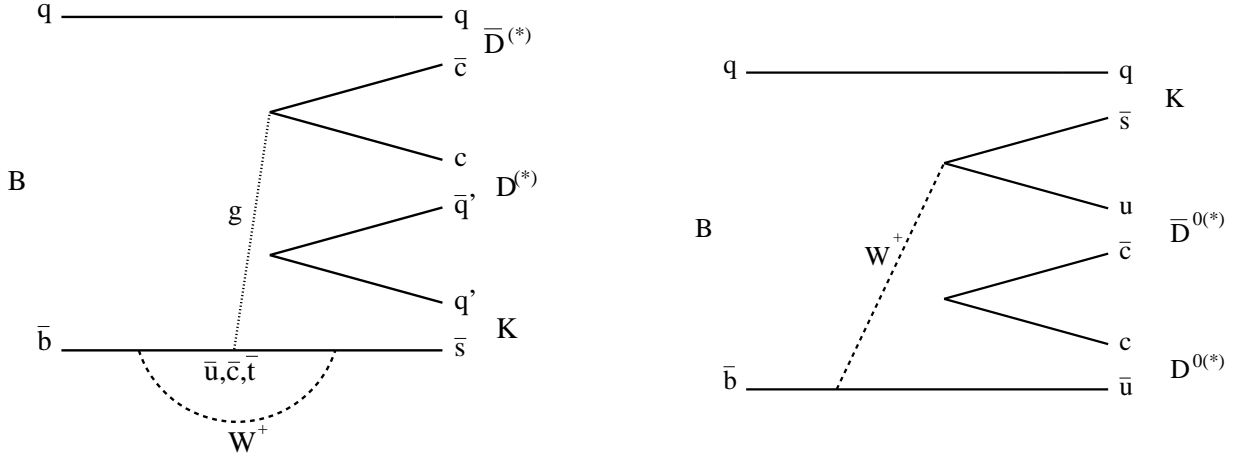


FIG. G.4 – Left : QCD penguin diagram for the decays  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ . Right : CKM suppressed diagram with  $\Delta I = 1$  amplitude.

where  $\tilde{f}(c\bar{c}s)$  is obtained from the state  $f(c\bar{c}s)$  through a  $180^\circ$  isospin rotation.

While this relation applies to the  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  decays, the full structure of isospin relations can be obtained using the method described in [9] and summarized here. Let us consider a  $N$ -particle state with individual isospin quantum numbers  $I_k, m_k$  for  $k = 1, N$  ( $N = 3$  in our case). The isospin wave function  $\psi(I, M)$  for a state of definite total isospin ( $\mathbf{I} = \sum \mathbf{I}_k$ ) can be written as

$$\psi(I, M) = \sum_t x_t(I) \phi_t(I, M) \quad (\text{G.4})$$

where  $t$  labels the invariant isospin quantum numbers  $(t_2, t_3, \dots, t_{N-1})$  of the operators  $\mathbf{T}_k^2$  defined by

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_2 &= \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2, \dots \\ \mathbf{T}_k &= \mathbf{T}_{k-1} + \mathbf{I}_k, \dots \\ \mathbf{I} &= \mathbf{T}_{N-1} + \mathbf{I}_N \end{aligned} \quad (\text{G.5})$$

for  $3 \leq k \leq N-1$ . The coefficients  $x_t(I)$  do not depend on any isospin  $z$  component and the basis functions  $\phi_t(I, M)$  are simultaneous eigenfunctions of  $\mathbf{I}^2, \mathbf{I}_z$  and all the  $\mathbf{T}_k^2$ . The amplitude for finding the state labeled by  $m = (m_1, m_2, \dots, m_N)$  is

$$\langle m | \psi(I, M) \rangle = \sum_t x_t(I) U_{mt}(I, M) \quad (\text{G.6})$$

where

$$\begin{aligned} U_{mt}(I, M) &= (I_1, m_1; I_2, m_2 | t_2, m_1 + m_2) \\ &\times (t_2, m_1 + m_2; I_3, m_3 | t_3, m_1 + m_2 + m_3) \\ &\times \dots (t_{N-1}, m_1 + m_2 + \dots + m_{N-1}; I_N, m_N | I, M) \end{aligned} \quad (\text{G.7})$$

and the terms on the right-hand side are Clebsch-Gordan coefficients.

---

In our case, just one operator  $\mathbf{T}_2$  is introduced, with associated quantum numbers  $t_2 = 0, 1$ . The equations G.6 and G.7 generate the following set of relations

$$A(B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+) = \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 - \frac{1}{\sqrt{2}}A_0 \quad (\text{G.8})$$

$$A(B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0) = \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}A_0 \quad (\text{G.9})$$

$$A(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0) = -\sqrt{\frac{2}{3}}A_1, \quad (\text{G.10})$$

where  $A_1$  ( $A_0$ ) is the amplitude to produce the system  $DK$  with isospin quantum number  $t_2 = 1(0)$ . The  $A_i$  amplitudes in these formulae are equivalent to the  $x_t(I)$  coefficients of Eq. G.6 : they are reduced matrix elements, in the terms of the Wigner-Eckart theorem, of the isoscalar Hamiltonian.

A similar set of relations holds for charged B meson decays

$$A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0) = \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 - \frac{1}{\sqrt{2}}A_0 \quad (\text{G.11})$$

$$A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+) = \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}A_0 \quad (\text{G.12})$$

$$A(B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+) = -\sqrt{\frac{2}{3}}A_1, \quad (\text{G.13})$$

where the  $A$  amplitudes are the same as for the neutral B decays. Identical equations hold for the other set of decays,  $B \rightarrow \bar{D}D^*K$ ,  $B \rightarrow \bar{D}^*DK$  and  $B \rightarrow \bar{D}^*D^*K$ , with different amplitudes  $A$  in each case. In the following we have used the superscripts  $LL$ ,  $L^*$ ,  $*L$  and  $**$  for the  $B \rightarrow \bar{D}DK$ ,  $B \rightarrow \bar{D}D^*K$ ,  $B \rightarrow \bar{D}^*DK$  and  $B \rightarrow \bar{D}^*D^*K$  decays respectively. Equivalent relations can be obtained considering the isospin quantum numbers of different subsystem of the final state ( $D\bar{D}$ ,  $\bar{D}K$ ). The  $DK$  subsystem has been chosen here because in this case the transitions of Equations G.10 and G.13, proceeding only through the color-suppressed diagrams of Fig. G.1 (left plot), are associated only to the  $A_1$  amplitude.

The relations presented above can be cast in the form of a triangle relation between the amplitudes :

$$-A(B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+) = A(B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0) + A(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0) \quad (\text{G.14})$$

$$-A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0) = A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+) + A(B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+) \quad (\text{G.15})$$

which are depicted in Fig. G.5. The two triangles for  $B^0$  and  $B^+$  decays are identical according to the isospin relations, however experimentally it is advantageous to build the triangles separately with the  $B^0$  and  $B^+$  amplitudes.

We finally notice that Eq. G.8 to G.15 are valid not only for the total decay amplitude but also for each helicity amplitude separately as well as for the amplitude as a function of the Dalitz plot coordinates.


 FIG. G.5 – Isospin triangles for the  $B^0$  (left) and  $B^+$  (right) amplitudes.

## G.7 Study of experimental results

The branching fractions for the charged and neutral  $B$  meson decay can be written

$$Br(B^+ \rightarrow f^+) = \tau_+ \frac{1}{(2\pi)^3 32M_B^3} \left( \int dm_{D\bar{D}}^2 dm_{DK}^2 \right) |A(B^+ \rightarrow f^+)|^2 \quad (\text{G.16})$$

$$Br(B^0 \rightarrow f^0) = \tau_0 \frac{1}{(2\pi)^3 32M_B^3} \left( \int dm_{D\bar{D}}^2 dm_{DK}^2 \right) |A(B^0 \rightarrow f^0)|^2, \quad (\text{G.17})$$

where  $\tau_+ = 2.543 \times 10^{12} \text{ GeV}^{-1}$  and  $\tau_0 = 2.343 \times 10^{12} \text{ GeV}^{-1}$  [10] are the lifetimes of the  $B^+$  and  $B^0$  mesons,  $M_B$  is the mass of the  $B$  meson averaged over  $B^0$  and  $B^+$ ,  $m_{D\bar{D}}$  and  $m_{DK}$  are the invariant masses of the  $D\bar{D}$  and  $DK$  subsystem, and the integral is computed numerically over the allowed region of the three-body phase space. In computing these integrals the small mass differences between neutral and charged states for the  $B$ ,  $D^*$ ,  $D$  and  $K$  mesons have been neglected.

The BABAR collaboration has recently studied the full set of  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  decays and has provided a measurement, reported in Table G.2, for all these modes [8]. These data, the most precise to date, have been obtained at the PEP-II accelerator from the reaction  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ . To compute the branching fractions it has been assumed that  $Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-) = Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0) = 0.5$ . However these equalities do not necessarily hold. In order to account for this factor, we have rewritten equations G.16 and G.17 in term of the rescaled amplitudes  $\tilde{A} = \frac{A}{\sqrt{2b_0}}$  where  $b_0 = Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)$ . The expression for  $Br(B^+ \rightarrow f^+)$  is then multiplied by the additional factor  $f_{+/0} = \frac{Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)}{Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)}$ .

The experimental data have been fitted simultaneously using the  $\chi^2$  method where the fitted parameters are  $f_{+/0}$  and for each set of decays  $|\tilde{A}_1|$ ,  $|\tilde{A}_0|$  and  $\delta = \arg(\tilde{A}_1\tilde{A}_0^*)$ . The total number of fitted parameters is 13. The results of the fit are reported in Tables G.2 and G.3. The overall agreement between the measured and predicted branching fractions is good as can be judged from Table G.2, Fig. G.6 and from the value  $\chi^2 = 8.8$  for 9 degrees of freedom ( $n_{dof}$ ). For this fit the statistical and systematical errors from Ref. [8] have been combined quadratically. This neglects the correlation between the systematical errors (common efficiencies, submode branching fractions, etc.). For some  $B^0$  decays only the sum of the branching fraction with the charge conjugate final state has been measured. We present in Table G.4 the fitted values for the individual branching fractions.



An alternative way of displaying the experimental results and the fit results is given by the isospin triangles introduced above. For ease of comparison, we have normalized the triangles to the size of the basis ( $|A(B^0 \rightarrow D^{(*)-} D^{(*)0} K^+)|$  and  $|A(B^+ \rightarrow D^{(*)0} D^{(*)+} K^0)|$ ): therefore the lower side extends in each case from (0,0) to (1,0) and the shapes of the triangles can be directly compared. Given that we have only a measurement of the sides, there is a fourfold ambiguity on the vertex of the triangle. We have consistently chosen the same solution for its orientation. The seven measured triangles defined in this way are shown in Fig. G.7 together with the fit result.

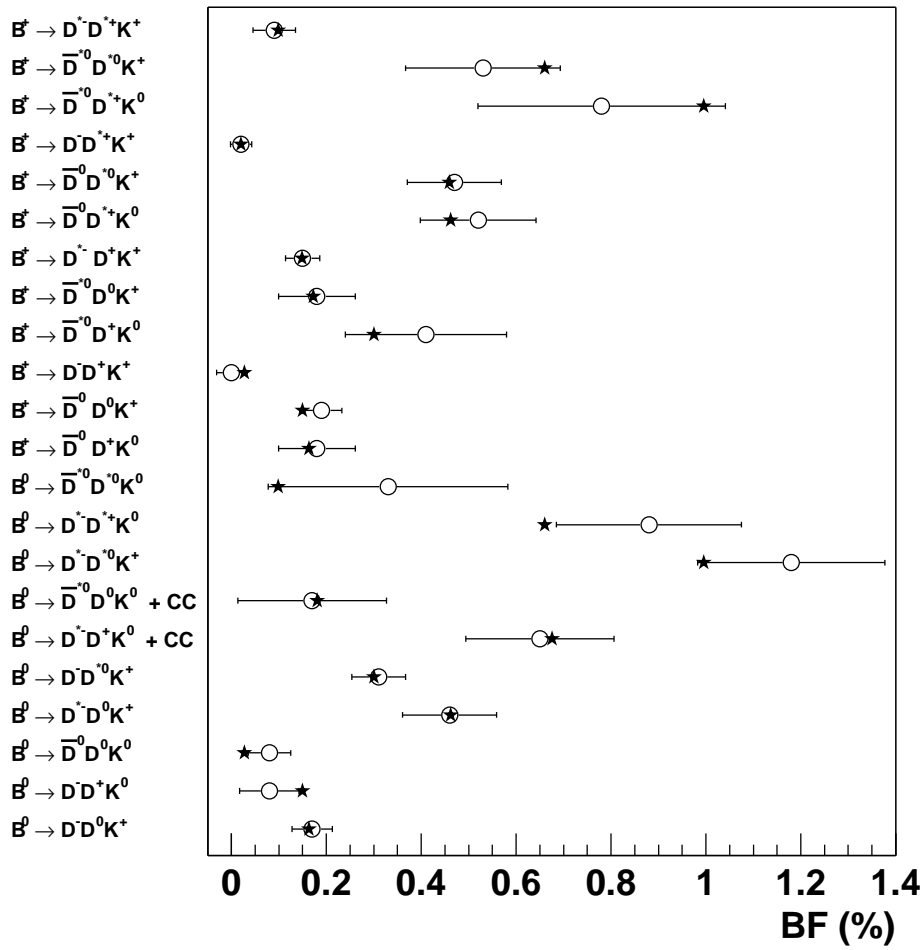


FIG. G.6 – Results of the  $\chi^2$  fit to the experimental branching fractions. The fitted branching fractions are shown by the stars while the points with error bars show the measured values.

TAB. G.2 – Branching fractions (BF) for each  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  mode. The first error on each branching fraction is the statistical uncertainty and the second is the systematic uncertainty from [8]. The last column presents the result of the  $\chi^2$  fit.

$B$ decay mode	BF exp. (%)	BF fit (%)
$B^0$ decays through external $W$ -emission amplitudes		
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	$0.17 \pm 0.03 \pm 0.03$	0.174
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$0.46 \pm 0.07 \pm 0.07$	0.495
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$	$0.31_{-0.03}^{+0.04} \pm 0.04$	0.321
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$	$1.18 \pm 0.10 \pm 0.17$	1.065
$B^0$ decays through external+internal $W$ -emission amplitudes		
$B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0$	$0.08_{-0.05}^{+0.06} \pm 0.03$	0.161
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K^0 + D^- D^{*+} K^0$	$0.65 \pm 0.12 \pm 0.10$	0.676
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$	$0.88_{-0.14}^{+0.15} \pm 0.13$	0.707
$B^0$ decays through internal $W$ -emission amplitudes		
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0$	$0.08 \pm 0.04 \pm 0.02$	0.029
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0 + \bar{D}^{*0} D^0 K^0$	$0.17_{-0.13}^{+0.14} \pm 0.07$	0.181
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^0$	$0.33_{-0.20}^{+0.21} \pm 0.14$	0.105
$B^+$ decays through external $W$ -emission amplitudes		
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0$	$0.18 \pm 0.07 \pm 0.04$	0.163
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K^0$	$0.41_{-0.14}^{+0.15} \pm 0.08$	0.300
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$	$0.52_{-0.09}^{+0.10} \pm 0.07$	0.462
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K^0$	$0.78_{-0.21}^{+0.23} \pm 0.14$	0.995
$B^+$ decays through external+internal $W$ -emission amplitudes		
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	$0.19 \pm 0.03 \pm 0.03$	0.150
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$	$0.18_{-0.06}^{+0.07} \pm 0.04$	0.172
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$	$0.47 \pm 0.07 \pm 0.07$	0.459
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$0.53_{-0.10}^{+0.11} \pm 0.12$	0.660
$B^+$ decays through internal $W$ -emission amplitudes		
$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$	$0.00 \pm 0.03 \pm 0.01$	0.027
$B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$	$0.02 \pm 0.02 \pm 0.01$	0.020
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	$0.15 \pm 0.03 \pm 0.02$	0.149
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$0.09 \pm 0.04 \pm 0.02$	0.098

TAB. G.3 – Results of the  $\chi^2$  fit to the experimental branching fractions. The superscripts  $LL$ ,  $L^*$ ,  $*L$  and  $**$  are for the  $B \rightarrow \bar{D}DK$ ,  $B \rightarrow \bar{D}D^*K$ ,  $B \rightarrow \bar{D}^*DK$  and  $B \rightarrow \bar{D}^*D^*K$  decays respectively. The amplitude values are in units of  $10^{-5}$  while the phases  $\delta$  are in degrees. The last column presents the results of the fit introducing a constraint related to other measurements of  $f_{+/0}$ .

parameter	value	value
$ \tilde{A}_1^{LL} $	$0.28 \pm 0.13$	$0.25 \pm 0.13$
$ \tilde{A}_0^{LL} $	$0.75 \pm 0.07$	$0.73 \pm 0.06$
$\delta^{LL}$	$95 \pm 22$	$100 \pm 23$
$ \tilde{A}_1^{L^*} $	$0.27 \pm 0.15$	$0.25 \pm 0.11$
$ \tilde{A}_0^{L^*} $	$1.51 \pm 0.11$	$1.45 \pm 0.09$
$\delta^{L^*}$	$91 \pm 34$	$98 \pm 36$
$ \tilde{A}_1^{*L} $	$0.75 \pm 0.10$	$0.69 \pm 0.08$
$ \tilde{A}_0^{*L} $	$1.00 \pm 0.11$	$0.99 \pm 0.10$
$\delta^{*L}$	$111 \pm 17$	$116 \pm 14$
$ \tilde{A}_1^{**} $	$0.71 \pm 0.17$	$0.66 \pm 0.14$
$ \tilde{A}_0^{**} $	$2.38 \pm 0.17$	$2.27 \pm 0.14$
$\delta^{**}$	$127 \pm 26$	$133 \pm 22$
$f_{+/0}$	$0.86 \pm 0.13$	$1.02 \pm 0.05$
$\chi^2/n_{dof}$	8.8/9	10.4/10
$Prob(\chi^2, n_{dof})$	0.456	0.406

TAB. G.4 – Fitted values of the branching fractions for the  $B \rightarrow \bar{D}D^*K$  and  $B \rightarrow \bar{D}^*DK$  decays which have not been measured individually.

$B$ decay mode	BF fit (%)
$B^0 \rightarrow D^{*-}D^+K^0$	0.185
$B^0 \rightarrow D^-D^{*+}K^0$	0.491
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K^0$	0.160
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0D^{*0}K^0$	0.021

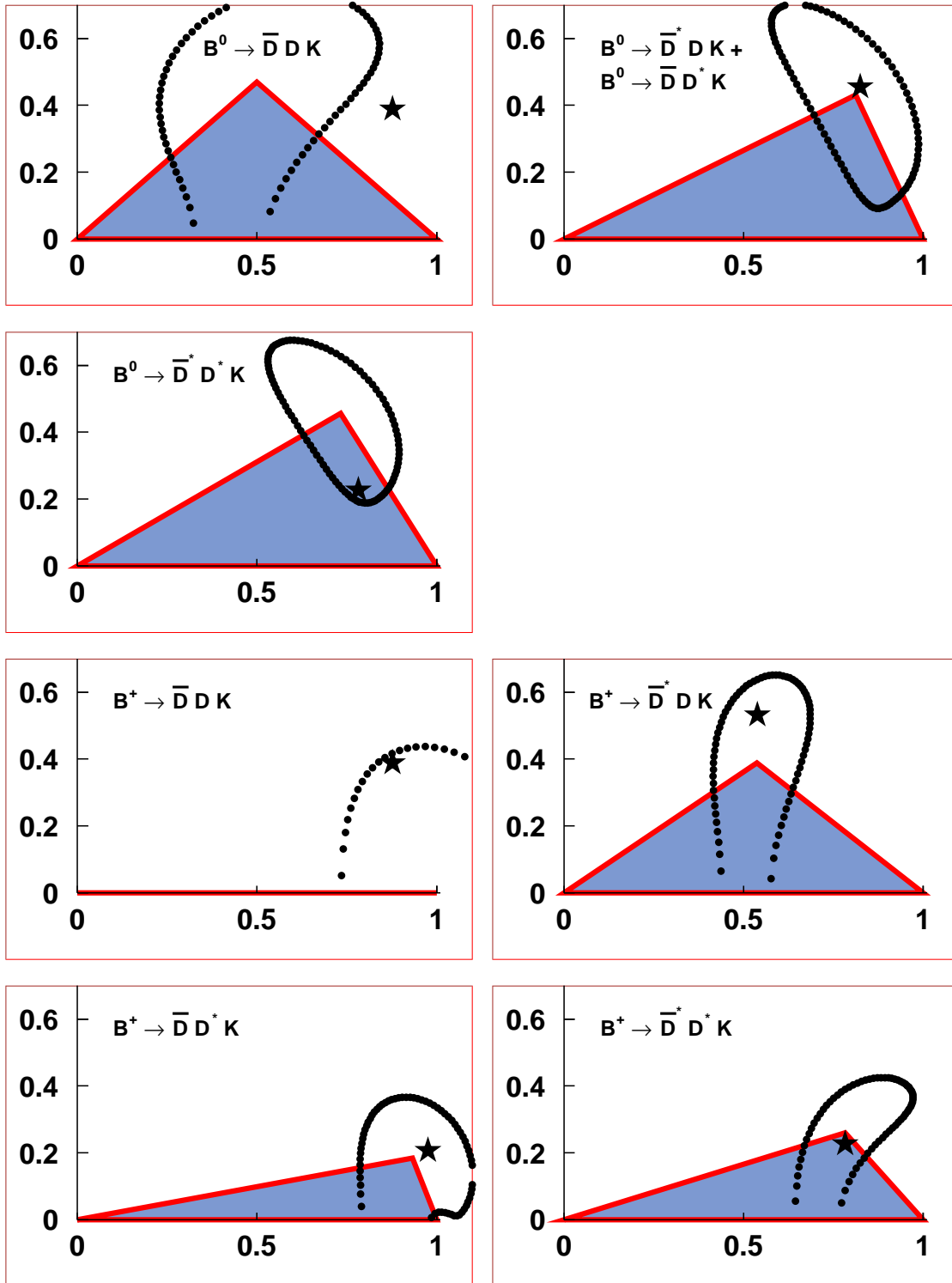


FIG. G.7 – Isospin triangles for the  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$  amplitudes. Each panel presents the measured vertex of the triangle, where the basis has been normalized to unity. The dotted contour shows the one standard deviation region. The star shows the result of the fit. We notice that only one triangle degenerates into a segment while in all the other cases the shape of the triangle presents large angles.

---

## G.8 Discussion

### G.8.1 The value of $f_{+/0}$ and the validity of isospin relations

The value of  $f_{+/0}$  returned by the fit is

$$f_{+/0} = 0.86 \pm 0.13. \quad (\text{G.18})$$

This value is in agreement with the theoretical predictions for  $f_{+/0}$  which lie in the 1.05-1.18 interval [11], as well as with other determinations of this quantity :  $f_{+/0} = 1.04 \pm 0.07 \pm 0.04$  [2] and  $f_{+/0} = 1.10 \pm 0.06 \pm 0.05$  [12] derived from similar isospin relations for the branching fractions of  $B$  decays to charmonium final states. Combining these measurements obtained in  $B \rightarrow J/\Psi K$  decays, rescaled using the value  $\tau_+/\tau_0 = 1.083 \pm 0.017$  [10], we obtain  $f_{+/0} = 1.046 \pm 0.056$ . We have added this constraint to the fit to the data obtaining the result shown in the last column of Table G.3. We notice that the measurement presented here does not improve substantially the uncertainty on  $f_{+/0}$  and that the values and uncertainties on the amplitudes and phases do not change significantly using this constraint.

The point can be investigated further. The inspection of Fig. G.6 and Table G.2 shows that the branching fractions for  $B \rightarrow \bar{D}^* D^* K$  decays deviate from the fitted values in a correlated way. We have repeated the fit separately for the three groups of decays final states obtaining the values for  $f_{+/0}$  shown in Table G.5. We notice that the value measured in  $B \rightarrow \bar{D}^* D^* K$  decays deviates from the experimental value in  $B \rightarrow J/\Psi K$  decays by 2.95 standard deviations.

TAB. G.5 – Values of  $f_{+/0}$  for the different groups of decay final states.

final states	$f_{+/0}$
$B \rightarrow \bar{D} D K$	$1.24 \pm 0.43$
$B \rightarrow \bar{D}^* D K + B \rightarrow \bar{D} D^* K$	$1.01 \pm 0.21$
$B \rightarrow \bar{D}^* D^* K$	$0.55 \pm 0.16$

This discrepancy can be explained either by an additional systematical effect in these measurements or by a violation of the isospin symmetry for these final states. Clearly more data are needed to clarify this point. A high precision test of the isospin relations will only be possible when  $f_{+/0}$  will be measured using a different experimental method. The large data sample accumulated by the BABAR and BELLE experiments will allow this measurement in the near future.

### G.8.2 Dynamical features of the amplitudes

The amplitudes and phases extracted from the data present some distinctive features. First, within each set, the amplitude related to the color-suppressed decays is much smaller, as expected. The ratios  $A_0/A_1$  are presented in Table G.6. These ratios, except for

the case of  $B \rightarrow \bar{D}^* DK$ , are close to the naïve expectation  $|A_0|/|A_1| = N_c = 3$ , where  $N_c$  is the number of colors.

Second, the central values for the relative phases  $\delta$  are in all cases close to  $90^\circ$ . The errors on these values given in Table G.3 are not relevant to determine confidence intervals because of the non-linear relation between  $\delta$  and  $\cos(\delta)$  which enters the  $\chi^2$  expression. To do this the  $\chi^2$  profile has been studied keeping in turn one phase  $\delta$  fixed and repeating the fit. The 90% level confidence intervals are  $92^\circ < \delta^{*L} < 154^\circ$  and  $88^\circ < \delta^{**} < 180^\circ$  while no bound can be set for  $\delta^{LL}$  and  $\delta^{L*}$ . The superscripts  $LL$ ,  $L^*$ ,  $*L$  and  $**$  are for the  $B \rightarrow \bar{D}DK$ ,  $B \rightarrow \bar{D}D^*K$ ,  $B \rightarrow \bar{D}^*DK$  and  $B \rightarrow \bar{D}^*D^*K$  decays respectively. From this we can conclude that there is a reasonable indication for large strong phases in these amplitudes. This suggests the presence of non-negligible Final State Interaction for these decays. This is both an important indication *per se* and has also consequences for the CP violation studies that will be discussed in the next section.

TAB. G.6 – Ratios  $A_0/A_1$  from the fit to the data.

ratio	value
$ A_0^{LL} / A_1^{LL} $	$2.68 \pm 2.44$
$ A_0^{L*} / A_1^{L*} $	$5.59 \pm 2.04$
$ A_0^{*L} / A_1^{*L} $	$1.33 \pm 0.24$
$ A_0^{**} / A_1^{**} $	$3.35 \pm 0.98$

### G.8.3 Implications for a $\sin(2\beta)$ , $\cos(2\beta)$ measurement

All the  $B^0 \rightarrow \bar{D}^* D^* K^0$  are in principle good candidates for the measurement of  $\beta$ . In the past the emphasis has been placed on the  $B^0 \rightarrow \bar{D}^* D^* K^0$  and  $B^0 \rightarrow \bar{D}^* D^* K^0$  decays [4, 5, 6] and preliminary theoretical values of the branching fractions have been presented. We notice that the values for the branching fractions of these modes presented in Tables G.2 and G.4 can be used for more precise assessments of the sensitivity of a measurement of  $\beta$  using these modes.

In Ref.[8], the observation of the modes  $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$  and  $B^0 \rightarrow D^- D^{*+} K^0 + CC$  is reported. We notice that for  $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$ , the measured value of the branching fraction ( $0.88_{-0.14}^{+0.15} \pm 0.13$ ) and the value predicted by our fit (0.707) are almost a factor two lower than what anticipated in Ref. [6], thereby unfortunately also reducing the comparative advantage of this mode with respect  $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+}$ .

For  $B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0$ , Ref. [8] reports only a 90% CL upper limit (0.17 %) which is very close to the fitted value 0.161 %. This means that the observation of this mode in the near future is possible. The estimated value of Ref. [5] ( $9 \cdot 10^{-3}$ ) is a factor 6 above our predicted value. We stress that this channel is a good candidate for CP-violation studies because of the nature of the final state with three pseudoscalar particles. This will facilitate the angular analysis to determine the helicity amplitudes.

Finally we stress that the  $B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K^0$  and  $B^0 \rightarrow D^- D^{*+} K^0$  lead to final states accessible by both  $B^0$  and  $\bar{B}^0$ . They can therefore be analysed in the same way as des-

---

cribed in Ref.[13]. The strong phases play an important role for this analysis as the time-dependent CP-asymmetry amplitudes are proportional to  $\sin(2\beta \pm \delta')$ , where  $\delta'$  is the strong phase difference between  $A(B^0 \rightarrow D^- D^{*+} K^0)$  and  $A(\bar{B}^0 \rightarrow D^- D^{*+} K^0)$ . The possibly large values of the strong phases noticed above need to be taken into account for any estimate of the sensitivities of this analysis.

## G.9 Conclusion

We have presented the complete isospin relations for the  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$  decays. These relations have been compared to the recent experimental measurements through a fit of the isospin amplitudes. The overall agreement between the measured and the expected branching fractions is good with the exception of a possible discrepancy for the  $B \rightarrow \bar{D}^* D^* K$  decays. The isospin amplitudes present several peculiar features which point to a dynamical origin. Large values of the strong phases are suggested by the data. We have also presented a new measurement of  $\frac{Br(\mathcal{T}(4S) \rightarrow B^+ B^-)}{Br(\mathcal{T}(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)} = 0.86 \pm 0.13$  in agreement with other determinations of this quantity. The implications of these results for the measurement of  $\sin(2\beta)$  and  $\cos(2\beta)$  using these decays have been discussed.

## G.10 Acknowledgments

The author wishes to warmly thank J. Charles, J.P. Lees and L. Oliver for reading the manuscript and making useful suggestions.





# Bibliographie

- [1] H.J. Lipkin and A. I. Sanda, Phys. Lett. B **201**, 541 (1988).
- [2] CLEO Collaboration, J.P. Alexander *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2737 (2001).
- [3] G. Buchalla, I. Dunietz and H. Yamamoto, Phys. Lett. B **364**, 185 (1995).
- [4] J. Charles, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pene, and J. C. Raynal, Phys. Lett. B **425**, 375 (1998) [Erratum-ibid. B **433**, 441 (1998)].
- [5] P. Colangelo, F. De Fazio, G. Nardulli, N. Paver and Riazuddin, Phys. Rev. D **60**, 033002 (1999).
- [6] T. E. Browder, A. Datta, P. J. O'Donnell and S. Pakvasa, Phys. Rev. D **61**, 054009 (2000).
- [7] CLEO Collaboration, CLEO CONF 97-26, EPS97 337 (1997).  
Aleph Collaboration, R. Barate *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **4**, 387 (1998).  
Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, BELLE-CONF-0104 (2001).
- [8] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **68**, 092001 (2003).
- [9] M. Peshkin and J.L. Rosner, Nucl. Phys. B **122**, 144 (1977).
- [10] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
- [11] D. Atwood and W. Marciano, Phys Rev. D **41**, 1736 (1990).  
N. Byers and E. Eichten, Phys. Rev. D **42**, 3885 (1990).  
P. Lepage, Phys. Rev. D **42**, 3251 (1990).
- [12] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **65**, 032001 (2002).
- [13] R. Aleksan *et al.*, Nucl. Phys. B **361**, 141 (1991).