Etude de la violation de CP dans les desintegrations B+ en DK*+ sur l'experience BaBar a SLAC

Guillaume Therin

▶ **To cite this version:**

Guillaume Therin. Etude de la violation de CP dans les desintegrations B+ en DK*+ sur l'experience BaBar a SLAC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2005. Français. NNT : . tel-00010059v2

HAL Id: tel-00010059

https://theses.hal.science/tel-00010059v2

Submitted on 7 Sep 2005 (v2), last revised 8 Sep 2005 (v3)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LPNHE 2005-05

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS VII

Spécialité :
PHYSIQUE DES PARTICULES

présentée par
Guillaume Thérin

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VII

Étude de la violation de CP dans les désintégrations $B^{\pm} \to D^0 K^{*\pm}$ sur l'expérience *BABAR* à SLAC

soutenue le 4 mai 2005 devant le jury composé de :

Jury :	MM.	Jean-Eudes	AUGUSTIN	Président de jury
		Giovanni	BATIGNANI	Membre invité
		Jean-Marie	BROM	Rapporteur
		Jérôme	CHARLES	Examinateur
		Jacques	CHAUVEAU	Directeur de thèse
		François	LE DIBERDER	Examinateur
		Tatsuya	NAKADA	Rapporteur

Remerciements

Je remercie Jean-Marie Brom et Tatsuya Nakada d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je remercie Jean-Eudes Augustin, Giovanni Batignani, Jérôme Charles et François Le Diberder d'avoir accepté de faire parti du jury de thèse.

Merci à Malcolm et Jacques pour leur encadrement et tout ce qu'ils ont pu m'enseigner pendant ces trois années. J'ai vraiment evolué et mûri à leur contact. Je remercie aussi tous les autres membres du groupe *BABAR* du LPNHE et plus largement les membres du laboratoire avec lesquels j'ai pu interférer.

Je remercie Andreas Höecker de m'avoir mis le pied à l'étrier pour l'utilisation du logiciel CkmFitter dans la partie interprétation de cette thèse.

J'ai aussi beaucoup apprécié mon long séjour pour travailler comme *commissioner* sur le détecteur Cherenkov de *BABAR*. Je remercie Philippe Grenier, George Vasseur, Thomas Hadig et Joe Schwiening de m'avoir si bien accueilli dans cette équipe.

Je remercie le service informatique et particulièrement Madjid pour son aide rapide et efficace.

Je remercie par dessus mes proches qui me soutiennent depuis tant d'années. Je vous suis reconnaissant d'exister...

Je dédie cette thèse à André Heslot dont le souvenir est resté présent tout au long de mes études.

Table des matières

Remerciements **3**

Introduction **9**

I Éléments de théorie **11**

1 Violation de la symétrie CP dans le système des mésons B **13**
1.1 La violation de CP dans le secteur faible du modèle standard 13
1.1.1 Les constituants élémentaires 14
1.1.2 La matrice CKM 15
1.1.3 Triangle d'unitarité 18
1.2 Différentes formes de la violation de CP 20
1.2.1 Violation de CP dans les désintégrations 20
1.2.2 Violation de CP dans le mélange 21
1.2.3 Violation de CP dans les interférences mélange-désintégration 22
1.3 Contraintes expérimentales sur la matrice CKM 23
1.3.1 Mesure de $\sin 2\beta$ 24
1.3.2 Contraintes globales dans le plan ρ-η 24

2 Contraindre l'angle γ du triangle d'unitarité **27**
2.1 Mesure de γ avec des processus en arbre 27
2.1.1 Étude de l'angle γ à partir des canaux $B^{\pm} \to D^{0(*)} K^{\pm(*)}$ 27
2.1.2 Contraintes sur $2\beta + \gamma$ à partir de $B^0 \to D^{(*)\pm}\pi^{\mp}$ 29
2.1.3 Contraintes sur γ par les désintégrations $B_s \to D_s^{\pm} K^{\mp}$ 30
2.1.4 Contraintes sur γ par les désintégrations $B^0 \to D^{(*)0} K^{(*)0}$ 30
2.2 Mesure de γ par des méthodes sensibles à de la nouvelle physique 31
2.2.1 Désintégrations en deux corps non-charmés 31
2.2.2 Désintégrations $B \to D^{(*)} \bar{D}^{(*)}$ 32
2.3 Étude de l'angle γ dans les canaux $B^{\pm} \to D^{0(*)} K^{\pm(*)}$ 33
2.3.1 Méthode GLW : reconstruction du D dans des états propres de CP . . . 33
2.3.2 Méthode ADS : reconstruction du D dans des états non-CP 35
2.3.3 Autres méthodes 36
2.4 Estimation du paramètre r_B pour les désintégrations $B^- \to DK^{*-}$ 36
2.5 Nombre d'évènements attendus pour la méthode GLW dans les désintégrations $B^- \to D^0\, K^{*-}$ 38

II Dispositif experimental **41**

3 Dispositif expérimental **43**
3.1 Le collisionneur PEP-II . . . 44
3.1.1 Injection standard . . . 45
3.1.2 Injection continue . . . 46
3.2 Le détecteur *BABAR* . . . 47
3.2.1 Le détecteur de vertex (SVT) . . . 48
3.2.2 La chambre à dérive (DCH) . . . 48
3.2.3 Le détecteur Cherenkov (DIRC) . . . 51
3.2.4 Le calorimètre électromagnétique (EMC) . . . 55
3.2.5 L'aimant supra-conducteur . . . 55
3.2.6 Le retour de flux instrumenté (IFR) . . . 55
3.2.7 Le système de déclenchement . . . 56
3.3 Échantillons de données . . . 57
3.3.1 Données utilisées pour la thèse 1999-2004 . . . 57
3.3.2 Données simulées par Monte Carlo . . . 58

III Analyse **61**

4 Reconstruction des mésons B **63**
4.1 Les différents types de bruit de fond . . . 63
4.1.1 Bruit de fond provenant du continuum $q\bar{q}$ . . . 63
4.1.2 Bruit de fond venant des B . . . 64
4.2 Reconstruction et identification des particules chargées et neutres de l'état final . 64
4.2.1 Reconstruction des traces de particules chargées . . . 64
4.2.2 Identification des kaons et des pions (PID) . . . 67
4.2.3 Reconstruction des candidats γ et π^0 . . . 67
4.3 Reconstruction des candidats composites . . . 70
4.3.1 Reconstruction des candidats K^0_S . . . 70
4.3.2 Reconstruction des candidats ϕ . . . 71
4.3.3 Reconstruction des candidats ω . . . 71
4.3.4 Reconstruction des candidats K^* . . . 74
4.3.5 Reconstruction des candidats D . . . 75
4.3.6 Reconstruction des candidats B . . . 78
4.4 Définition de la boîte de signal et des ailes de bruit de fond . . . 79
4.4.1 Boîte de signal . . . 79
4.4.2 Définition des ailes . . . 80
4.5 Suppression du bruit de fond $q\overline{q}$ . . . 80
4.5.1 Variables topologiques . . . 82
4.5.2 Calcul du discriminant de Fisher . . . 83
4.5.3 Fisher et $cos\theta_{MOM}$ . . . 83
4.6 Traitement des candidats multiples . . . 84
4.7 Sélection des modes de désintégration du D dans les états propres de CP . . . 85
4.7.1 Optimisation de la sélection . . . 87
4.7.2 Sélection finale . . . 87
4.7.3 Nombres d'évènements attendus . . . 92
4.8 Sélection des désintégrations $D^0 \to K^- \pi^+$, $K^- \pi^+ \pi^0$, $K^- 3\pi$ . . . 96

5 Ajustement utilisé pour déterminer les observables GLW 99
5.1 Définition du signal $B^- \to D^0\,(K^0_S\,\pi^-)_{K^{*-}}$ . . . 99
5.2 Étude du bruit de fond irréductible (piquant) . . . 99
5.2.1 Identification des bruits de fond irréductibles . . . 100
5.2.2 Bruit de fond piquant charmé pour le mode $\pi^+\,\pi^-$ . . . 100
5.2.3 Bruit de fond piquant charmé pour les modes $CP-$ $K^0_S\,\phi$ et $K^0_S\,\omega$ . . . 101
5.2.4 Bruit de fond piquant sans quarks charmés . . . 102
5.2.5 Contenu du Monte Carlo générique dans la boîte de signal . . . 104
5.3 Méthode d'ajustement . . . 107
5.3.1 Modèle du bruit de fond combinatoire . . . 109
5.3.2 Modèle pour les évènements de signal et piquants . . . 109
5.3.3 Relation entre les nombres d'évènements mesurés et les observables GLW 109
5.3.4 Fonction de vraisemblance pour les modes CP . . . 110
5.4 Validation de l'ajustement en aveugle . . . 111
5.5 Résultats expérimentaux . . . 114
5.5.1 Estimation des $\mathcal{R}_\pm$ et $\mathcal{A}_\pm$ . . . 114
5.5.2 Maximum de vraisemblance (*Goodness of fit*) . . . 117
5.5.3 La fonction de vraisemblance autour de son maximum . . . 117

6 Mesure des observables GLW 119
6.1 Corrections des coefficients ω_{REL} pour la mesure des $\mathcal{R}_\pm$ . . . 119
6.1.1 Corrections d'efficacité pour les traces de particules chargées . . . 119
6.1.2 Corrections d'efficacité pour les K^0_S . . . 121
6.1.3 Corrections d'efficacité pour les π^0 . . . 121
6.1.4 Corrections d'efficacité pour les sélecteurs d'identification . . . 122
6.1.5 Corrections venant des coupures de sélection . . . 122
6.1.6 Résumé des effets systématiques pour ω_{REL} . . . 124
6.2 Fond non résonnant $K^0_S(K^+K^-)_\phi$ et $K^0_S(\pi^+\pi^-\pi^0)_\omega$ . . . 124
6.3 Fond non résonnant $B^- \to D^0\,K^0_S\,\pi^-$ . . . 126
6.3.1 Amplitudes avec une contribution non résonnante . . . 127
6.3.2 Corrections des relations GLW . . . 127
6.3.3 Contraintes sur ρ_c avec les modes non-CP . . . 128
6.3.4 Corrections systématiques . . . 130
6.4 Résultats finaux pour $\mathcal{A}_\pm$ . . . 131
6.5 Résultats finaux pour $\mathcal{R}_\pm$ . . . 131

7 Mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^- \to D^0\,K^{*-})$ 133
7.1 Ajustement utilisé pour déterminer les rapports d'embranchement . . . 133
7.1.1 Fonction de vraisemblance pour le rapport d'embranchement . . . 133
7.1.2 Résultats de l'ajustement . . . 134
7.2 Corrections d'efficacité . . . 134
7.2.1 Échantillon de contrôle $B^- \to D^0\,\pi^-$ . . . 134
7.2.2 Sélection du candidat K^* . . . 139
7.2.3 Effets des évènements de signal mal reconstruits . . . 140
7.2.4 Correction d'efficacité totale . . . 142
7.3 Soustraction du fond non résonnant $B^- \to D^0\,K^0_S\,\pi^-$ . . . 143
7.4 Erreurs systématiques pour $\mathcal{B}(B^- \to D^0\,K^{*-})$ . . . 143
7.5 Résultat final . . . 144

8 Résultats et Interprétation **147**
8.1 Interprétation de nos résultats 147
8.1.1 Sensibilité de notre mesure à γ en fonction de r_B 148
8.1.2 Contraintes sur r_B et γ 148
8.2 Combinaison de nos résultats avec d'autres mesures de *BABAR* et Belle 151
8.2.1 Comparaison avec Belle sur $B^- \to D^0\, K^{*-}$ 151
8.2.2 Mise en commun des mesures des désintégrations $B^- \to D^{(*)\,0} K^{(*)-}$ de *BABAR* et Belle 151
8.3 Autres contraintes expérimentales sur l'angle γ 153
8.4 Conclusion 154

IV Annexes **157**

A Diagrammes d'optimisation pour les modes CP **159**

B Contenu du Monte Carlo générique **165**

C Interprétation alternative en considérant $B^- \to D^0\, (K^0_S\pi^-)_{K^{*-}}$ comme le signal **169**
C.1 Définition du facteur k 169
C.2 Estimation du facteur k 170
C.3 Analyse de CP 171

D Compléments pour le calcul des relations GLW modifiées **173**
D.1 Paramétrisation de la Breit-Wigner 173
D.2 Le facteur λ 174
D.3 Distribution de $\cos\theta_H(K^*)$ en présence d'un bruit de fond onde-S 174

Introduction

La symétrie CP a longtemps été considérée comme une symétrie exacte de la nature. En 1964, la découverte de la violation de CP dans les désintégrations des mésons K était complètement inattendue. Avait-on découvert une nouvelle interaction ou bien observait-on une transition supprimée due à l'interaction faible ? Ce questionnement reste encore aujourd'hui un thème de premier plan de la physique des particules.

D'après le théorème CPT, la violation de CP implique une violation de l'invariance par renversement du temps. Un autre enjeu de ces recherches est le problème de l'absence d'antimatière dans l'univers observable. Depuis Sakharov, on sait que la violation de CP est requise pour comprendre ce problème.

Les progrès théoriques et expérimentaux se sont succédés depuis la découverte de la violation de CP. En 1973, Kobayashi et Maskawa montrent que le formalisme du modèle standard avec trois générations de quarks possède un paramètre à même d'expliquer la violation de CP. Tant pour les mésons B que pour les mésons K, une phénoménologie riche de désintégrations avec violation de CP a été mise en évidence (violation de CP directe, indirecte).

Les mesures actuelles sont compatibles avec le modèle standard de Kobayashi Maskawa. Les phénomènes de violation de CP sont toutefois beaucoup trop rares pour expliquer le problème de l'antimatière. Une "nouvelle physique au delà du modèle standard" est à l'oeuvre. Se pourrait-il qu'elle donne lieu à des effets mesurables dans les désintégrations rares (violant CP) des mésons B ? Les désintégrations des mésons B se prêtent à un tel test du modèle standard car ce sont des processus à courte distance.

Une construction géométrique simple dans le plan complexe, le *triangle d'unitarité* traduit graphiquement la caractéristique essentielle du modèle de Kobayashi Maskawa à savoir que les constantes de couplage du W aux quarks dépendent d'une phase fondamentale. L'objectif des expériences est de réaliser des mesures redondantes des côtés et des angles, notés α, β et γ du triangle d'unitarité. Des collisionneurs e^+e^-, les usines à B, ont été spécialement construits pour faire ces expériences.

Cette thèse propose une étude des désintégrations[1] $B^- \to D^0\, K^{*-}$ où le D^0 se désintègre vers un état propre de CP pour contraindre l'angle γ, en utilisant les données de l'expérience *BABAR* installée sur l'usine à mésons B PEP-II du SLAC. L'angle γ est la phase relative des amplitudes $b \to u\bar{c}s$ et le $b \to c\bar{u}s$ qui interfèrent. Dans cette méthode proposée par Gronau, London et Wyler (méthode GLW), les amplitudes sont associées à des diagrammes en arbre. D'autres canaux de désintégrations sensibles à l'angle γ ont des diagrammes en boucle (diagrammes pingouins). Si des particules non standard circulent dans la boucle, les deux types d'expérience donneront des mesures différentes de l'angle γ. On voit ainsi sur le cas particulier de l'angle γ, comment des mesures redondantes pour le modèle standard pourraient le mettre en défaut.

[1] Dans toute la thèse et sauf indication contraire cette écriture implique la prise en compte de la réaction conjuguée par CP.

Cette thèse est divisée en trois parties. Le premier chapitre introduit le mécanisme de violation de CP dans le cadre du modèle standard pour les mésons B et fait aussi le point sur les contraintes expérimentales actuelles. Le second chapitre décrit les méthodes pour contraindre γ. Il détaille en particulier le principe des méthodes GLW et ADS. La méthode ADS est une autre méthode inventée par Atwood, Dunietz et Soni qui utilise les mêmes désintégrations. Elle est étudiée en parallèle avec cette thèse dans notre équipe.

La deuxième partie est consacrée à la description de l'accélérateur PEP-II et du détecteur *BABAR*. Il permet d'introduire les caractéristiques du détecteur importantes pour la reconstrution des désintégrations $B^- \to D^0\ K^{*-}$.

La troisième partie contient les détails de l'analyse. La reconstruction et la sélection des évènements sont décrites dans le chapitre 4. Le chapitre suivant décrit les bruits de fond irréductibles après sélection et décrit la mesure des observables GLW. Le chapitre 6 traite des incertitudes systématiques. La prise en compte nécessaire du fond non résonnant sous le K^* est introduite à ce niveau. Le chapitre 7 est consacré à la mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^- \to D^0\ K^{*-})$. Le dernier chapitre présente les contraintes sur γ apportées par les résultats de cette thèse, et les comparent aux autres résultats expérimentaux.

L'analyse a été faite *en aveugle*. C'est à dire que la région de signal dans l'espace des mesures a été occultée tant qu'a duré la validation de l'analyse.

Première partie

Éléments de théorie

Chapitre 1

Violation de la symétrie CP dans le système des mésons B

La violation de CP a été mise en évidence expérimentalement en 1964 dans les désintégrations des mésons K neutres par interaction faible [1]. Trois ans après cette découverte, Sakharov a montré que la domination de la matière sur l'antimatière nécessite l'introduction de processus de désintégration qui violent la symétrie *CP* [2].

Le modèle standard de la physique des particules possède des mécanismes qui autorisent la violation de *CP* [3], mais qui ne suffisent pas à expliquer l'asymétrie matière-antimatière [4] : la prévision venant du modèle standard (qui dépend des masses des quarks et des constantes de couplage) est 10^9 trop faible. La violation de la symétrie *CP* (en particulier dans les désintégrations de mésons B) est l'un des domaines les plus favorables à la manifestation de phénomènes physiques au delà du modèle standard.

Les expériences de physique des particules n'ont pour l'instant pas permis d'observer d'incompatibilité avec le modèle standard. Les paramètres du modèle standard sont contraints par un certain nombre d'observations physiques. En particulier, le fait que le neutron ne possède pas de moment dipolaire électrique impose à l'interaction forte de ne pas violer CP. Cela constitue le problème de la violation de *CP* pour l'interaction forte [5, 6].

Ce chapitre décrit le mécanisme de violation de *CP* dans les désintégrations par interaction faible dans le cadre du modèle standard, ainsi que les contraintes expérimentales actuelles sur ces paramètres.

1.1 La violation de CP dans le secteur faible du modèle standard

Le modèle standard est basé le groupe suivant, produit de trois symétries de jauge [7] :

$$SU(3)_{couleur} \otimes\ SU(2)_L \otimes\ U(1)_Y,$$

La symétrie $SU(3)_{couleur}$ engendre l'interaction forte, dont la couleur est la "charge" quantique qui traduit le couplage.

Les symétries $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ se rapportent à l'interaction électrofaible. Le modèle standard prédit que ces deux symétries sont partiellement brisées, ne laissant comme symétrie exacte que la symétrie $U(1)_{em}$ de l'interaction électromagnétique. L'isospin faible $SU(2)_L$ n'agit que sur les états de chiralité gauche.

Le théorème de Noether associe des variables conservées (des charges) aux symétries de jauge des interactions forte et électromagnétique. L'interaction faible n'a pas de nombre quantique associé car cette symétrie est brisée.

1.1.1 Les constituants élémentaires

Le modèle standard est basé sur un nombre restreint de particules : les fermions qui sont les constituants élémentaires de la matière, les bosons qui sont les vecteurs des interactions et la boson de Higgs qui permet d'expliquer les masses des particules et la violation de CP.

1.1.1.1 Les bosons de jauge

Les bosons de jauge sont les messagers des interactions. L'interaction forte engendrée par la symétrie $SU(3)_{couleur}$ possède huit bosons médiateurs non-massifs (les gluons).

L'interaction électrofaible possède trois médiateurs massifs $W^{\pm}$ et le Z^0 et un messager de masse nulle, le photon. La brisure de symétrie électrofaible fait acquérir une masse aux trois premiers bosons. Le photon est le médiateur de la symétrie restante $U(1)_{em}$ et ne possède pas de masse. Dans les années 60, Glashow, Salam et Weinberg ont développé la théorie électrofaible du modèle standard prévoyant l'existence des bosons $W^{\pm}$ et Z^0. La découverte de ces particules en 1982 a imposé le modèle standard dans la physique des particules comme le modèle de référence.

1.1.1.2 Les fermions

On sépare les fermions en deux catégories : les quarks, sensibles à l'interaction forte et confinés, et les leptons. Seules les particules gauches sont sensibles à l'interaction faible. La parité n'est pas une symétrie de l'interaction faible.

– les leptons

$$\begin{pmatrix} \nu_L^i \\ l_L^i \end{pmatrix}, l_R^i \quad \text{avec} \quad l = \{e, \mu, \tau\} \tag{1.1}$$

– les quarks

$$\begin{pmatrix} U_L^i \\ D_L^i \end{pmatrix}, U_R^i, D_R^i \quad \text{avec} \quad U = \{u, c, t\} \quad \text{et} \quad D = \{d, s, b\} \tag{1.2}$$

L'indice i décrit les trois familles de particules qui ont été mises en évidence expérimentalement. Les composantes gauches et droites des particules élémentaires sont respectivement des doublets et singlets de l'isospin faible.

Les neutrinos droits n'ont jamais été détectés et l'on a longtemps supposé que les masses des neutrinos étaient nulles (pas de couplage possible avec le Higgs comme les autres fermions). Cependant, le déficit des neutrinos solaires expérimentalement constaté a conduit les physiciens à changer leur point de vue : les neutrinos des différentes familles peuvent osciller à des fréquences proportionnelles à leurs différences de masse carrée. Les observations des expériences Super-Kamiokande, SNO et KamLAND confirment ces oscillations de neutrinos [8].

La non-observation des neutrinos droits s'explique alors par leurs faibles masses dont on ne connait que des valeurs limites supérieures (voir tableau 1.1). Si les neutrinos sont massifs, on peut traiter le secteur leptonique de façon similaire au secteur des quarks : une matrice nommée PMNS (équivalente de CKM pour les quarks) pourrait décrire les mélanges des différentes saveurs leptoniques pouvant violer la symétrie CP.

Dans la suite, nous n'aborderons que le secteur des quarks.

1.1.1.3 Le boson de Higgs

On complète le modèle standard par une dernière particule : le boson de Higgs, scalaire de Lorentz et doublet d'isospin faible, noté $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ et qui possède 4 degrés de liberté. Le

masses des neutrinos
$m_{\nu_e} \leq 3\,\mathrm{eV}$ à 90 %
$m_{\nu_\mu} \leq 0,19\,\mathrm{MeV}$ à 90 %
$m_{\nu_\tau} \leq 18,2\,\mathrm{MeV}$ à 95 %

TAB. 1.1 – Contraintes expérimentales actuelles [9] sur les masses des neutrinos. Les pourcentages donnent les niveaux de confiance statistique.

mécanisme de Higgs (brisure de symétrie spontanée de son potentiel) permet aux bosons $W^\pm$ et Z^0 et aux quarks d'acquérir des masses en absorbant trois degrés de liberté du Higgs. Le degré de liberté restant correspond à la particule de Higgs non encore détectée.

1.1.2 La matrice CKM

Le Lagrangien de l'interaction électrofaible comporte plusieurs contributions :
- une partie cinétique,
- le potentiel du champ de Higgs,
- un terme de couplage entre les fermions et le boson Higgs par un potentiel de Yukawa ($\mathcal{L}_{Yukawa}$),
- un terme d'interaction entre des fermions et les bosons $W^\pm$, Z^0 et γ ($\mathcal{L}_{cc}$).

1.1.2.1 Origine des masses des quarks

On ne peut pas construire directement de terme de masse invariant sous $SU(2)_L \otimes\ U(1)_Y$ pour les fermions. Sans la brisure de symétrie du modèle standard, les quarks (et leptons) n'ont pas de masse et les quarks hauts u (resp. bas d) sont tous les trois indiscernables. Les masses des quarks vont venir d'un terme de couplage entre les fermions et le boson Higgs par un potentiel de Yukawa. Ce terme s'écrit dans la base des états propres de l'interaction faible comme [1] :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = (G_U)_{ij}\ (\overline{U'}^i_L, \overline{D'}^i_L) \begin{pmatrix} \phi^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix} U'^j_R + (G_D)_{ij}\ (\overline{U'}^i_L, \overline{D'}^i_L) \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} D'^j_R + c.h., \tag{1.3}$$

où G_U et G_D sont des matrices complexes 3×3 dans l'espace des familles.

La brisure de symétrie dans le potentiel du champ de Higgs implique que sa valeur moyenne dans le vide devienne non-nulle :

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \tag{1.4}$$

On choisit par convention que la composante neutre du champ de Higgs a comme valeur moyenne v. On développe l'équation 1.3 autour de la valeur moyenne du Higgs dans le vide $\langle \phi \rangle$:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \frac{v}{\sqrt{2}} \overline{U'}_L\ G_U\ U'_R + \frac{v}{\sqrt{2}} \overline{D'}_L\ G_D\ D'_R + c.h. \tag{1.5}$$

Les indices de familles ne sont pas explicités.

On voit apparaître des termes croisés entre les différentes familles de quarks dans la base des états propres de l'interaction faible.

[1] $c.h.$ désigne le conjugué hermitique

On cherche maintenant à exprimer le Lagrangien en fonction des états physiques correspondant aux états propres de masse, en diagonalisant les matrices G_U et G_D : il existe deux matrices V_L^U et V_R^U unitaires telles que $G_U^{diag} = V_L^{U\dagger}\, G_U\, V_R^U$ soit diagonale (de même pour G_D) selon l'algèbre. Les états propres de masse peuvent alors être exprimés en fonction des états propres de l'interaction faible comme :

$$U_L = V_L^{U\dagger}\, U'_L, D_L = V_L^{D\dagger}\, D'_L, U_R = V_R^{U\dagger}\, U'_R, D_R = V_R^{D\dagger}\, D'_R \tag{1.6}$$

Finalement, le Lagrangien de Yukawa s'écrit comme une somme de termes de masse.

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \frac{v}{\sqrt{2}}\overline{U}_L(G_U^{diag})U_R + \frac{v}{\sqrt{2}}\overline{D}_L(G_D^{diag})D_R + c.h. \tag{1.7}$$

1.1.2.2 Écriture des courants chargés avec les états propres de masse

Si l'on considère maintenant le terme du Lagrangien relatif aux courants chargés qui représente les interactions des quarks et des bosons $W^{\pm}$:

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g}{\sqrt{2}}\Big[\overline{U'}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}D'\Big]W_\mu^+ + c.h. \tag{1.8}$$

Il est exprimé dans la base propre de l'interaction faible. Dans la base propre de masse, il s'écrit :

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g}{\sqrt{2}}\Big[\overline{U}\, V_L^U\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}V_L^{D\dagger}\, D\Big]W_\mu^+ + c.h. \tag{1.9}$$

$$= \frac{g}{\sqrt{2}}\Big[\overline{U}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}V_{CKM}\, D\Big]W_\mu^+ + c.h. \tag{1.10}$$

où $V_{CKM} \equiv V_L^U V_L^{D\dagger}$.

La matrice V_{CKM} est unitaire (elle est définie par le produit de matrices unitaires). Cette matrice a été introduite par Kobayashi et Maskawa [3] pour trois familles de quarks. Elle est l'extension du modèle de Cabibbo [10] de deux à trois générations de quarks.

L'émission d'un W par un quark (interaction faible dit à courant chargé) est proportionnelle à un élément de la matrice V_{CKM}.

1.1.2.3 Origine de la violation de CP

Réécrivons l'équation 1.10 en explicitant le terme conjugué hermitique :

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g}{\sqrt{2}}\Big[\overline{U}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}V_{CKM}\, D\Big]W_\mu^+ + \frac{g}{\sqrt{2}}\Big[\overline{D}\, V_{CKM}^\dagger\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}U\Big]W_\mu^- \tag{1.11}$$

On peut montrer que le conjugué CP de $\mathcal{L}_{cc}$ est :

$$(CP)\mathcal{L}_{cc}(CP) = \frac{g}{\sqrt{2}}\Big[\overline{D}\, V_{CKM}^{*\dagger}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}U\Big]W_\mu^- + \frac{g}{\sqrt{2}}\Big[\overline{U}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}V_{CKM}^*\, D\Big]W_\mu^+ \tag{1.12}$$

La différence entre les équations 1.11 et 1.12 est que la première dépend de la matrice V_{CKM} et la deuxième de son conjugué : l'interaction faible viole la symétrie CP si V_{CKM} contient des éléments complexes.

1.1.2.4 Paramètres libres de la matrice CKM

On écrit symboliquement la matrice CKM pour 3 générations de quarks comme une matrice 3×3 complexe :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

Chaque élément a pour indices un quark up et un quark down et caractérise leur couplage par un boson $W^{\pm}$.

La matrice CKM est caracterisée par 9 nombres complexes, soit 18 paramètres. Son unitarité contraint ses paramètres réels par 6 relations et ses phases complexes par 3 relations. Ce qui laisse 9 paramètres indépendants : 3 angles de rotation réels et 6 phases complexes. De plus, l'invariance par changement de phase des 6 types de quarks permet d'absorber 5 phases. La matrice ne dépend finalement que de quatre paramètres physiques indépendant : 1 phase complexe et 3 angles de rotation réels. C'est cette phase complexe qui permet à l'interaction faible de violer la symétrie CP.

Le raisonnement du paragraphe précédent peut être généralisé à un nombre quelconque de générations de particules (l'unitarité de la matrice CKM et l'invariance par changement de phase des quarks ne dépendent pas du nombre de familles de particules) :

- Pour **deux familles** de particules, il n'y a pas de violation de CP.
- Comme on l'a vu pour **trois familles** de particules, il reste un paramètre pour décrire la violation de CP.
- Pour **plus de trois familles** de particules, le nombre de paramètres violant CP est supérieur à 3 et augmente très rapidement avec le nombre de familles.

Si toutes les observations de violation de CP sont décrites par une seule phase, ce sera une preuve expérimentale supplémentaire en faveur du modèle standard à trois générations et un doublet de Higgs.

1.1.2.5 Paramétrisations de la matrice CKM

La matrice CKM dans le modèle standard est décrite par trois paramètres réels et une phase complexe. On écrit cette matrice dans la paramétrisation standard [9] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \tag{1.14}$$

avec $c_{ij} \equiv \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} \equiv \sin\theta_{ij}$.

L'observation de la violation de CP impose les contraintes suivantes : δ_{13} est différent de 0 et π, les angles de rotation θ_{ij} sont différents de 0 et $\pi/2$

En se basant sur l'expérience, $s_{12} \gg s_{23} \gg s_{13}$, Wolfenstein a proposé une approximation de la paramétrisation standard. En posant, $s_{12} \equiv \lambda(= 0,22)$ le sinus de l'angle de Cabibbo, $s_{23} \equiv A\lambda^2$ et $s_{13}e^{-i\delta_{13}} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta)$, on développe la matrice en puissance de λ [11] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4), \tag{1.15}$$

avec A, ρ et η de l'ordre de 1.

Dans cette paramétrisation, c'est η qui gouverne la violation de CP. L'écriture au quatrième ordre de la matrice est justifiée par le fait que c'est la limite de sensibilité des usines à B. À cet ordre, seuls les éléments V_{ub} et V_{tb} dépendent de η, le terme de violation de CP. La violation directe de CP des mésons K n'apparaît pas dans la matrice car elle ne se produit qu'à l'ordre λ^5.

1.1.3 Triangle d'unitarité

Parmi les neuf relations d'unitarité, six relations d'orthogonalité ont un intérêt pour la violation de CP.

$$
\begin{array}{lll}
V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 & & \text{(ds)} \\
V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 & & \text{(bs)} \\
V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 & & \textbf{(db)} \\
V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0 & & \text{(uc)} \\
V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* = 0 & & \text{(ct)} \\
V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0 & & \text{(ut)}
\end{array}
$$

Chacune de ces relations peut être représentée geométriquement par un triangle dans le plan complexe. Trois de ces triangles sont représentés sur la figure 1.1. Ces six triangles ont la même surface non-nulle s'il y a violation de CP [12, 13].

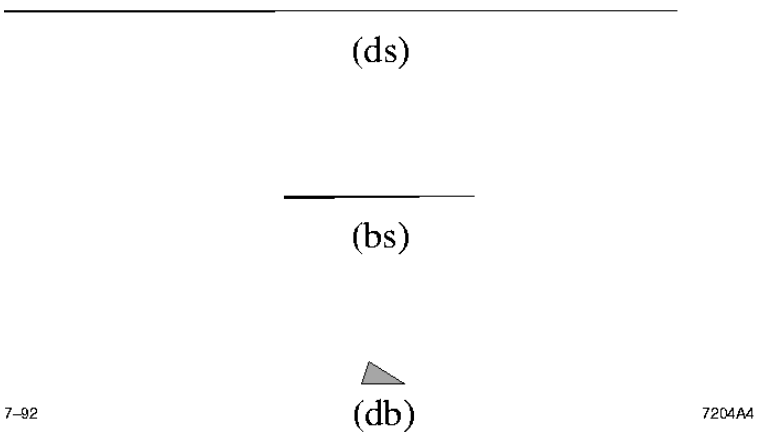

FIG. 1.1 – Les trois triangles associés aux relations (ds) (bs) (db) sont représentés à la même échelle. Ils correspondent respectivement au système des kaons, aux mésons B_s et aux mésons B.

L'observation de processus violant CP est facilitée si les côtés d'un triangle sont de longueurs comparables. Ainsi, seuls les triangles associés aux relations entre première et troisième familles de quarks ont tous leurs côtés de longueurs comparables ($\mathcal{O}(\lambda^3)$ dans la paramétrisation de Wolfenstein).

Ceci permet de prévoir que les systèmes de mésons B sont favorables à l'observation de phénomènes violant CP (illustré par la figure 1.1(db)). En revanche, le triangle 1.1(ds) associé à la relation (ds) illustre la faiblesse de la violation de CP directe par le système de mésons K^0 $\overline{K}^0$. De la même facon, le mélange des mésons D^0 $\overline{D}^0$ n'a jamais été observé [14], ce qui est en conformité avec l'allure du triangle correspondant à la relation (uc). La relation (bs) est relative au système de mésons B_s neutres qui seront étudiés à LHCb et peut-être avant au Tevatron.

La relation (db) peut être contrainte par un nombre important d'observables. Elle fait partie d'un vaste programme de physique des particules et a motivé la construction des usines à B.

On représente souvent dans le plan complexe le triangle associé à la relation (db) divisée par $V_{cd}V_{cb}^*$ comme le triangle d'unitarité (voir figure 1.2). La relation d'unitarité est valable à l'ordre 4 en λ dans la paramétrisation de Wolfenstein. On peut facilement l'étendre à l'ordre 6 en substituant ρ par $\overline{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ et η par $\overline{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$. Les coordonnées du sommet du triangle sont alors $\overline{\rho}$ et $\overline{\eta}$ à l'ordre 6 en λ [15].

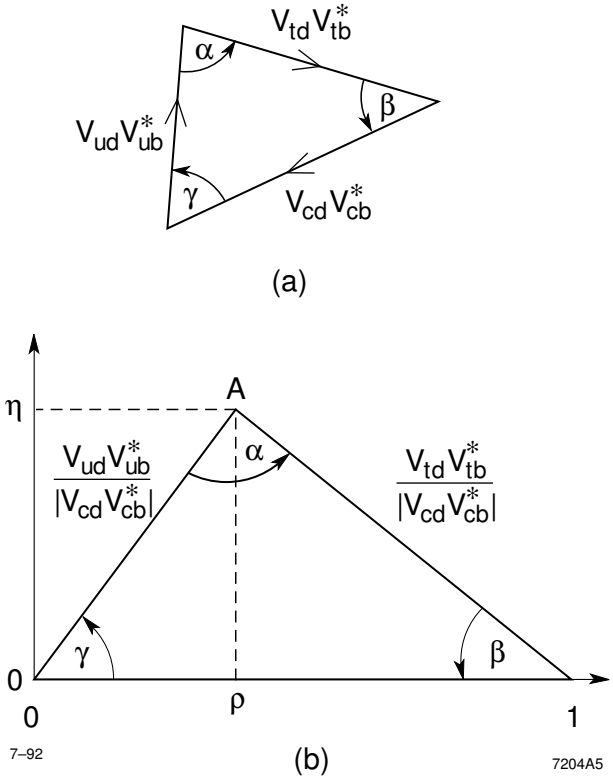

FIG. 1.2 – La relation (db) est directement représentable geométriquement par le triangle (a). On représente généralement la relation (db) divisée par $V_{cd}V_{cb}^*$ comme étant le triangle d'unitarité. Ce qui permet de l'exprimer à l'ordre 4 de λ en fonction des coordonnées (ρ, η).

Les angles du triangle d'unitarité sont définis par :

$$\alpha \equiv \arg\Big[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\Big], \beta \equiv \arg\Big[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\Big], \gamma \equiv \arg\Big[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\Big]. \tag{1.16}$$

Dans la paramétrisation de Wolfenstein, les angles β et γ sont directement les phases des éléments V_{td} et V_{ub}. Les côtés du triangle sont :

$$R_u \equiv \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1 - \lambda^2/2}{\lambda}\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|, \tag{1.17}$$

$$R_t \equiv \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1}{\lambda}\left|\frac{V_{td}}{V_{cb}}\right|. \tag{1.18}$$

L'étude des mésons B permet d'apporter des contraintes sur les côtés et angles du "triangle". Ce triangle n'a de sens que dans le cadre du modèle standard. Une manifestation de physique au

delà du modèle standard se traduirait par le fait que la relation (db) ne sera pas égale à 0 et que le triangle n'en est pas réellement un.

La physique des mésons $B_{u,d}$ permet de surcontraindre les éléments de la relation (db) et teste directement le modèle standard à travers l'unitarité de la matrice CKM.

1.2 Différentes formes de la violation de CP

L'amplitude de désintégration d'un méson B, d'hamiltonien $\mathcal{H}$, dans un état final f s'écrit :

$$A = \langle f|\mathcal{H}|B\rangle, \tag{1.19}$$
$$\bar{A} = \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}\rangle, \tag{1.20}$$

où $\bar{A}$ est le processus de désintégration conjugué de CP.

Un processus de désintégration peut être du à plusieurs contributions. L'amplitude totale d'un processus noté A (et de son conjugué de CP $\bar{A}$) s'écrit alors comme la somme des amplitudes des différentes contributions :

$$A = \sum_j |A_j| e^{i\delta_j} e^{i\phi_j} \tag{1.21}$$
$$\bar{A} = \sum_j |A_j| e^{i\delta_j} e^{-i\phi_j} \tag{1.22}$$

Chaque amplitude comprend deux types de phase : les phases faibles ϕ_j qui changent de signe par application de CP et les phases fortes δ_j invariantes par application de CP. Dans le modèle standard, les phases faibles sont issues de la matrice CKM. Les phases fortes viennent de l'habillage des quarks.

La violation de CP peut se manifester de trois façons comme illustré sur la figure 1.3 :
- dans les désintégrations, c'est la seule possible pour les particules chargées,
- dans le mélange, c'est celle qui domine le système K^0 $\overline{K}^0$,
- dans les interférences, particulièrement intéressante le système B^0 $\overline{B}^0$.

1.2.1 Violation de CP dans les désintégrations

Une violation directe de CP peut se produire si au moins deux diagrammes contribuent à une désintégration (figure 1.4). En partant des formules 1.21 et 1.22, on peut écrire :

$$|\bar{A}|^2 - |A|^2 = 2 \sum_{j,k\neq j} A_j A_k \sin(\phi_j - \phi_k) \sin(\delta_j - \delta_k) \tag{1.23}$$

Il y a violation de CP directe si au moins deux diagrammes ont leurs phases faibles et leurs phases fortes qui diffèrent. Les rapports d'embranchement sont alors différents pour un processus et son conjugué de CP :

$$\Gamma(B \to f) \neq \Gamma(\bar{B} \to \bar{f}) \tag{1.24}$$

La violation directe de CP est la seule manifestation possible de violation de CP pour des particules chargées. C'est ce type de violation de CP que nous cherchons à mettre en évidence dans cette thèse. Elle a eté mise en évidence pour la première fois dans les désintégrations de mésons B à l'été 2004 par *BABAR* dans le canal $B^0 \to K^-\pi^+$ [**?**, 16].

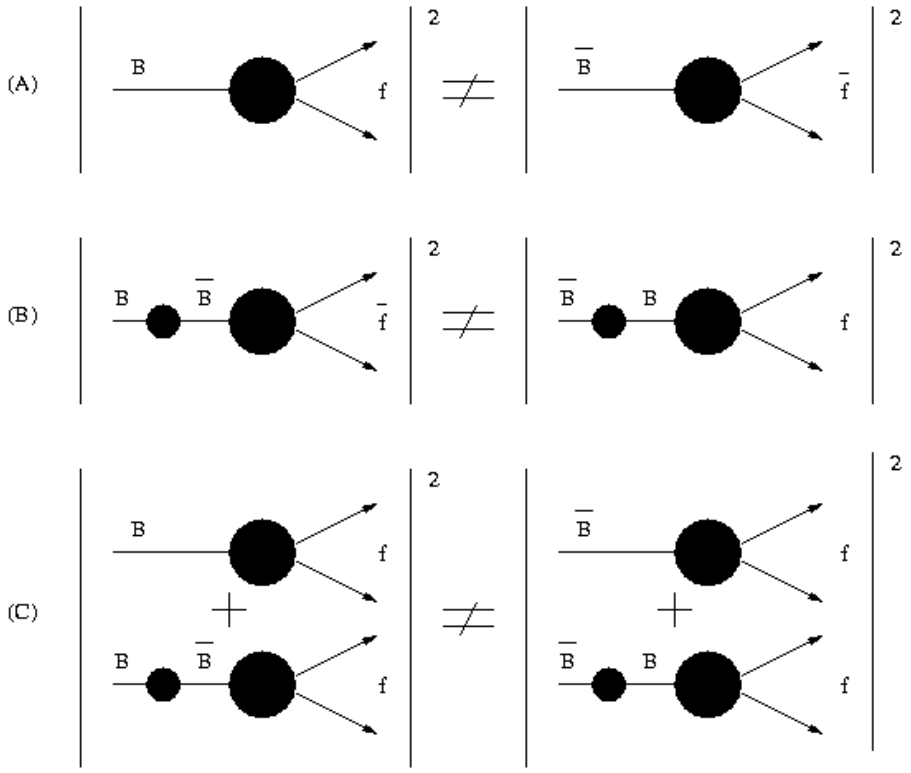

FIG. 1.3 – Schéma représentant les trois types de violation de *CP* : (A) dans les désintégration (ou directe), (B) dans le mélange (ou indirecte), (C) dans les interférences.

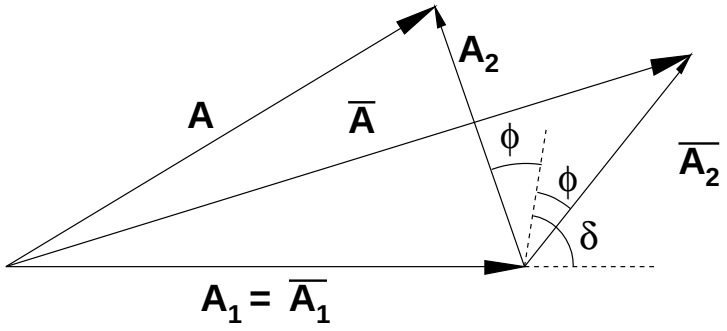

FIG. 1.4 – Illustration de la violation de *CP* directe pour une amplitude A à deux contributions $|A_1|$ et $|A_2|e^{i(\delta+\phi)}$. L'amplitude A et son amplitude conjuguée $\bar{A}$ sont différentes. On a choisi de fixer la phase de l'amplitude A_1à 0 pour faire ce schéma.

1.2.2 Violation de CP dans le mélange

En 1964, la violation de *CP* dans le système de mésons K^0 $\overline{K}^0$ a été observée pour la première fois [18]. On note les états propres de masse K_S^0 et K_L^0 et les états propres de saveur comme K^0 et $\overline{K}^0$:

$$|K_S^0\rangle = p_K|K^0\rangle + q_K|\overline{K}^0\rangle \quad (1.25)$$
$$|K_L^0\rangle = p_K|K^0\rangle - q_K|\overline{K}^0\rangle \quad (1.26)$$

La violation indirecte de CP vient du fait que les états propres de masse K_S^0 et K_L^0 ne sont pas les états propres de la symétrie CP. Cela se traduit par une relation simple entre p_K et q_K :

$$\frac{p_K}{q_K} = \frac{1+\varepsilon_K}{1-\varepsilon_K} \neq 1, \quad (1.27)$$

où ε_K est le paramètre de violation de CP indirecte pour les kaons neutres.

Les probabilités des transitions (dites oscillations) $K^0 \to \overline{K}^0$ et $\overline{K}^0 \to K^0$ sont différentes.

1.2.3 Violation de CP dans les interférences mélange-désintégration

Pour les mésons B neutres, on peut écrire les états propres de masse B_L et B_H et les états propres de saveur comme B^0 et $\overline{B}^0$:

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\overline{B}^0\rangle, \quad (1.28)$$
$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\overline{B}^0\rangle, \quad (1.29)$$

où les mésons B_L (*Light*) et B_H (*Heavy*) ont une différence de masse que l'on note Δm_d

Le rapport $\left|\frac{q}{p}\right|$ est égal à 1 pour les mésons B neutres [23]. La différence des largeurs de B neutres $\Delta\Gamma$ est très petite comparée à celle des mésons K. Ceci se traduit par le fait que les mésons B neutres oscillent symétriquement et ne violent pratiquement pas la symétrie CP de manière indirecte. La probabilité de transition de $\overline{B}^0 \to B^0$ est égale à celle de $B^0 \to \overline{B}^0$.

Les diagrammes en arbre de la figure 1.5 décrivent les oscillations dans le modèle standard.

On considère le cas où B^0 et $\overline{B}^0$ se désintègrent dans le même état final pour que les deux états puissent interférer. Si ce n'est pas le cas, on peut avoir une violation directe de CP décrite dans la partie 1.2.1. On se restreint en particulier aux états propres de CP et l'on note f_{CP+} ceux de valeurs propres +1 et f_{CP-} ceux de valeurs propres -1. On note $B^0(t)$ (resp. $B^0(t)$), un méson B neutre qui a été étiqueté B^0 (resp. $\overline{B}^0$) au temps $t = 0$. Les états B^0 et $\overline{B}^0$ oscillent dans le temps à une fréquence Δm_d et on définit leur asymétrie dépendante du temps :

$$A_{CP\pm}(t) \equiv \frac{\Gamma(\overline{B}^0(t) \to f_{CP\pm}) - \Gamma(B^0(t) \to f_{CP\pm})}{\Gamma(\overline{B}^0(t) \to f_{CP\pm}) + \Gamma(B^0(t) \to f_{CP\pm})} \quad (1.30)$$
$$= S\sin(\Delta m_d t) - C\cos(\Delta m_d t). \quad (1.31)$$

où les coefficients S et C sont :

$$C = \frac{1-|\lambda_{CP\pm}|^2}{1+|\lambda_{CP\pm}|^2} = \frac{|A|^2-|\bar{A}|^2}{|A|^2+|\bar{A}|^2}, \quad (1.32)$$
$$S = \frac{2\Im(\lambda_{CP\pm})}{1+|\lambda_{CP\pm}|^2} \quad \text{avec} \quad \lambda_{CP\pm} = \pm\frac{q}{p}\frac{\bar{A}}{A}. \quad (1.33)$$

Le coefficient $\lambda_{CP\pm}$ est le paramètre caractérisant la violation de CP dans les interférences entre mélange ($\frac{q}{p}$) et désintégration ($\frac{\bar{A}}{A}$).

Le coefficient C est relié à une violation de CP directe et S à celle due à l'interférence mélange/désintégration.

La mesure de $\sin 2\beta$ se fait par l'observation de ce type de violation de CP et est décrite dans la partie 1.3.1.

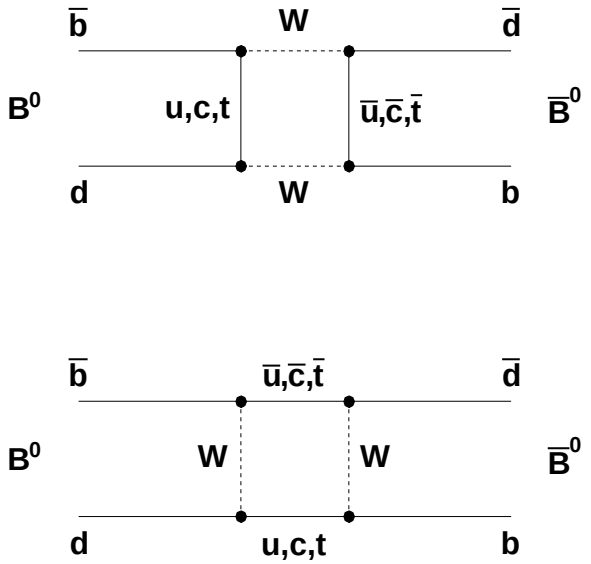

FIG. 1.5 – Diagrammes de Feynman dominants pour le mélange B^0 $\overline{B}^0$ dans le modèle standard. Les amplitudes de mélange sont proportionnelles la masse des particules échangées au carré. Pour cette raison, les contributions des quarks u et c sont négligeables à côté de celle du quark top.

1.3 Contraintes expérimentales sur la matrice CKM

Dressons une liste des contraintes expérimentales sur les éléments de la matrice CKM [19] :

- $|V_{ud}|(= 0,9740 \pm 0,001)$ vient des désintégrations β de noyaux, neutrons et pions.
- $|V_{us}|(= 0,2228 \pm 0,0043)$ vient des désintégrations semi-leptoniques de kaons et hypérons.
- $|V_{cd}|$ et $|V_{cs}|(= 1,04 \pm 0,16)$ sont estimés à partir de la diffusion inélastique de neutrinos sur des nucléons. L'expérience CLEO-c [20] qui prend des données depuis fin 2003 doit permettre de mesurer plus précisément ces paramètres dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons D.
- Δm_s (différence de masse entre les mésons B_s neutres) est contraint par les oscillations de mésons B_s. Les expériences du LEP [21] et CDF [22] apportent les meilleures contraintes.
- $|\varepsilon_K|(= (2,282 \pm 0,017) \times 10^{-3})$ et $|\varepsilon'_K|$ viennent de l'étude des violations indirecte (voir section 1.2.2) et directe de CP pour les mésons K neutres.

En plus de ces contraintes, les usines à B permettent de contraindre les paramètres les moins bien connus de la matrice CKM. Les contributions majeures de *BABAR* et BELLE sont des mesures de précision sur Δm_d et $\sin 2\beta$. De plus, la prise de données à haute statistique devrait permettre de contraindre les paramètres $|V_{ub}|$, $|V_{cb}|$, $\sin 2\alpha$ et γ. Au debut de cette thèse, aucune mesure directe de γ n'avait été faite.

- $|V_{cb}|(\simeq 0,041)$ vient des désintégrations semi-leptoniques exclusives $B \to D^{(*)} l \bar{\nu}_l$ et inclusives de $b \to c$.
- $|V_{ub}|(= (3,90 \pm 0,68) \times 10^{-3})$ peut être extrait par des désintégrations inclusives $B \to X_u l \bar{\nu}_l$ ou exclusives du type $B \to \{\pi, \rho, \omega, \eta\} l \nu_l$
- $|V_{ub}/V_{cb}|$ vient du point de plus haute énergie dans les désintégrations semi-leptoniques de B.

- $\Delta m_d (= (0,502 \pm 0,006) ps^{-1})$ vient de l'oscillation des mésons B^0 $\overline{B}^0$.
- $\sin 2\beta$ vient des désintégrations b $\rightarrow$ ccs. Cette mesure est décrite dans la section 1.3.1.
- $\sin 2\alpha$ est principalement contraint par les désintégrations $B \rightarrow \rho\rho$
- γ, l'objectif des mesures entreprises dans cette thèse, peut être contraint par différentes méthodes qui seront explicitées au chapitre suivant.

1.3.1 Mesure de $\sin 2\beta$

La mesure de violation de CP dans les interférences est favorisée pour $|\lambda_{CP\pm}| = 1$ (C = 0). Les désintégrations du type $b \rightarrow c\bar{c}s$, où le quark s se combine au quark $\bar{d}$ restant, vérifie cette condition. L'amplitude dominante de ces désintégrations est représentée sur la figure 1.6 Le paramètre de la violation $\lambda_{CP\pm}$ (Eq. 1.33) de CP d'interférence mélange/désintégration contient trois facteurs :

- le rapport des amplitudes de désintégration $\frac{\bar{A}}{A} = \arg(V_{cb}^* V_{cs})$ (voir Fig. 1.6) ;
- un terme de mélange pour les B neutres venant des diagrammes en boîte de la figure 1.5 ;
- un terme de mélange pour les K neutres qui oscillent dans l'état final (leur violation de CP étant négligeable).

D'où $\lambda_{CP\pm}$:

$$\lambda_{CP\pm} = \pm\left(\frac{q}{p}\right)\left(\frac{\bar{A}}{A}\right)\left(\frac{q_K}{p_K}\right) \tag{1.34}$$

$$= \pm\left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}}\right)\left(\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}}\right)\left(\frac{V_{cs}V_{cd}^*}{V_{cs}^*V_{cd}}\right) \tag{1.35}$$

$$= \pm e^{-2i\beta}. \tag{1.36}$$

L'angle β, défini dans l'équation 1.16, apparait dans l'expression de $\lambda_{CP\pm}$. En reportant dans la formule 1.31, on obtient :

$$A_{CP\pm}(t) = \mp \sin(2\beta)\sin(\Delta m_d t). \tag{1.37}$$

La moyenne mondiale de cette mesure vient des expériences *BABAR* et Belle [24–26] :

$$\sin 2\beta = 0,725 \pm 0,037 \tag{1.38}$$

La mesure de $\sin 2\beta$ correspond à la découverte de la violation de CP dans les désintégrations des mésons B.

1.3.2 Contraintes globales dans le plan ρ-η

La connaissance actuelle de la matrice CKM de la matrice CKM est [9] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,9739 \text{ à } 0,9751 & 0,221 \text{ à } 0,227 & 0,0029 \text{ à } 0,0045 \\ 0,221 \text{ à } 0,227 & 0,9730 \text{ à } 0,9744 & 0,039 \text{ à } 0,044 \\ 0,0048 \text{ à } 0,014 & 0,037 \text{ à } 0,043 & 0,99990 \text{ à } 0,9992 \end{pmatrix}$$

avec 90 % de niveau de confiance et en utilisant les relations d'unitarité.

Le groupe CKM Fitter [19] a ajusté différentes données experimentales dans le plan ρ-η. Le résultat préliminaire élaboré pour les conférences de l'hiver 2005 est présenté sur la figure 8.6. Il tient compte des contraintes listées sur le graphe. La position du sommet du triangle d'unitarité est compatible avec les données expérimentales dans la zone entourée en rouge qui constitue la région permise pour le modèle standard.

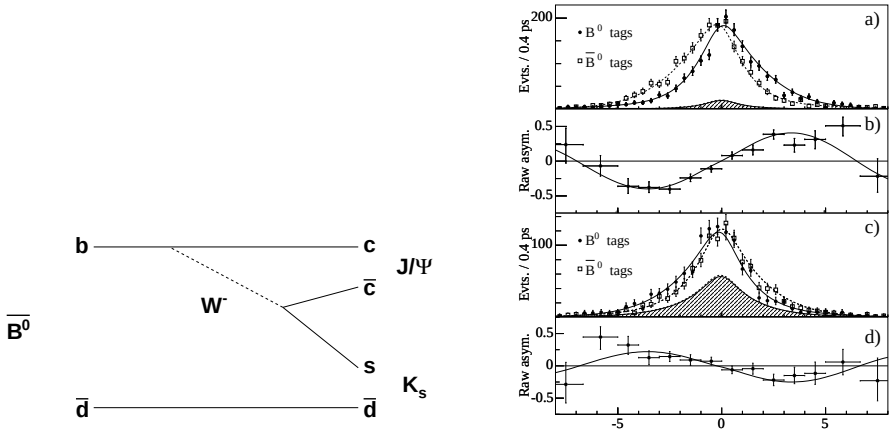

FIG. 1.6 – À gauche, le diagramme en arbre dominant pour le mode en or $B^0 \to J/\psi\, K^0_S$. À droite, les distributions en temps et les asymétries dépendantes du temps des B neutres (en haut, les états $CP+$ et en bas les $CP-$) [27].

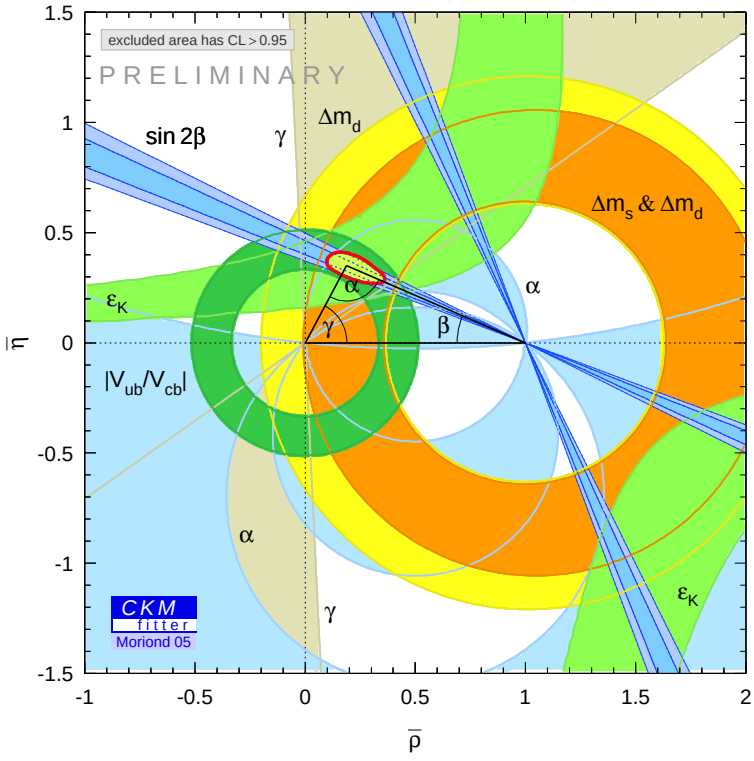

FIG. 1.7 – L'ajustement global de CKM Fitter dans le plan $\bar{\rho} - \bar{\eta}$

Chapitre 2

Contraindre l'angle γ du triangle d'unitarité

L'angle γ est actuellement l'angle du triangle d'unitarité le moins bien connu. Les principales méthodes de mesure de γ sont décrites dans ce chapitre. Les désintégrations $B_u^- \to D^{0(*)}K^{-(*)}$, $B_d \to D^{(*)\pm}\pi^{\mp}$ et $B_s \to D_s K_S^0$ (au LHC) sont dominées par des diagrammes de type $b \to c\bar{u}s$ et $b \to u\bar{c}s$, déphasés de γ. Ces désintégrations se font uniquement par interaction faible et sont peu sensibles à de la nouvelle physique.

Il existe aussi des façons de contraindre γ avec les désintégrations de B en deux corps sans charme ou en $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$, en utilisant la symétrie SU(3) de saveur. Ces désintégrations utilisent des diagrammes avec des boucles dans lesquelles peuvent circuler des particules inconnues. Ces diagrammes dits *pingouins* rendent ces méthodes de mesure de γ sensibles à de la nouvelle physique.

La comparaison des résultats de ces deux types de méthodes peut permettre de déceler de la physique au delà du modèle standard.

Après avoir décrit différentes méthodes de mesure de γ, nous nous concentrerons dans ce chapitre sur la méthode GLW que nous avons mise en oeuvre dans cette thèse dans les désintégrations $B^- \to D^0\, K^{*-}$.

2.1 Mesure de γ avec des processus en arbre

Nous commençons par les désintégrations ou n'interviennent que des diagrammes en arbre, peu sensibles à la nouvelle physique.

2.1.1 Étude de l'angle γ à partir des canaux $B^{\pm} \to D^{0(*)}K^{\pm(*)}$

Certaines désintégrations de B chargés donnent accès à une mesure de violation de *CP* directe, dont le principe est décrit dans la section 1.2.1.

Les diagrammes de Feynman qui dominent ces désintégrations se trouvent sur la figure 2.1. On néglige le mélange $D^0 - \overline{D}^0$ [14]. On ne considère généralement que les diagrammes de gauche qui dominent et on "absorbe" les contributions des diagrammes de droite dans ceux de gauche car ils ont la même phase CKM.

La différence de phase faible entre les deux diagrammes est :

$$\phi = \arg\Big[-\frac{V_{cs}V_{ub}^*}{V_{us}V_{cb}^*}\Big] \tag{2.1}$$

On peut réécrire ϕ en fonction de l'angle γ du triangle d'unitarité :

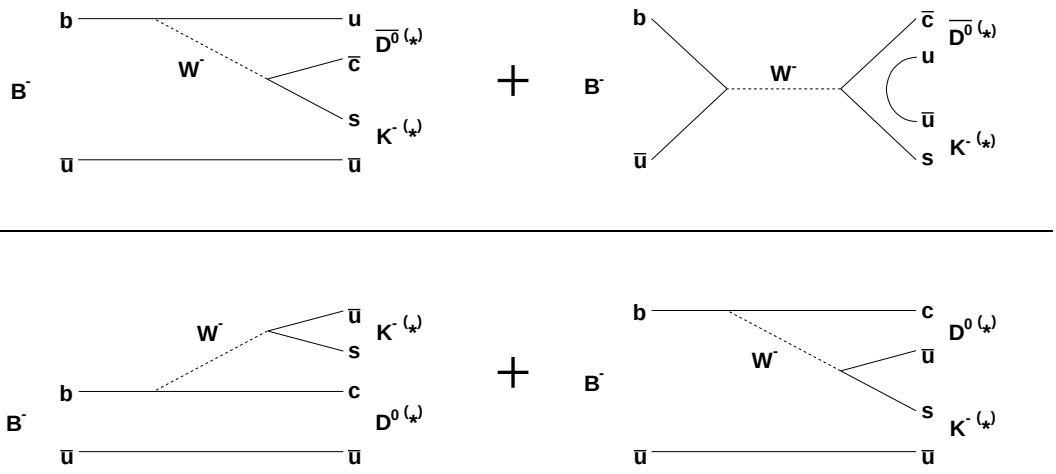

FIG. 2.1 – Diagrammes de Feynman pour les modes $B^- \to D^{0(*)}K^{-(*)}$ et $B^- \to \bar{D}^{0(*)}K^{-(*)}$. Les diagrammes de gauche sont les diagrammes dominant les interférences et sont ceux que l'on considère généralement. Les diagrammes de droite ont la même phase que ceux de gauche et changent légèrement le rapport r_B, défini par la formule 2.5.

$$\phi = \arg\Big[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\Big] + \arg\Big[\frac{V_{cs}V_{cd}}{V_{us}V_{ud}}\Big] = \gamma + \arg\Big[\frac{V_{cs}V_{ud}^*}{V_{us}V_{cd}^*}\Big] \tag{2.2}$$

Le deuxième terme de la phase est un des angles du triangle (ds) de la figure 1.1 et est négligeable.

La différence de phase faible entre les deux diagrammes est donc égale à l'angle γ du triangle d'unitarité.

$$\boldsymbol{\phi = \gamma} \tag{2.3}$$

Les deux diagrammes interfèrent si les mésons D^0 et $\overline{D}^0$ se désintègrent dans un même état final. Pour ces désintégrations, on est susceptible d'observer une violation directe de CP.

Dans la suite, on utilise les notations suivantes :

$$A(B^- \to D^0 K^{*-}) = a \tag{2.4}$$

$$A(B^- \to \overline{D}^0 K^{*-}) = a\, r_B\, e^{i\delta_D} e^{-i\gamma} \quad \text{avec} \quad r_B \equiv |\frac{A(B^- \to \overline{D}^0 K^{*-})}{A(B^- \to D^0 K^{*-})}| \tag{2.5}$$

L'amplitude totale de désintégration est indépendante du choix de phase et on prend comme nulle la phase du premier diagramme.

Les amplitudes conjuguées de CP s'écrivent :

$$A(B^+ \to \overline{D}^0 K^{*+}) = a \tag{2.6}$$

$$A(B^+ \to D^0 K^{*+}) = a\, r_B\, e^{i\delta_D}\, e^{+i\gamma} \tag{2.7}$$

2.1.2 Contraintes sur $2\beta + \gamma$ à partir de $B^0 \to D^{(*)\pm}\pi^{\mp}$

Cette méthode mesure une asymétrie dépendante du temps d'un système de méson B neutres [28]. Le mélange des B donne une dépendance en β dans l'asymétrie dépendante du temps (Sec. 1.3.1). Un terme de violation directe de CP vient de l'interférence des deux diagrammes de la figure 2.2.

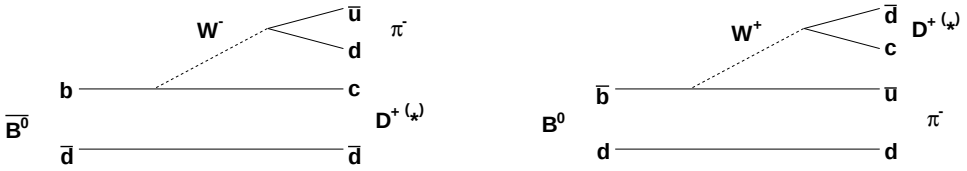

FIG. 2.2 – Diagrammes de Feynman dominants dans les désintégrations de B neutres $\bar{B^0} \to D^{+(*)}\pi^-$ et $B^0 \to D^{+(*)}\pi^-$ déphasés de γ. Les diagrammes *en boîte* à l'origine du mélange B^0 $\overline{B}^0$ sont représentés sur la figure 1.5. L'amplitude du second diagramme est doublement supprimée de Cabibbo par rapport à celle du premier.

Les B neutres se mélangent et la violation de CP est décrite par le paramètre λ_+ (ou λ_-) défini par la formule 1.33 pour les modes CP et dont la définition est étendue ici :

$$\lambda_{\pm} = \frac{q}{p}\frac{A(\overline{B}^0 \to D^{\mp}\pi^{\pm})}{A(B^0 \to D^{\mp}\pi^{\pm})} = r^{\pm 1}e^{-i(2\beta+\gamma\mp\delta)} \tag{2.8}$$

r est défini comme le rapport de l'amplitude doublement supprimée de Cabibbo sur celle qui est favorisée et est estimé de l'ordre 0,02. Les amplitudes des termes de sinus et de cosinus dans l'asymétrie dépendante du temps sont (la fréquence est Δm_d. Voir Sec. 1.3.1) :

$$S^{\pm} = \frac{2\Im(\lambda_{\pm})}{1+|\lambda_{\pm}|^2} = -2\,r_{D\pi}\,\sin(2\beta+\gamma\pm\delta) \tag{2.9}$$

$$C = \frac{1-r^2}{1+r^2} = 1 \tag{2.10}$$

où on néglige les termes d'ordre r^2.

La détermination de r n'est pas possible avec la statistique disponible actuellement. Il peut être déterminé en considérant la symétrie de saveur SU(3) à partir des désintégrations de B^0 en $D_s^+\ \pi^-$ [28] :

$$r = \sqrt{\frac{\mathcal{B}(B^0 \to D_s^+\pi^-)}{\mathcal{B}(B^0 \to D^-\pi^+)}}\,\frac{|V_{us}|}{|V_{ud}|}\,\frac{f_D}{f_{D_s}} = 0,02 \pm 0,004. \tag{2.11}$$

Ce point n'est toutefois pas communément considéré du fait des hypothèses faites. Il existe deux approches différentes pour contraindre γ : une méthode de reconstruction exclusive du B et une autre de reconstruction partielle (uniquement avec un D^*). La reconstruction exclusive consiste à reconstruire le D dans les modes de désintégration les mieux observés : $K^-\ \pi^+$, K_S^0 $\pi^+\ \pi^-$,...

La méthode partielle consiste à rechercher un pion mou (énergie < 200 MeV), issu du D^* et un pion dur venant du B. Les résultats expérimentaux de ces deux méthodes sont présentés dans le dernier chapitre.

2.1.3 Contraintes sur γ par les désintégrations $B_s \to D_s^{\pm} K^{\mp}$

Cette méthode ne peut pas être appliquée aux usines à B qui fonctionnent à l'énergie de l'$\Upsilon(4S)$, inférieure au seuil de production d'une paire $B_s\,\overline{B}_s$. Elle sera étudiée par les expériences du LHC, capables de produire suffisamment de B_s.

Cette approche est très similaire à celle de $B^0 \to D^{(*)\pm}\pi^{\mp}$. Mais contrairement à celle-ci, le rapport des deux amplitudes impliquées de la figure 2.3 peut être estimé de l'ordre de $R_u = 0,4$ Ce canal devrait permettre la mesure précise de γ pour les méthodes du type $b \to c\bar{u}s$ et $b \to u\bar{c}s$ après le démarrage du LHC.

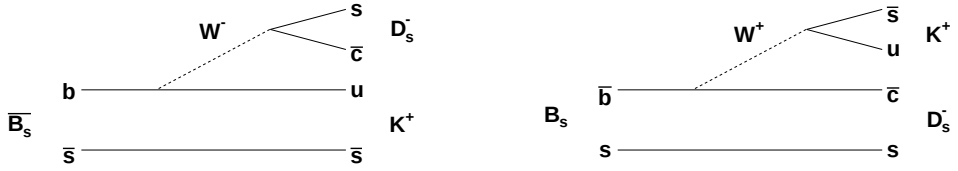

FIG. 2.3 – Diagrammes de Feynman dominants pour la mesure de γ pour les modes $\bar{B}_s \to D_s^- K^+$ et $B_s \to D_s^- K^+$.

2.1.4 Contraintes sur γ par les désintégrations $B^0 \to D^{(*)0} K^{(*)0}$

Ces méthodes sont basées sur l'interférence des amplitudes de la figure 2.4 [29].

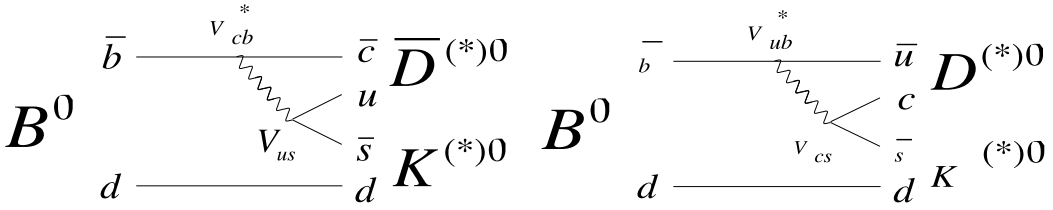

FIG. 2.4 – Diagrammes de Feynman dominants pour la mesure de γ pour les modes $B^0 \to \bar{D}^{(*)0} K^{(*)0}$ et $\overline{B}^0 \to D^{(*)0} K^{(*)0}$.

Le rapport des amplitudes de ces diagrammes est estimé à 0,4. L'inconvénient de ces méthodes est que l'amplitude non-supprimée possède un faible rapport d'embranchement (10^5). La statistique actuelle des usines à B permet uniquement de faire la mesure du rapport d'embranchement. L'amplitude supprimée n'a pas été observée. Par contre, elle permettra l'une des mesures les plus précises de γ au LHC.

Deux méthodes sont utilisées pour faire interférer les deux amplitudes :

- Le mélange des B neutres nécessitent une analyse dépendante du temps. Les D^0 sont reconstruits dans des modes quelconques.
- Pour les désintégrations $B^0 \to \bar{D}^{(*)0} K^{*0}$, le K^{*0} se désintègre dans des états propres de saveur et permet de connaître la saveur du B qui se désintégre. Le D neutre est reconstruit dans des etats propres de CP pour lesquelles les deux amplitudes contribuent.

2.2 Mesure de γ par des méthodes sensibles à de la nouvelle physique

Les méthodes d'extraction de γ précédentes ne sont basées que sur des désintégrations avec des diagrammes en arbre. Elles sont peu sensibles à des effets de nouvelle physique. Les méthodes que l'on va maintenant exposer dépendent de diagrammes pingouins. De nouvelles particules peuvent circuler dans les boucles des diagrammes et rendre les mesures sensibles à des effets de physique au delà du modèle standard. Ces méthodes apportent plus généralement des contraintes dans le plan $\rho - \eta$ que l'on projette ensuite sur l'angle γ.

2.2.1 Désintégrations en deux corps non-charmés

Les résultats des désintégrations de mésons B sans charme à deux corps peuvent permettre de contraindre γ en utilisant la symétrie de saveur SU(3). Ces désintégrations peuvent être décrites en fonction de six amplitudes dont les trois dominantes sont représentées sur la figure 2.5.

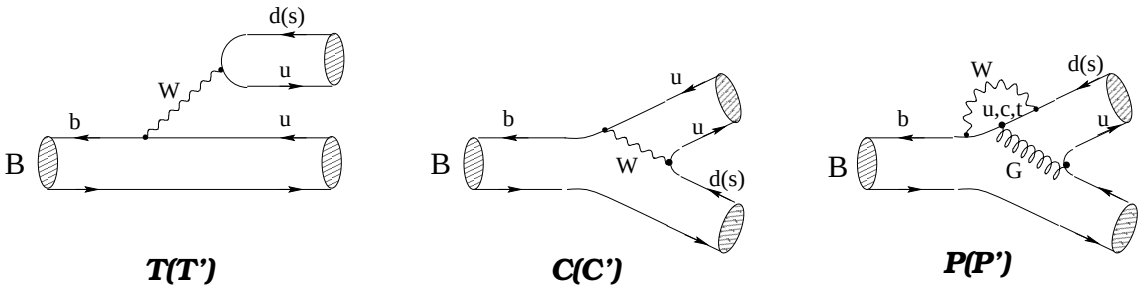

FIG. 2.5 – Diagrammes de Feynman dominant les désintégrations à deux corps sans charme. Le ' correspond aux désintégrations avec un quark s dans l'état final. On néglige les diagrammes d'annihilation et ceux des pingouins électrofaibles.

V_{ub} intervient dans différents diagrammes. Sous certaines hypothèses et en combinant astucieusement les mesures sur les différents modes, on peut contraindre γ. Une manière de contraindre γ a été proposée par Gronau, Rosner et London [30] dans les désintégrations de B^+ en $\pi^+ \pi^0$, $\pi^0 K^+$ et $\pi^+ K^0$. On néglige les contributions des diagrammes pingouins électrofaibles et on se place dans le modèle du quark spectateur. Cette hypothèse est discutable mais sert à introduire simplement le principe de la méthode. On peut décomposer alors les amplitudes avec les contributions de la figure 2.5 :

$$\sqrt{2}A(B^+ \to \pi^+\pi^0) = -(T + C) \quad (2.12)$$

$$A(B^+ \to \pi^+ K^0) = P' \qquad \text{par } SU(2)_{saveur} \quad (2.13)$$

$$\sqrt{2}A(B^+ \to \pi^0 K^+) = -(T' + C' + P'). \quad (2.14)$$

avec

$$T = |T|e^{i\gamma}e^{i\delta_T} \qquad C = |C|e^{i\gamma}e^{i\delta_C}, \quad (2.15)$$

où δ_T et δ_C sont les phases fortes des deux diagrammes. La phase faible du diagramme pingouin P' est négligeable (phase de V_{ts}) et sa phase forte est prise comme nulle.

On appelle r_u, le rapport constant selon SU(3) des amplitudes étranges (avec un ') sur les non-étranges. On peut déduire alors simplement des equations 2.12 à 2.14 :

$$\sqrt{2}A(B^+ \to \pi^0 K^+) + A(B^+ \to \pi^+ K^0) = r_u\sqrt{2}A(B^+ \to \pi^+\pi^0) \quad (2.16)$$

$$\sqrt{2}A(B^- \to \pi^0 K^-) + A(B^- \to \pi^- K^0) = r_u\sqrt{2}A(B^- \to \pi^-\pi^0) \quad (2.17)$$

On représente géométriquement ces relations par les triangles de la figure 2.6. La mesure des six rapports d'embranchement doit pouvoir fournir une estimation de γ.

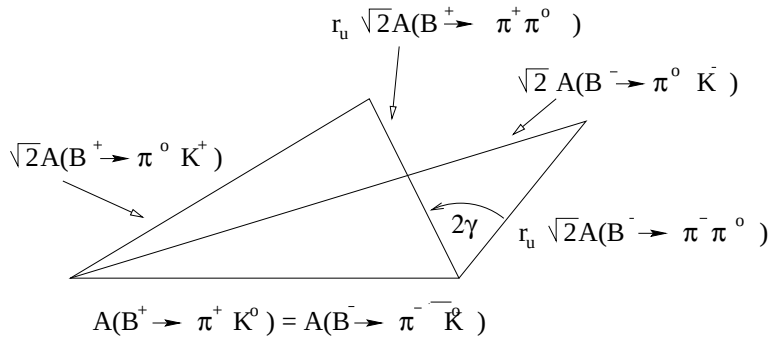

FIG. 2.6 – Relations triangulaires des désintégrations $B^+ \to \pi^+\pi^0, \pi^+K^0, \pi^0K^+$ en utilisant la symétrie de saveur SU(3) et en négligeant les contributions des diagrammes pingouin électrofaible (méthode GRL).

Cependant, cette méthode possède de grandes erreurs théoriques dues aux différentes hypothèses (diagrammes negligés, quark spectateur,... [31–33]). L'hypothèse faite ici de négliger la contribution des diagrammes pingouins électronfaibles n'est en réalité pas valide, mais elle permet d'illustrer simplement l'extraction de γ par ce type de méthode. Les résultats d'une méthode prenant en compte les contributions de ces diagrammes sont présentés dans le dernier chapitre.

2.2.2 Désintégrations $B \to D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$

Cette méthode consiste à combiner les mesures des désintégrations $B \to D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ et $B \to D_s^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ [34, 35]. La figure 2.7 contient les diagrammes produisant des désintégrations $B \to D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$.

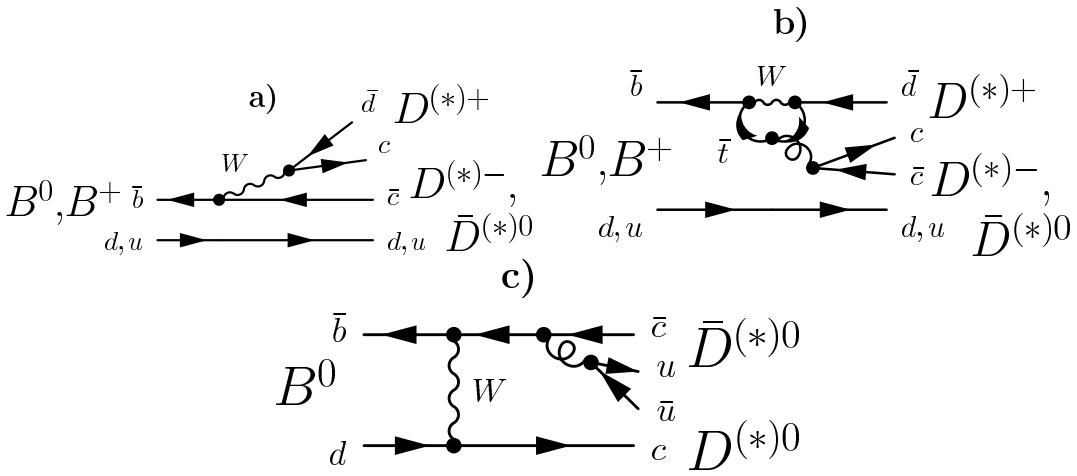

FIG. 2.7 – Diagrammes de Feynman en arbre T (a), pingouin P (b) et d'échange E (c) contribuant aux désintégrations $B \to D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$.

L'amplitude de désintégration $B^0 \to D^+ D^-$ se décompose en fonction en fonction des dia-

grammes de la figure 2.7

$$A^D = (T + E + P_c)\, V_{cb}^* V_{cd} + P_u\, V_{ub}^* V_{ud} + (P_t + P_{EW}^C) V_{tb}^* V_{td} \quad (2.18)$$

$$= (T + E + P_c - P_t - P_{EW}^C)\, V_{cb}^* V_{cd} + (P_u - P_t - P_{EW}^C)\, V_{ub}^* V_{ud} \quad (2.19)$$

$$\equiv A_{ct}\, e^{i\delta^{ct}} + A_{ut}\, e^{i\gamma}\, e^{i(\delta^{ct}+\delta)}. \quad (2.20)$$

où $A_{ut} \equiv |(T + E + P_c - P_t - P_{EW}^C)\, V_{cb}^* V_{cd}|$, $A_{ct} \equiv |(P_u - P_t - P_{EW}^C)\, V_{ub}^* V_{ud}|$ et δ^{ut}, δ^{ct} sont les phases fortes résultantes.

L'équation 2.19 est obtenue en utilisant la relation d'unitarité (db) de la matrice CKM. On définit les observables :

$$\mathcal{B} \equiv \frac{1}{2}\big(|A^D|^2 + |\bar{A}^D|^2\big) = A_{ct}^2 + A_{ut}^2 + 2\, A_{ct}\, A_{ut}\, \cos\delta \cos\gamma, \quad (2.21)$$

$$a_{dir} \equiv \frac{1}{2}\big(|A^D|^2 - |\bar{A}^D|^2\big) = -2\, A_{ct}\, A_{ut}\, \sin\delta \sin\gamma, \quad (2.22)$$

$$a_{indir} \equiv \Im\big(e^{-2i\beta}\, A^{D*} \bar{A}^D\big) = -2\, A_{ct}^2 \sin 2\beta - 2 A_{ct} A_{ut} \cos\delta \sin(2\beta+\gamma) - A_{ut}^2 \sin(2\beta + 2\gamma).$$

On dispose maintenant de trois observables (B, a_{dir} et a_{indir}) pour quatre paramètres théoriques (A_{ut}, A_{ct}, δ et γ), β venant de l'étude de $B^0 \to J/\psi\ K_S^0$. Le rapport d'embranchement de $B^0 \to D_s^+ D^-$ est une observable supplémentaire qui permet de déterminer le paramètre A_{ct} par symétrie $SU(3)$.

La contribution des diagrammes pingouins est estimée autour de 2 %. Donc la mesure de γ par cette méthode ne devrait pas être très sensible à de la nouvelle physique. Les contraintes sur γ de ces observables sont présentées dans le dernier chapitre.

2.3 Étude de l'angle γ dans les canaux $B^{\pm} \to D^{0(*)} K^{\pm(*)}$

Nous revenons maintenant en détail sur la méthode étudiée dans cette thèse pour contraindre l'angle γ : la méthode GLW à partir des canaux $B^{\pm} \to D^0 K^{*\pm}$. La méthode ADS sur les mêmes canaux est aussi en cours de finalisation dans notre groupe d'analyse au LPNHE.

Les désintégrations favorisées du D^0 sont celles où le quark c se désintègre en $su\bar{d}$ (un K^- ou un K^{*-} et un ou des pions).

Dans la suite, on utilise différentes notations pour les D neutres suivant leur mode de désintégration :

- D^0_{CP+} et D^0_{CP-} correspondent aux désintégrations dans des états propres de CP : par exemple $K^+\ K^-$ et $K_S^0\ \pi^0$. Ces modes sont supprimés de Cabibbo et/ou de couleur et ont de faibles rapports d'embranchement.
- $D(f_{non-CP})$ correspondent à des désintégrations dans des états qui ne sont pas des états propres de CP : par exemple $D^0 \to K^-\ \pi^+$, $K^-\ \pi^+\ \pi^0$, $K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$. Ces modes ne sont pas supprimés de Cabibbo et sont utilisés pour la mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^- \to D^0\ K^{*-})$. On dit qu'ils sont "de bon signe". Si l'on change le signe des particules finales, on définit les modes de la méthode ADS doublement supprimés de Cabibbo notés $D(f_{ADS})$: par exemple $D^0 \to K^+\ \pi^-$, $K^+\ \pi^-\ \pi^0$, $K^+\ \pi^-\ \pi^+\ \pi^-$. Les contributions des modes ADS (dits "de mauvais signe") sont négligeables pour le rapport d'embranchement car ils sont supprimés lors de la désintégration du B et du D^0. Les modes non-CP sont ainsi assimilables aux états propres de saveur.

2.3.1 Méthode GLW : reconstruction du D dans des états propres de CP

La méthode Gronau-London-Wyler [36] propose de contraindre γ en reconstruisant le D dans des états propres de CP avec $CP|D^0_{CP\pm}\rangle = \pm|D^0_{CP\pm}\rangle$.

On peut décomposer un méson D dans un état propre de CP comme :

$$\sqrt{2}\,|D^0_{CP\pm}\rangle \;=\; |D^0\rangle \pm |\overline{D}^0\rangle \tag{2.23}$$

Au niveau des amplitudes avec les notations des équations 2.6 et 2.7, la formule précédente devient :

$$\sqrt{2}\,A(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) \;=\; A(B^- \to D^0K^{*-}) \pm A(B^- \to \overline{D}^0K^{*-}) \tag{2.24}$$
$$\sqrt{2}\,A(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) \;=\; a \,\pm a\, r_B\, e^{i\delta_D}\, e^{-i\gamma} \tag{2.25}$$

On déduit le taux de désintégration dans ce mode en prenant le module au carré de l'amplitude :

$$2\Gamma(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) = |a \pm a\, r_B e^{i\delta_D} e^{-i\gamma}|^2 \tag{2.26}$$

Et finalement, on réexprime le tout :

$$\Gamma(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) = \frac{a^2}{2}(1 + r_B^2 \pm 2r_B\cos(\delta_D - \gamma)) \tag{2.27}$$

On peut en déduire de la même façon :

$$\Gamma(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+}) = \frac{a^2}{2}(1 + r_B^2 \pm 2r_B\cos(\delta_D + \gamma)) \tag{2.28}$$

Donc, on s'attend à observer une violation de CP directe (sauf si δ_D ou γ = 0 ou π) :

$$\Gamma(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) \neq BR(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+}) \tag{2.29}$$

2.3.1.1 Les grandeurs mesurées

De la partie précédente, on déduit :

$$\Gamma(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) + \Gamma(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+}) \;=\; a^2(1 + r_B^2 \pm 2r_B\cos\delta\cos\gamma) \tag{2.30}$$
$$\Gamma(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) - \Gamma(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+}) \;=\; \pm 2a^2 r_B^2 \sin\delta\sin\gamma \tag{2.31}$$
$$\tag{2.32}$$

À partir de l'équation 2.4, on déduit la largeur de la désintégration $B^- \to D^0\,K^{*-}$ en fonction de a.

$$\Gamma(B \to D^0K^*) = \frac{1}{2}\big(\Gamma(B^- \to D^0K^{*-}) + \Gamma(B^+ \to D^0K^{*+})\big) = a^2 \tag{2.33}$$

En combinant ces deux équations, on définit les observables $\mathcal{A}_\pm$ et $\mathcal{R}_\pm$:

$$\boxed{\begin{array}{r} \mathcal{A}_\pm \equiv \frac{\Gamma(B^-\to D^0_{CP\pm}K^{*-}) - \Gamma(B^+\to D^0_{CP\pm}K^{*+})}{\Gamma(B^-\to D^0_{CP\pm}K^{*-}) + \Gamma(B^+\to D^0_{CP\pm}K^{*+})} = \frac{\pm 2r_B\sin\delta\sin\gamma}{1 \pm 2r_B\cos\delta\cos\gamma + r_B^2} \\ \mathcal{R}_\pm \equiv 2\frac{\Gamma(B^-\to D^0_{CP\pm}K^{*-}) + \Gamma(B^+\to D^0_{CP\pm}K^{*+})}{\Gamma(B^-\to D^0K^{*-}) + \Gamma(B^+\to \overline{D}^0K^{*+})} = 1 \pm 2r_B\cos\delta\cos\gamma + r_B^2 \end{array}} \tag{2.34}$$

Ce sont ces quatre grandeurs que l'on veut extraire de l'analyse GLW. La faisabilité de la méthode GLW est limitée par la valeur du paramètre r_B qui est attendu petit. Ce point est discuté dans la partie 2.4.

2.3.1.2 Additivité des différents modes CP

L'équation 2.25 ne contient pas de terme de phase forte venant de la désintégration du D. En notant $\delta_{CP\pm}$, la phase forte du mode CP, on réécrit l'équation 2.25 :

$$\sqrt{2}\, A(B^- \to D^0_{CP\pm} K^{*-}) = a\, e^{i\delta_{CP\pm}} \pm a\, r_B\, e^{i\delta_{CP\pm}}\, e^{-i\gamma} \tag{2.35}$$

La désintégration se fait dans un état propre de CP et la phase forte $\delta_{CP\pm}$ est la même pour le D^0 et le $\overline{D}^0$. On peut donc l'éliminer. Ceci a pour conséquence que les asymétries et $\mathcal{R}_{\pm}$ sont indépendants des modes CP reconstruits. On peut donc combiner différents modes CP pour améliorer les erreurs statistiques sur les mesures des $\mathcal{A}_{\pm}$ et $\mathcal{R}_{\pm}$.

2.3.2 Méthode ADS : reconstruction du D dans des états non-CP

La valeur de r_B, prédite proche de 0,1 rend la détection de l'interférence difficile à observer dans le cas de la méthode GLW. La méthode proposée par Atwood, Dunietz et Soni [37] utilise les interférences d'amplitudes du même ordre de grandeur. Le principe en est le suivant : essayer de mesurer les désintégrations du D dans les modes deux fois supprimés de Cabibbo f_{ADS}. Pour chaque mode f, on définit r_D comme :

$$r_D \equiv \left| \frac{A(D^0 \to f_{ADS})}{A(D^0 \to f_{non-CP})} \right| = \left| \frac{A(D^0 \to K^+\pi^- ...)}{A(D^0 \to K^-\pi^+ ...)} \right| \tag{2.36}$$

La figure 2.8 présente les diagrammes de Feynman non-supprimés (à gauche) et doublement supprimés (à droite) de Cabibbo. L'amplitude totale s'écrit :

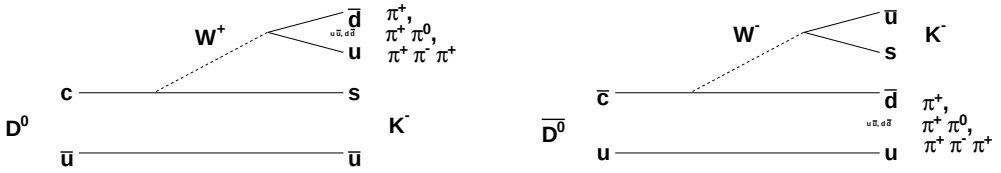

FIG. 2.8 – Diagrammes de Feynman pour les désintégrations des modes non-CP et ADS. Le diagramme de gauche est favorisé de Cabibbo et celui de droite est doublement supprimé.

$$\begin{aligned} A(B^- \to D(f_{ADS})K^{*-}) &= A(B^- \to D^0(f_{ADS})K^{*-}) + A(B^- \to \overline{D}^0(f_{non-CP})K^{*-}) \\ A(B^- \to D(f_{ADS})K^{*-}) &= a\, b\, r_D + a\, b\, r_B\, e^{i(\delta_D+\delta_f)}\, e^{-i\gamma} \end{aligned} \tag{2.37}$$

où δ_f est la difference de phase forte entre les deux amplitudes. On voit que l'on aura une interférence maximale pour $r_D = r_B$. La largeur s'écrit :

$$\Gamma(B^- \to D(f_{ADS})K^{*-}) = |a\, b\, r_D + a\, b\, r_B\, e^{i(\delta_D+\delta_f)}\, e^{-i\gamma}|^2 \tag{2.38}$$

Après calcul, on arrive aux expressions des largeurs pour un mode et son conjugué de CP :

$$\Gamma(B^- \to D(f_{ADS})K^{*-}) = a^2\, b^2 \Big(r_D^2 + r_B^2 + 2 r_B r_D \cos(\delta_D + \delta_f - \gamma) \Big) \tag{2.39}$$

$$\Gamma(B^+ \to D(\bar{f}_{ADS})K^{*+}) = a^2\, b^2 \Big(r_D^2 + r_B^2 + 2 r_B r_D \cos(\delta_D + \delta_f + \gamma) \Big) \tag{2.40}$$

Il en résulte :

$$\begin{aligned}\Gamma(B^- \to D(f_{ADS})K^{*-}) + \Gamma(B^+ \to D(f_{ADS})K^{*+}) &= 2\,a^2\,b^2\Big(r_D^2 + r_B^2 + 2r_B\,r_D\cos(\delta_D+\delta_f)\cos(\gamma)\Big)\\ \Gamma(B^- \to D(f_{ADS})K^{*-}) - \Gamma(B^+ \to D(f_{ADS})K^{*+}) &= 4\,a^2\,b^2\,r_B\,r_D\sin(\delta_D+\delta_f)\sin(\gamma)\end{aligned}$$

Les observables de cette méthode sont une asymétrie et le rapport des largeurs du mode ADS sur le mode non-CP associé.

$$\mathcal{A}_{f_{ADS}} \equiv \frac{\Gamma(B^- \to D(f_{ADS})K^{*-}) - \Gamma(B^+ \to D(\bar{f}_{ADS})K^{*+})}{\Gamma(B^- \to D(f_{ADS})K^{*-}) + \Gamma(B^+ \to D(\bar{f}_{ADS})K^{*+})} \tag{2.41}$$

$$= \frac{2r_B\,r_D\sin(\delta_D+\delta_f)\sin(\gamma)}{r_D^2 + r_B^2 + 2r_B\,r_D\cos(\delta_D+\delta_f)\cos(\gamma)} \tag{2.42}$$

$$\mathcal{R}_{f_{ADS}} \equiv \frac{\Gamma(B^- \to D(f_{ADS})K^{*-}) + \Gamma(B^+ \to D(\bar{f}_{ADS})K^{*+})}{\Gamma(B^- \to D(\bar{f}_{non-CP})K^{*-}) + \Gamma(B^+ \to D(f_{non-CP})K^{*+})} \tag{2.43}$$

$$= r_D^2 + r_B^2 + 2r_B\,r_D\cos(\delta_D+\delta_f)\cos(\gamma) \tag{2.44}$$

La présence de la phase forte dans les observables finales caractéristiques ne nous permet pas d'additionner les différents modes comme pour les modes CP. Par contre, la mesure de ces observables avec différents modes de désintégration CP permet de lever les ambiguïtés entre γ et des phases fortes.

2.3.2.1 Mesure de $B^- \to D^0\,K_S^0\,\pi^-$

Puisque le K^* est une résonance de largeur 50 MeV/c^2, on ne peut séparer les évènements $D^0\,K^*$ et $D^0\,K_S^0\,\pi$ autour de la masse du K^*. La méthode que nous mettons en oeuvre tient compte de cet effet.

2.3.3 Autres méthodes

D'autres méthodes utilisent les interférences entre les amplitudes du type $b \to c\bar{u}s$ et $b \to u\bar{c}s$ pour contraindre γ :

- $B^- \to D(K_S^0\pi^+\pi^-)K^-$: cette méthode est l'extension de la méthode GLW aux désintégrations du D en trois corps [38]. Une analyse Dalitz est faite sur ces trois corps. Le rapport d'embranchement du D en $K_S^0\,\pi^+\,\pi^-$ est relativement haut. De plus, la phase forte du D varie dans le plan de Dalitz et permet de contraindre γ en réduisant les ambiguïtés. Le résultat de cette méthode dépend du modèle utilisé pour ajuster la distribution de la largeur de désintégration dans le plan de Dalitz.
- $B \to DK\pi$: cette méthode [42] propose de mesurer γ dans le plan de Dalitz de la désintégration du B. Elle présente l'avantage que l'amplitude faisant intervenir V_{ub} de n'est pas supprimée de couleur. L'inconvénient de cette méthode est que le modèle de Dalitz doit être ajusté directement sur les données contrairement au premier cas où le modèle vient d'une étude indépendante de D à haute statistique.

2.4 Estimation du paramètre r_B pour les désintégrations $B^- \to DK^{*-}$

La sensibilité à l'angle γ des désintégrations $B^- \to DK^{*-}$ est principalement limitée par la valeur de r_B.

Cette thèse propose une mise à jour du rapport d'embranchement de $B^- \to D^0 K^{*-}$ (a^2). La mesure peut se faire par la reconstruction du D^0 dans les états non-CP sans ambiguïté. En revanche, on ne peut contraindre le rapport d'embranchement de $B^- \to \overline{D}^0 K^{*-}$ aussi facilement. On peut en principe signer la saveur du D^0 par la désintégration $\mu^+ \nu_\mu K^-$. Mais c'est expérimentalement très difficile car le rapport d'embranchement est d'environ $\sim 10^{-7}$ sachant qu'on dispose de moins de $3 \cdot 10^8$ de mésons B chargés.

Le rapport r_B ne peut donc être mesuré de manière extérieure à cette analyse. On l'écrit en fonction des éléments de la matrice CKM et des différentes amplitudes :

$$r_B \equiv \frac{A(B^- \to \overline{D}^0 K^{*-})}{A(B^- \to D^0 K^{*-})} \sim \left|\frac{C+A}{T+\bar{C}}\right| \left|\frac{V_{ub}V_{cs}^*}{V_{cb}V_{us}^*}\right| \tag{2.45}$$

où l'amplitude A est le diagramme d'annihilation, C et $\bar{C}$ les diagrammes supprimés de couleur et T le diagramme en arbre.

La contribution du diagramme d'annihilation A est a priori petite voire négligeable (10^{-7} au niveau des rapports d'embranchement). Une limite supérieure sur le rapport d'embranchement de $B^- \to D^-\ K_S^0$ préliminaire est de 10^{-5} pour l'amplitude d'annihilation (voir figure 2.9) [43].

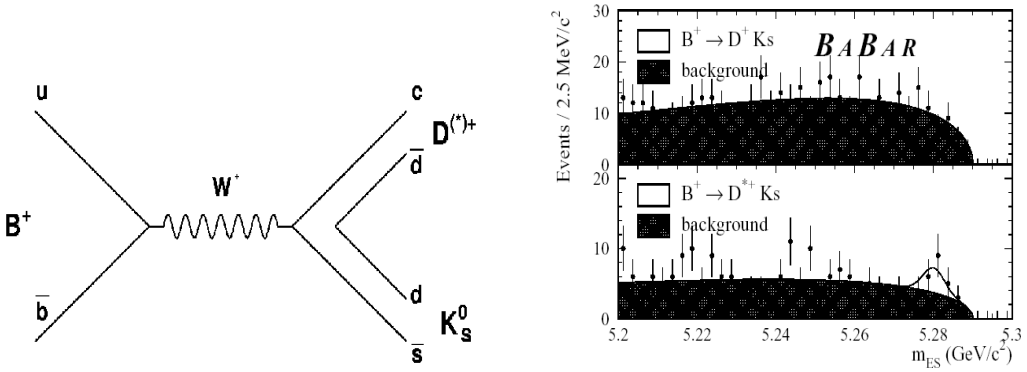

FIG. 2.9 – À gauche, le diagramme d'annihilation qui contribue au processus de désintégration $B^- \to D^-\ K_S^0$. Actuellement, cette désintégration n'est pas observée expérimentalement [43].

Le rapport $\frac{C+A}{T+C}$ peut être estimé expérimentalement en utilisant le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(\overline{B}^0 \to D^0\ \overline{K}^{*0})$:

$$\left|\frac{C+A}{T+\bar{C}}\right| \sim \sqrt{\frac{\mathcal{B}(\overline{B}^0 \to D^0 \overline{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B^- \to D^0 K^{*-})}} = \sqrt{\frac{3,1 \cdot 10^{-5}}{6,1 \cdot 10^{-4}}} = 0,22. \tag{2.46}$$

Le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(\overline{B}^0 \to D^0 \overline{K}^{*0})$ vient de la référence [44]. Le second facteur vient des dernières mesures expérimentales sur les paramètres de la matrice CKM [9] :

$$\left|\frac{V_{ub}V_{cs}^*}{V_{cb}V_{us}^*}\right| = \frac{1}{\lambda} \cdot \left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right| \simeq \frac{1}{0,23} \cdot 0,08 = 0,35 \tag{2.47}$$

Finalement, on attend une valeur de r_B de l'ordre de 0,1. Cette estimation ne favorise pas l'extraction de γ par la méthode GLW.

En revanche, elle est plus favorable pour la méthode ADS. En effet, r_D est bien connu expérimentalement. La moyenne des r_D mesurés est de $0,06 \pm 0,002$ pour les trois modes non-CP.

2.5 Nombre d'évènements attendus pour la méthode GLW dans les désintégrations $B^- \to D^0\ K^{*-}$

Des analyses similaires sont menées dans *BABAR* et Belle sur les désintégrations $B^\pm \to D^{(*)}K^{(*)\pm}$ [46–49]. La thèse se restreint à la reconstruction des modes $B^\pm \to DK^{*\pm}$. On estime le nombre d'évènements attendu pour r_B = 0. L'écart entre le nombre d'évènements observés et le nombre d'évènements attendus permettra de mesurer notre sensibilité à γ.

Cette désintégration a été observée par les expériences CLEO [50], BELLE [47] et *BABAR* [51]. La valeur mondiale actuelle [9] est de :

$$\mathcal{B}(B^- \to D^0 K^{*-}) = (6,1 \pm 2,3) \times 10^{-4} \tag{2.48}$$

Une mise à jour de ce rapport d'embranchement sur 210,7 fb^{-1} est faite au chapitre 7.

Mode de reconstruction du K^*

Les K^{*-} se désintègrent à 100 % en $K\pi$, dont 2/3 en $K^0\pi^-$ et 1/3 en $K^-\pi^0$. La mesure du K^{*-} en $K^-\pi^0$ est délicate pour l'étude de γ car elle nécessite la reconstruction d'un π^0. De plus, il n'est pas simple de combiner ces 2 modes pour contraindre γ.

On ne reconstruit donc le K^{*-} qu'en $K^0\pi^-$. De plus, seul l'état K^0_S du K^0 se désintègre dans le détecteur. On reconstruit le K^0_S en $\pi^+\ \pi^-$, désintégration dont le rapport d'embranchement est de 68,9 %.

Pour résumer, le K^* n'est reconstruit qu'au 2/9 en trois pions dont deux sont issus d'un K^0_S

Modes de reconstruction du D neutre

Pour la méthode GLW, on reconstruit le D neutre dans les états finaux CP en deux corps. Les désintégrations favorisées sont celles de quark $c \to s$.

Les modes CP que l'on a envisagé sont :

– $CP+$: $K^+\ K^-$, $\pi^+\ \pi^-$, $K^0_S\ K^0_S$ et $\phi\pi^0$

– $CP-$: $K^0_S\ \pi^0$,$K^0_S\ \phi$, $K^0_S\ \omega$, $K^0_S\ \eta$, $K^0_S\ \eta'$ et $K^0_S\ \rho^0$

On a éliminé de cette liste les modes avec de trop faibles rapports d'embranchement. Le mode $K^0_S\ \rho^0$ n'a pas été sélectionné car il est expérimentalement dur de le contraindre. La liste des modes reconstruits est visible dans le tableau 2.1 où une estimation rapide a priori des taux d'évènements attendus est également présentée.

L'analyse présentée a pour but l'extraction de γ par la méthode GLW dans les désintégrations $B^- \to D^0\ K^{*-}$. Le faible nombre d'évènements sélectionnés (voir tableau 2.1) va être la principale difficulté de cette analyse.

Mode de désintégration du D^0	Visible $\mathcal{B}(D^0 \to$ f) [9]	$\mathcal{B}(B^- \to D^0\ K^{*-})$ $K^{*-} \to K^0_S\ \pi^-\ )$	# evts produits	# evts sélectionnés pour 210,7 fb^{-1}
Modes $CP+$				
$D^0 \to K^+\ K^-$	$(3,89 \pm 0,14) \times 10^{-3}$	$(5,6 \pm 0,7) \times 10^{-7}$	131	22
$D^0 \to \pi^+\ \pi^-$	$(1,38 \pm 0,05) \times 10^{-3}$	$(2,0 \pm 0,3) \times 10^{-7}$	46	8
Modes $CP-$				
$D^0 \to K^0_S\ \pi^0$	$(7,8 \pm 0,8) \times 10^{-3}$	$(11,3 \pm 1,8) \times 10^{-7}$	263	13
$D^0 \to K^0_S\ \phi\ (\phi \to K^+\ K^-)$	$(1,6 \pm 0,2) \times 10^{-3}$	$(2,3 \pm 0,4) \times 10^{-7}$	54	5
$D^0 \to K^0_S\ \omega\ (\omega \to \pi^+\ \pi^-\ \pi^0)$	$(7,2 \pm 1,4) \times 10^{-3}$	$(10,4 \pm 2,4) \times 10^{-7}$	240	6
Modes non-CP				
$D^0 \to K^-\ \pi^+$	$(3,8 \pm 0,09)\%$	$(5,5 \pm 0,7) \times 10^{-6}$	1277	214
$D^0 \to K^-\ \pi^+\ \pi^0$	$(12,8 \pm 0,8)\%$	$(18,6 \pm 2,6) \times 10^{-6}$	4316	217
$D^0 \to K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$	$(7,46 \pm 0,31)\%$	$(10,8 \pm 1,4) \times 10^{-6}$	2507	206

TAB. 2.1 – Les modes reconstruits du D^0. Le rapport d'embranchement du B^- est estimé à partir de l'ancienne mesure de *BABAR* [51] : $(6,3 \pm 0,8) \times 10^{-4}$. Les K^0_S sont reconstruits en $\pi^+\ \pi^-$ ($\mathcal{B}(K^0_S \to \pi^+\ \pi^-)$ ($= 68,95 \pm 0,14$) % [9]). Les nombres d'évènements de signal produits correspondent aux nombres d'évènements produits par PEP-II. Les nombres d'évènements sélectionnés pour les deux signes du B sont estimés en considérant qu'une trace de particule chargée (resp. neutre) du signal passe les coupures à 70% (resp. à 30 %).

Deuxième partie

Dispositif experimental

Chapitre 3

Dispositif expérimental

L'analyse effectuée dans cette thèse consiste à reconstruire des mésons B se désintégrant en D^0 et en K^*. Les faibles rapports d'embranchement des modes étudiés nécessitent un dispositif expérimental capable d'engendrer et d'enregistrer les désintégrations de centaines de millions de B. L'usine à B PEP-II/*BABAR* permet ce type d'analyse.

Les premières études des mésons B ont été faites entre les années 1980 et 1990 avec les expériences CLEO, ARGUS et celles du LEP. L'interêt de l'étude de la violation de CP dans les B était connu mais hors d'atteinte pour les dispositifs expérimentaux de l'époque. Les usines à B asymétriques ont été choisies comme la meilleure option parmi plusieurs (usines à Z, collisionneurs hadroniques). Le principe des usines à B est le suivant : produire des paires de B à haute statistique à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$. Les B doivent être produits avec une impulsion suffisante pour que leur distance de vol soit détectable.

Les mésons B peuvent être produits abondamment dans des collisions dont l'énergie dans le centre de masse est égale à 10,58 GeV/c, correspondant à la masse d'un état lié $b\overline{b}$: l'$\Upsilon(4S)$ (Fig. 3.1). La masse de cette résonance est située juste au dessus du seuil de production des paires $B^0_d\bar{B}^0_d$ ou $B^+_u B^-_u$ mais en dessous de celui d'une paire $B^0_s\bar{B}^0_s$.

Les expériences CLEO à Cornell et ARGUS à Desy ont été les premières à étudier les mésons B à cette énergie. Ces expériences étaient placées sur des collisioneurs électron-positron dont les faisceaux ont la même énergie (collisonneurs symétriques). Les luminosités integrées de CLEO et ARGUS sont respectivement de 15 fb^{-1} et 0,6 fb^{-1}.

Les usines à B PEP-II/*BABAR* et KEK/BELLE (*collisionneur/détecteur*) délivrent des faisceaux électron-positron asymétriques à haute luminosité ($10^{33} - 10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$). L'énergie des faisceaux dans le centre de masse correspond à la masse de l'$\Upsilon(4S)$. Par comparaison, les luminosités integrées totales de CLEO et ARGUS correspondent à un mois et à un jour de prise de données de *BABAR*, en considérant la luminosité instantanée de l'été 2004. Contrairement aux expériences CLEO et ARGUS, la violation de CP dans les interférences mélange-désintégration est observable grâce à l'asymétrie des collisionneurs permettant la mesure du temps de vol des B.

Les collisionneurs hadroniques produisent aussi des mésons B à haute statistique : le Tevatron a une section efficace d'environ $6 \cdot 10^4$ nb (10 000 fois plus importante que celle de la résonance $\Upsilon(4S)$) mais qui ne représente que $8 \cdot 10^{-4}$ de la section efficace hadronique totale aux énergies considérées. Les usines à B permettent d'obtenir des échantillons de B avec une pureté non-atteignable dans les collisionneurs hadroniques.

Les collisionneurs asymétriques ont été construits pour pouvoir mesurer les asymétries dépendantes du temps. Les études de faisabilité ont montré que les asymétries dépendantes du temps de $B^0 \to J/\psi\, K^0_S$ ($\mathcal{B} = (4,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$) pouvaient contraindre l'angle β du triangle d'unitarité. Le détecteur a été optimisé dans un second temps pour l'étude de l'angle α à partir des désintégrations $B^0 \to \pi^+\pi^-$ ($\mathcal{B} \simeq 10^{-5}$). Les usines à B ont été construites avec un cahier des charges sur les

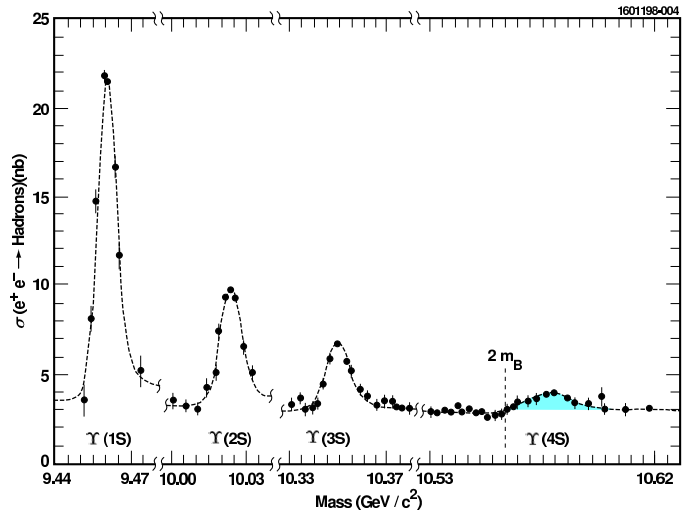

FIG. 3.1 – Section efficace d'une collision e^+e^- pour une énergie dans le centre de masse de l'ordre de 10 GeV. La contribution plate sous les résonances Υ vient de la production de paires quark-antiquark u, d, s et c. La résonance $\Upsilon(4S)$ se trouve juste au dessus du seuil de production d'une paire de $B\bar{B}$.

collisionneurs/détecteurs qui se résume essentiellement aux points suivants.

- Le facteur de Lorentz du centre de masse doit être assez important pour que la distance de vol du B soit mesurable et pas trop important pour que la topologie de l'évènement ne soit pas trop serrée.
- Le détecteur doit être aussi hermétique que possible pour permettre de reconstruire les désintégrations de B de manière exclusive avec une très bonne efficacité.
- L'étude de la violation de CP dans les interférences mélange-désintégration nécessite de reconstruire les vertex de désintégration des mésons B^0.
- L'identification des particules doit permettre un bon étiquetage de la saveur des mésons B neutres et être performante pour les particules de hautes impulsions.

C'est avec ces contraintes expérimentales qu'ont été conçus le collisionneur PEP-II et le détecteur *BABAR* de SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*).

Le détecteur est adapté à la mesure des désintégrations de $B^- \to D^0\ K^{*-}$. Les performances du détecteur qui gouvernent la qualité de la mesure sont la reconstruction et l'identification des particules chargées et neutres.

3.1 Le collisionneur PEP-II

Le collisionneur PEP-II [52, 53] est installé à la suite de l'accélérateur linéaire de SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) en Californie. Il est constitué de deux anneaux de stockage de 2,2 km de circonférence présentés sur la figure 3.3. Le premier contient un faisceau d'électrons à 9 GeV appelé anneau de haute énergie HER (*High Energy Ring*). Le second appelé anneau de basse énergie LER (*Low Energy Ring*) contient un faisceau de positrons à $3,1$ GeV. L'énergie de collision e^+e^- dans le centre de masse est égale à 10,58 GeV correspondant à la masse du $\Upsilon(4S)$. Le facteur de Lorentz de la résonance dans le référentiel du laboratoire $\beta\gamma$ est égal à $0,56$, et les mésons B volent en moyenne 260μm (mesurable par un détecteur de vertex). Ce facteur de

Lorentz est suffisant car en l'augmentant trop, on aurait une mauvaise séparation angulaire des produits de désintégration.

Les principaux paramètres nominaux et typiques (à la fin de l'été 2004) sont rassemblés dans le tableau 3.1.

La figure 3.2 schématise le dispositif utilisé à la zone d'interaction pour que les faisceaux se croisent à angle nul. Pour éviter les collisions parasites, l'aimant de séparation se trouve à moins de 20 cm du point d'interaction, au coeur de *BABAR*. Pour avoir une luminosité élevée, les courants sont de l'ordre de l'ampère et les faisceaux doivent être très focalisés dans la zone d'interaction. Pour ce faire, des quadrupoles sont placés dans le détecteur (voir figure 3.5).

Près du point d'interaction, les paquets d'électrons et de positrons se trouvent dans un même tube à vide fait de deux couches de béryllium entre lesquelles circule de l'eau de refroidissement. Son rayon extérieur est de 28 mm. Les paquets d'électrons et de positrons se rencontrent à 37 cm du centre de *BABAR* pour maximiser l'acceptance géométrique.

L'énergie de chacun des faisceaux est connue à partir de l'intensité des champs magnétiques et de la fréquence des champs accélérateurs [54]. Les énergies moyennes, controlées toutes les 5 secondes, sont stables à 1 MeV près. L'incertitude systématique sur la valeur absolue de l'énergie de chaque faisceau est de 5 à 10 MeV. La propagation de ces erreurs permet de conclure que l'énergie totale dans le centre de masse est connue à 5 MeV près.

Paramètre	Valeur nominale	Valeur typique
Énergie HER/LER (GeV)	9,0/3,1	9,0/3,1
Courant HER/LER (A)	0,75/2,15	1,55/2,45
Nb. de paquets	1658	1588
Espacement entre paquets (ns)	4,2	4,4
σ_x (μm)	222	170
σ_y (μm)	3,3	7,2
σ_z (mm)	9	13
Luminosité ($10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$)	3	9
Luminosité (pb^{-1}/jour)	135	600

TAB. 3.1 – Principaux paramètres de PEP-II nominaux et à la fin du run 4 (juillet 2004). Les écarts types $\sigma_{x,y,z}$ définissent la taille de la région d'interaction pour les différents axes. Les records de luminosité instantanée et intégrée en 24 heures sont respectivement de $9 \cdot 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et de 710 pb^{-1} à la fin de l'été 2004.

Pendant le déroulement de ma thèse, la méthode d'injection de PEP-II a été changée pour augmenter la luminosité. Je vais donc décrire ces deux types d'injection.

3.1.1 Injection standard

Originellement, le collisionneur fonctionnait en deux phases : une *phase d'injection* suivie de la *prise de données*.

- Pendant la prise de données, PEP-II n'entretient pas l'intensité des courants de particules, ce qui a l'avantage de délivrer un faisceau stable avec peu de bruit machine. Cependant, les intensités des faisceaux ainsi que la luminosité instantanée diminuent.
- Quand la luminosité instantanée devient trop basse, PEP-II injecte les faisceaux du HER et du LER. Le bruit de fond est alors trop élevé pour continuer la prise des données.

Une luminosité intégrée optimale correspond typiquement à un temps de prise de données d'environ 45 minutes pour une phase d'injection de 3 minutes.

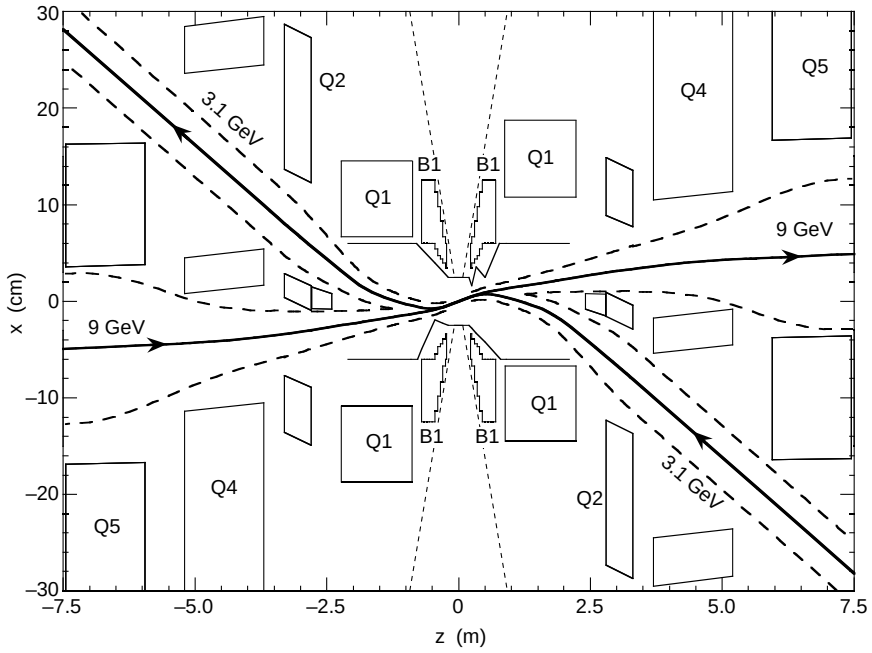

FIG. 3.2 – Schéma de la zone d'interaction de PEP-II dans le plan horizontal. L'échelle en x est 25 fois plus grande que celle en z. Les trajectoires moyennes des faisceaux sont représentées en traits pleins. Les enveloppes en pointillés schématisent 10 écarts type de la distribution $\mathcal{G}$aussienne des particules dans les paquets correspondant au niveau où les faisceaux peuvent heurter des éléments de la machine. Les lignes tiretées droites représentent l'acceptance du détecteur *BABAR*. Les quadrupôles (Q1 à Q5) servent à focaliser les faisceaux. L'aimant dipolaire B1 sépare les faisceaux juste après la zone d'interaction.

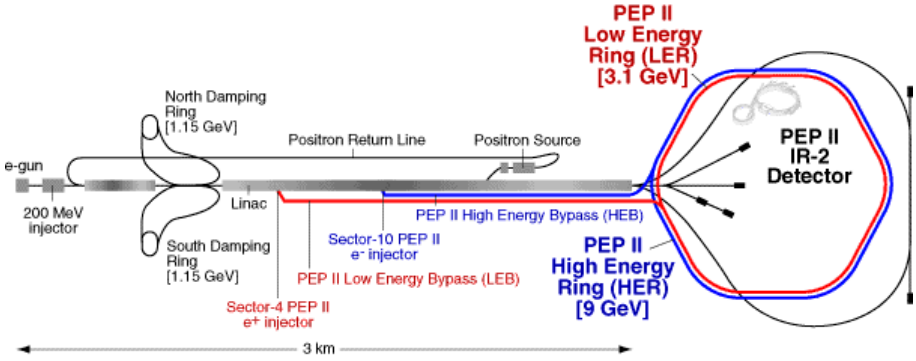

FIG. 3.3 – Le collisionneur PEP-II et son système d'injection Les électrons sont produits au debut de l'accélérateur linéaire. Une partie des paquets d'électrons du LINAC vient taper contre une cible fixe pour produire des positrons. Les paquets d'électrons et de positrons sont stockés dans les anneaux de refroidissement (*damping rings*) au début du LINAC. Les paquets sont accélérés dans le LINAC à leur énergie nominale avant d'être deviés dans des lignes de transfert qui les conduisent jusqu'à PEP-II pendant les phases d'injection.

3.1.2 Injection continue

Dans le but d'augmenter la luminosité integrée, les physiciens de PEP-II et de *BABAR* ont travaillé sur un autre type d'injection : l'injection continue. Le but est d'injecter les faisceaux de

manière continue et de les garder suffisamment stables pour permettre une prise de donnée sans interruption.

La technique consiste à recharger un paquet (1600 paquets au total) typiquement toutes les 200 ms pour garder constante la luminosité instantanée sans phase d'injection traditionnelle. La figure 3.4 correspond au plan de Weaver, caractéristique de l'injection continue. Ce plan permet de suivre l'évolution du paquet injecté dans le temps et l'espace. Le bruit de fond venant de l'injection du paquet a nécessité la définition d'une fenêtre d'inhibition autour du paquet injecté, ou le niveau de déclenchement est inhibé. Elle est visible dans le plan de Weaver pour une centaine de paquets autour de celui injecté pour quelques millisecondes (500 révolutions). Cette fenêtre d'inhibition correspond à du temps mort.

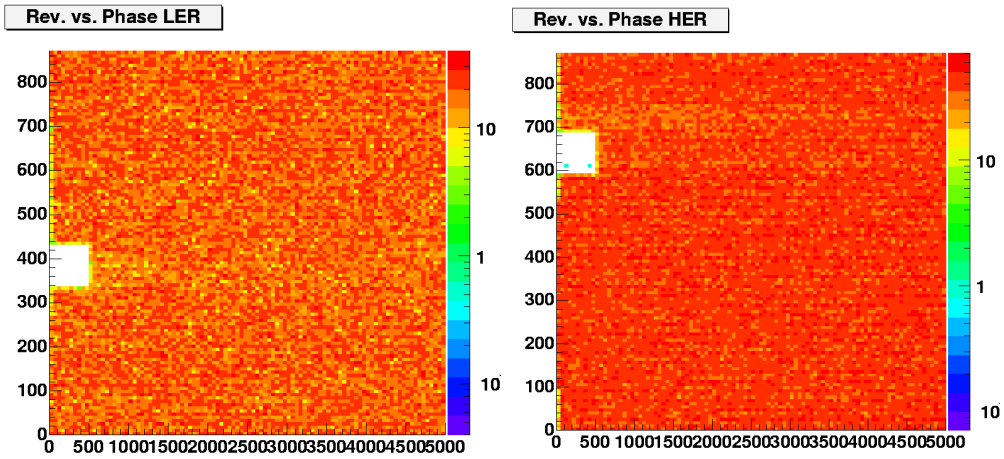

FIG. 3.4 – Diagrammes dits de Weaver. Ce graphe représente le nombre de traces de particules chargées détectées par la chambre à dérive en fonction du temps écoulé depuis l'injection, défini en abscisse par le nombre de tours de PEP-II et en ordonnées par la phase, c'est à dire la date du paquet de la trace de particule chargée modulo un tour. Il y a environ 800 paquets de positrons et 800 d'électrons dans les anneaux de PEP-II. Ceci permet de suivre le paquet qu'on a injecté et qui possède un halo de bruit de fond.

L'injection continue fonctionne depuis décembre 2004. On a commence par le LER car l'intensité du faisceau de positrons diminue plus rapidement que celle des électrons. En février 2004, l'injection continue a été adoptée pour les deux anneaux de PEP-II et correspond à la nouvelle injection standard.

Le gain de la luminosité integrée venant de l'injection continue est estimé entre 20 et 30%.

3.2 Le détecteur *BABAR*

Le détecteur *BABAR* [54] est installé dans la région d'interaction 2 (*IR2*) de PEP-II. Il est de conception classique et de forme cylindrique comme l'illustre la figure 3.5. En allant du point d'interaction vers l'extérieur, il comprend les éléments qui suivent.

- Le détecteur de vertex (SVT) permet la reconstruction des vertex de désintégration des B et la mesure des impulsions des particules chargées ayant une faible impulsion traverse.
- La chambre à dérive (DCH) permet la mesure des impulsions des particules chargées.
- Le détecteur Cherenkov (DIRC) sert à l'identification des particules chargées.
- Le calorimètre électromagnétique (EMC) détecte les photons et les électrons.

– L'aimant supraconducteur courbe les trajectoires des particules chargées dans le détecteur et permet une mesure précise de leurs impulsions par le SVT et la DCH.
– Le retour de flux instrumenté (IFR) sert à l'identification des muons et la détection des K_L^0.

Le trajectographe est l'ensemble SVT-DCH. Ces deux détecteurs contribuent également à l'identification des particules chargées par des mesures d'ionisation.

Dans la suite, l'axe z est l'axe parallèle au champ magnétique correspondant à l'axe des faisceaux sur lequel est aligné le détecteur et orienté dans la direction des électrons. L'axe y est vertical, l'axe x est horizontal pointant vers l'extérieur de PEP-II. L'angle θ est défini comme l'angle polaire par rapport à l'axe z et ϕ comme l'angle azimutal autour de ce même axe. L'origine correspond au point nominal d'interaction.

3.2.1 Le détecteur de vertex (SVT)

Le SVT (*Silicon Vertex Tracker*) [55, 56] est composé de cinq couches visibles sur les figures 3.6 et 3.7.

Chaque couche du SVT est segmentée selon ϕ en modules s'étendant sur toute sa longueur : les trois premières couches en comportent 6 et les deux dernières 16 et 18 (Fig. 3.7). Chaque module comporte entre 4 et 8 détecteurs de silicium. Le SVT totalise 340 détecteurs de silicium (plaquettes). Chaque plaquette porte sur une face des micro-pistes parallèles à l'axe z (mesurant ϕ) et sur l'autre face des pistes perpendiculaires (mesurant z).

La forme en arche des deux dernières couches réduit la quantité de silicium utilisée ainsi que l'angle d'incidence des traces de particules chargées et par conséquent la diffusion multiple, qui limite la résolution sur les vertex. Les plaquettes de chacune des deux dernières couches est divisée en 2 sous-couches a et b. Pour détecter les traces de particules chargées le plus efficacement possible, on place alternativement les plaquettes à un rayon R_{4a} et R_{4b} (voir figure 3.7). Le tableau 3.2 résume la géométrie des pistes.

Couche	1	2	3	4a-4b	5a-5b
Rayon (mm)	32	40	54	91-127	114-144
Separation des plaquettes en z (μm)	50-100	55-110	100	100	100
Separation des plaquettes en ϕ (μm)	100	100	100	210	210

TAB. 3.2 – Quelques caractéristiques des différentes couches du SVT. La première ligne correspond à la distance radiale des modules d'une couche avec l'axe du faisceau. Les deux dernières lignes correspondent à l'espacement entre les plaquettes qui mesurent z et ϕ. Les couches 4 et 5 sont divisées en 2 sous-couches de rayons différents.

L'acceptance géometrique du SVT va de 20° a 150°, ce qui correspond à 90 % de l'angle solide dans le référentiel du centre de masse ($-0,95 < \cos\theta^* < 0,87$).

Les trois premières couches permettent d'avoir une bonne détermination des paramètres d'*impact* des traces de particules chargées avec l'axe z et dans le plan transverse. La résolution spatiale d'un impact est de 15 μm pour ces trois couches. Les deux couches extérieures ont une résolution moyenne de 40 μm. Leur importance est pour la mesure des traces de particules chargées avec des impulsions inférieures à 100 MeV/c qui n'atteignent pas la chambre à dérive. En effet, certaines particules peuvent interagir avec le *tube-support* qui sert de support au SVT et au tube à vide.

3.2.2 La chambre à dérive (DCH)

La DCH (*Drift CHamber*) représentée sur la figure 3.8 sert à détecter les traces de particules chargées d'impulsions transverses supérieures à 100 MeV/c.

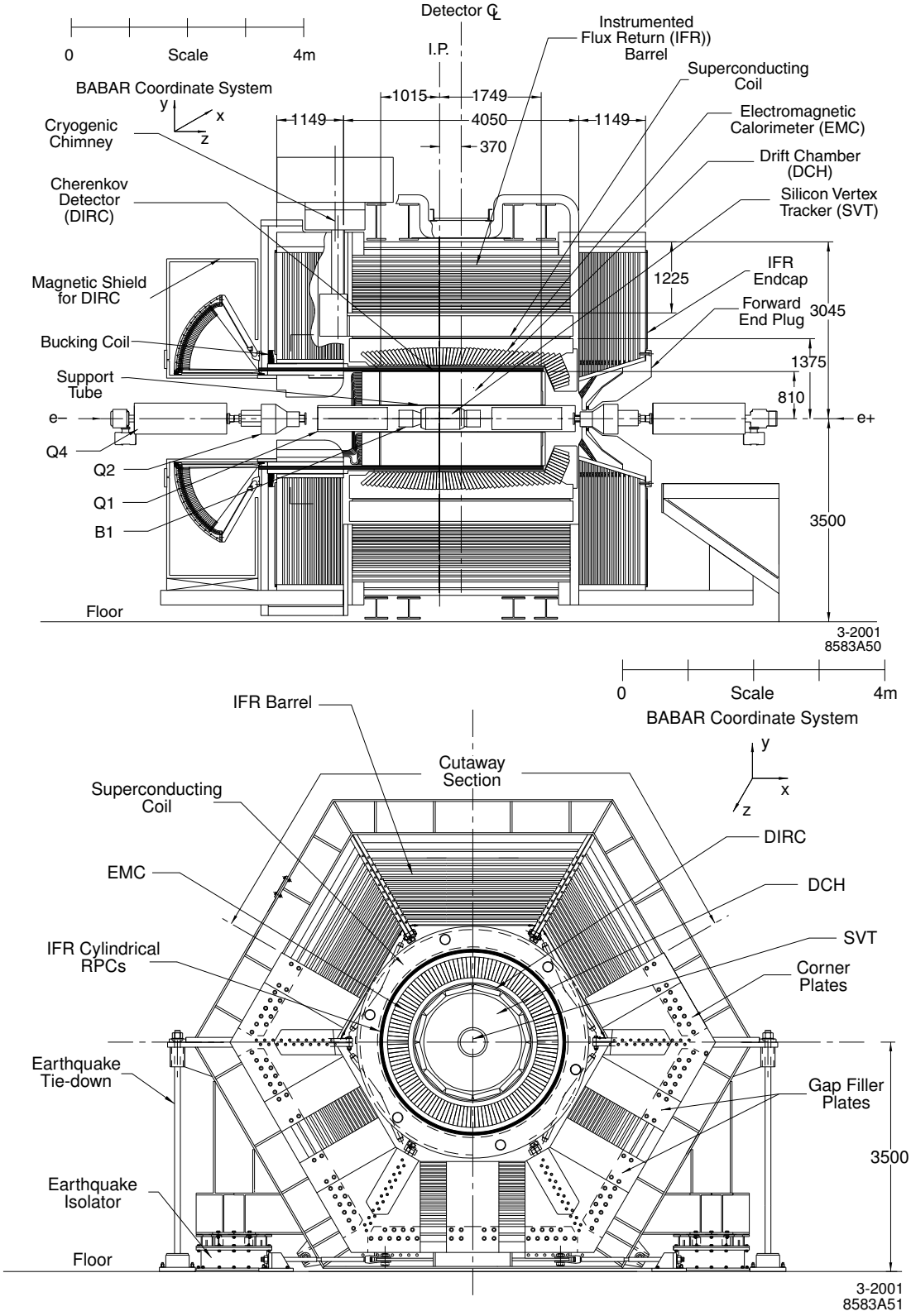

FIG. 3.5 – Coupes longitudinale et transversale (arrière) du détecteur *BABAR*. Les longueurs sont en mm.

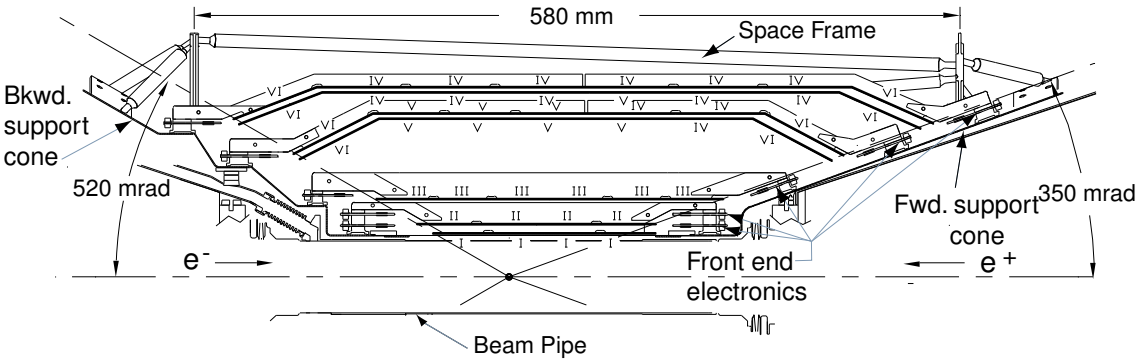

FIG. 3.6 – Coupe longitudinale du SVT [54]. Les chiffres romains correspondent aux 6 types de plaquettes. La longueur du SVT est limité par l'aimant B1.

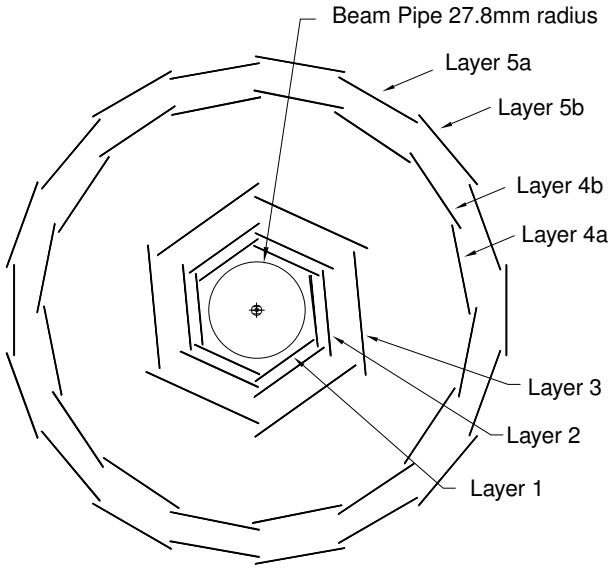

FIG. 3.7 – Coupe transversale du SVT [54]. Pour éviter les zones mortes en ϕ, les couches 4 et 5 sont divisées en 2 sous-couches (4a,4b,5a,5b) et placées à des rayons légèrement différents.

Elle est constituée de 40 couches de cellules hexagonales (7104 cellules au total). On a jusqu'à 40 mesures spatiales et de perte d'énergie par ionisation (dE/dx), pour des traces de particules chargées d'impulsion transverse supérieure à 180 MeV/c. La taille des cellules est de 11,9 mm dans la direction radiale et approximativement 19,0 mm dans la direction azimutale. Le nombre total de fils est de 28768. Parmi les 40 couches, 24 font un petit angle (40-70 mrad) par rapport à l'axe z, ce qui permet d'obtenir par stéréographie la position longitudinale de points sur les traces de particules chargées (résolution en z de l'ordre de 1 mm). Cette information aide à faire la correspondance entre les traces de particules chargées dans la DCH et dans le SVT. La quantité de matière de la DCH a été minimisée. La paroi interne, qui doit supporter une partie de la force des fils tendus, est mince (1 mm de béryllium) pour limiter la diffusion multiple et faciliter le raccorde-

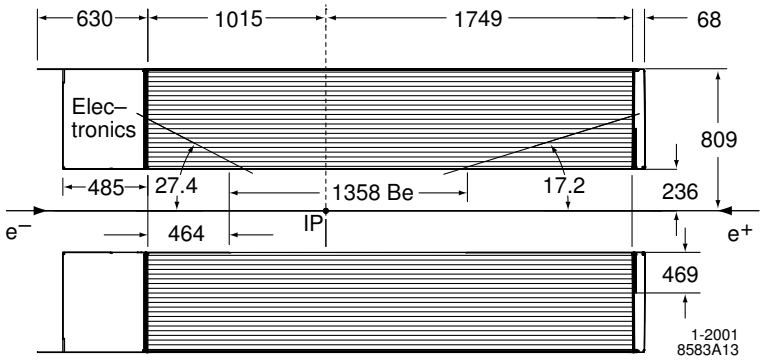

FIG. 3.8 – Section longitudinale de la chambre à dérive [54]

ment des traces de particules chargées dans la DCH et le SVT. La diffusion multiple à l'intérieur de la DCH est minimisée par l'emploi d'un gaz léger basé sur un mélange hélium/isobutane (80/20 en volume) et le recours à des fils de champ en aluminium. Les fils sensibles sont portés à une tension de 1930 V et les fils de champ à 340 V.

Avec une haute tension de 1930 V, l'efficacité est excellente pour $p_T \gtrsim 300\ \mathrm{MeV}/c$. Pour les basses impulsions transverses, la capacité du SVT de reconstruire des traces de particules chargées sans l'aide de la DCH devient cruciale pour l'efficacité. La résolution sur l'impulsion transverse observé en combinant les informations du SVT et de la DCH a été déterminée en étudiant les muons cosmiques :

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = \Big((0,13 \pm 0,01) \cdot p_t + (0,45 \pm 0,03) \Big) \% \tag{3.1}$$

Les performances de la DCH sont résumées sur la figure 3.9.

La figure 3.10 illustre les performances de la DCH pour l'identification des particules chargées par $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$. Elle permet de distinguer les π des K avec une résolution de 7 % pour les particules d'impulsion inférieure à 700 MeV/c.

3.2.3 Le détecteur Cherenkov (DIRC)

Le DIRC (*Detector of Internally Reflected Cherenkov light*) est un détecteur Cherenkov original qui permet l'identification des traces de particules chargées.

Dans un milieu d'indice n, une particule de vitesse $\beta > 1/n$ émet un cône de lumière faisant un angle θ_C autour de sa trajectoire :

$$\cos\theta_C = \frac{1}{\beta n} \tag{3.2}$$

Le rayonnement Cherenkov n'apparaît qu'à une vitesse supérieure à $1/n$, ou une impulsion supérieure au seuil :

$$p_S^{\pi,K} = \frac{m_{\pi,K}}{\sqrt{n^2-1}} \tag{3.3}$$

L'indice moyen du quartz étant de 1,473, le seuil de production de rayonnement Cherenkov pour les π et les K est environ égal à leur masse. En pratique, l'efficacité de détection de la lumière Cherenkov fait monter ce seuil théorique.

La figure 3.11 montre le principe de fonctionnement du DIRC.

Les barres de quartz ont été fabriquées avec des surfaces planes à angle droit pour garantir la conservation de l'angle de la trajectoire des photons lors de leur propagation dans les barres. Le

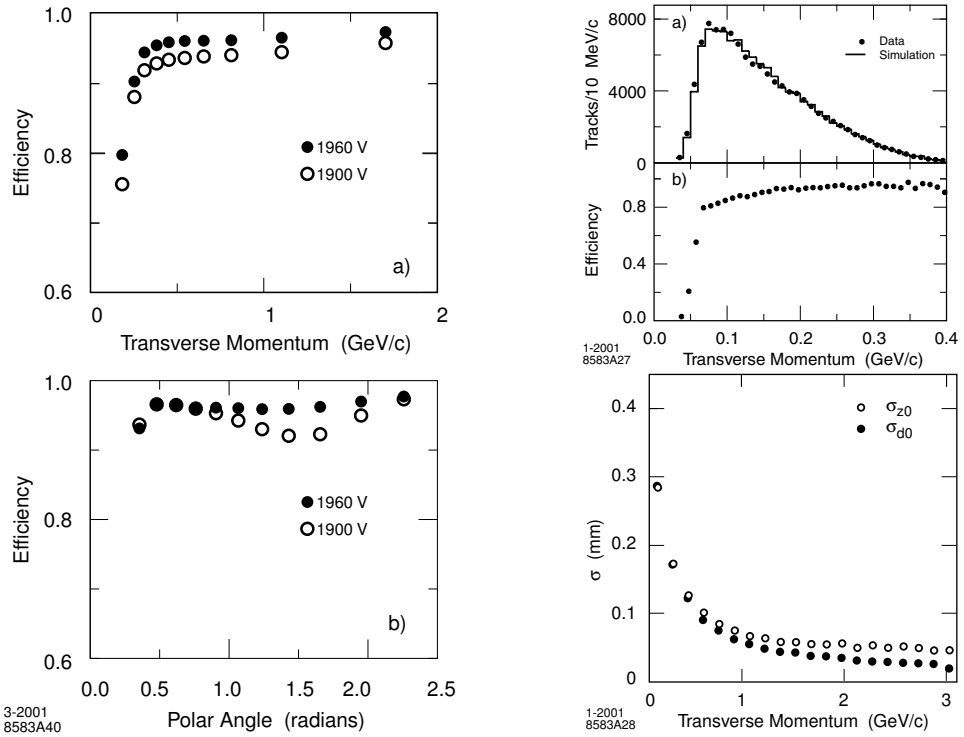

FIG. 3.9 – Performance de la détection des traces de particules chargées. Sur les figures de gauche sont représentées les efficacités de reconstruction des traces de particules chargées dans la chambre à dérive en fonction de l'impulsion transverse et de l'angle polaire. En haut à droite, on compare la simulation aux données pour des traces de particules chargées de basses impulsions venant de la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0\,\pi^+$. En bas à droite sont représentées les résolutions sur la position des traces de particules chargées le long de l'axe du faisceau et dans le plan transverse en fonction de l'impulsion transverse.

DIRC est constitué de 144 barres de quartz et 10751 photo-multiplicateurs sont placés à la sortie de la SOB (figure 3.11).

Un avantage clé du DIRC est qu'il prend peu de place en n'occupant que 8 centimètres radialement. Ceci permet de disposer d'une plus grande chambre a dérive et de ne pas avoir un calorimètre avec une taille démesurée coûtant beaucoup d'argent.

La figure 3.12 résume les performances du DIRC.

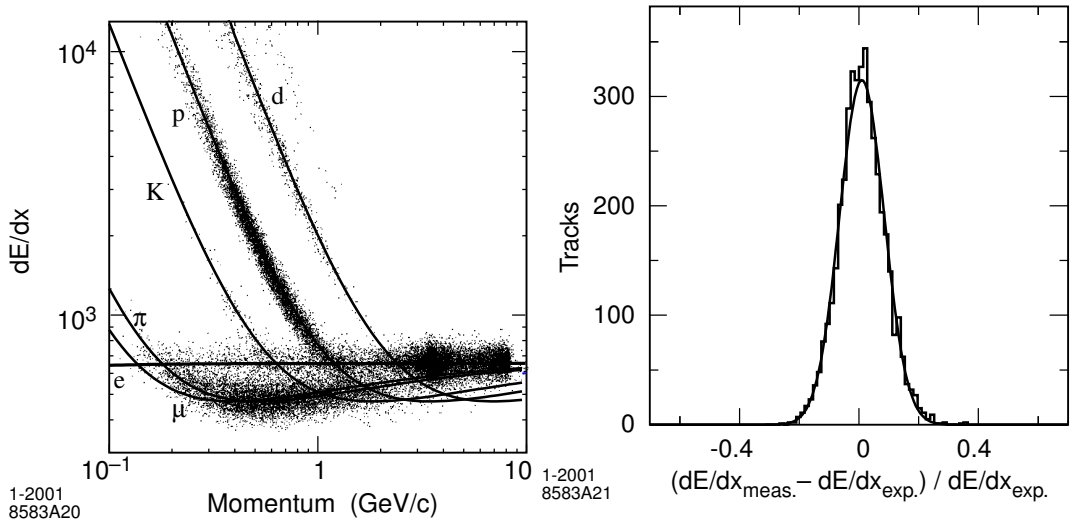

FIG. 3.10 – A gauche, les distributions du dE/dx dans la DCH sont représentées en fonction de l'impulsion des traces de particules chargées. Les courbes correspondent aux prédictions de la formule de Bethe-Bloch pour les différentes particules chargées, calibrées avec des échantillons très purs des différents types de particules [54]. A droite, la différence entre les dE/dx mesurés et attendus pour des évènements diffusés e^+e^- (*Bhabha*). La courbe est un ajustement $\mathcal{G}aussien$ de résolution 7,5 %.

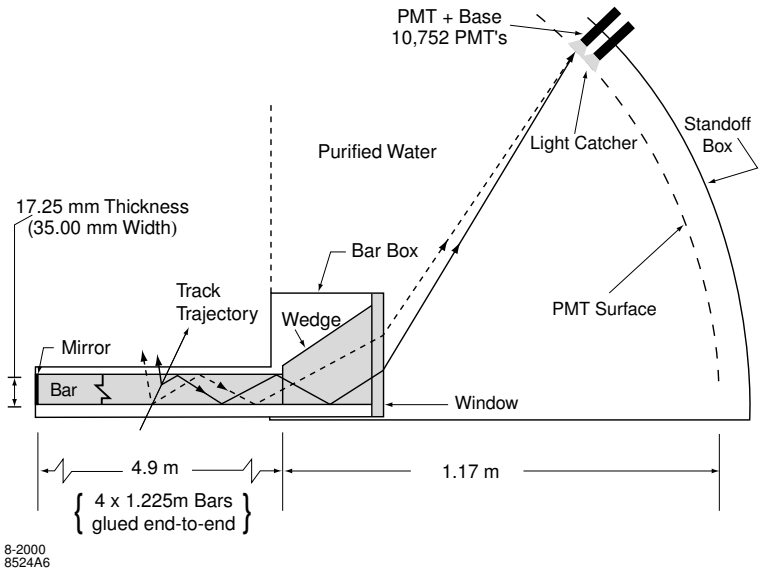

FIG. 3.11 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement du DIRC. Une particule produit des photons Cherenkov dans les barres de quartz. Certains de ces photons se propagent par réflexion totale jusqu'au bout des barres avec une possible réflexion dans le miroir et puis ensuite dans une cuve d'eau ($n_{eau} = 1,33$) appelé SOB (*Stand Off Box*) et finissent dans des photo-multiplicateurs. L'information sur l'angle Cherenkov est conservée au cours du voyage des photons et l'utilisation de l'information venant de plusieurs photons permet de donner sans ambiguïté une estimation de l'angle Cherenkov.

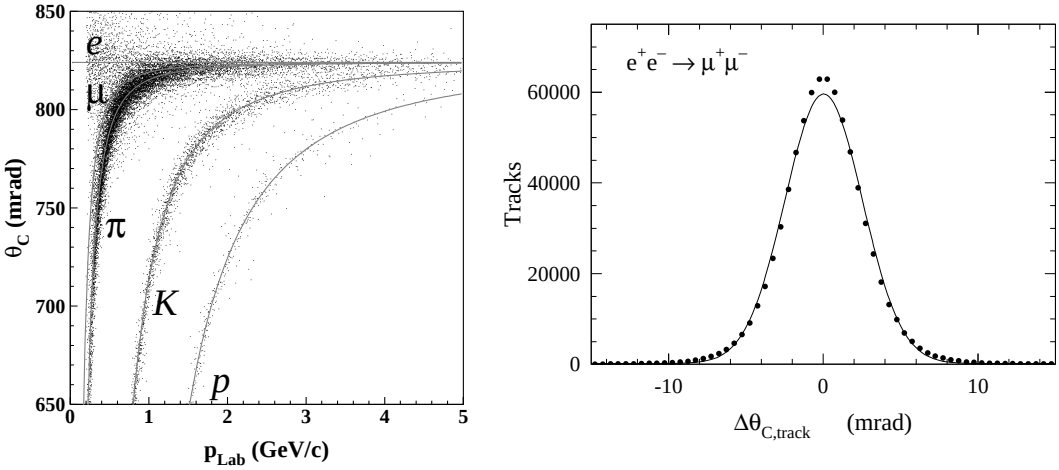

FIG. 3.12 – (à gauche) L'angle Cherenkov ajusté pour des traces de particules chargées venant d'evenements hadroniques en fonction de l'impulsion. Les courbes grises sont les valeurs prédites de l'angle Cherenkov pour les différentes hypothèses de particules. (à droite) Différence entre l'angle Cherenkov attendu et mesuré, $\Delta\theta_{C,track}$ pour des muons issus de $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. La courbe est un ajustement $\mathcal{G}$aussien sur les données de résolution 2,5 mrad.

3.2.4 Le calorimètre électromagnétique (EMC)

L'EMC (*ElectroMagnetic Calorimeter*) représenté sur la figure 3.13 mesure les énergies des photons, électrons ou π^0 à partir de gerbes électromagnétiques. Il possède une symétrie cylindrique autour de l'axe z et est constitué de 56 anneaux de cristaux d'iodure de césium dopés au thallium. Les anneaux sont composés de 120 cristaux (entre 80 et 120 pour les 8 anneaux du bouchon), ce qui donne 6580 cristaux au total. Il couvre 90% de l'angle solide dans le centre de masse.

Pour éviter les inefficacités, les cristaux ne pointent pas exactement au point d'interaction en θ (décalage de 15-45 mrad). Par contre, les pertes de photons dans le plan transverse (en ϕ) ne peuvent être évitées et conduisent à une perte d'énergie moyenne d'environ 2,5%.

Les cristaux ont une efficacité proche de 100% pour des énergies supérieures à 20 MeV (limitation due au bruit de fond de PEP-II). Les performances du calorimètre pour la résolution en énergie et les directions des photons sont [57] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2,32 \pm 0,30)\%}{\sqrt[4]{E(\,\mathrm{GeV})}} \oplus (1,85 \pm 0,12)\%, \tag{3.4}$$

$$\sigma_{\theta,\phi} = \left[\frac{(3,87 \pm 0,07)}{\sqrt{E(\,\mathrm{GeV})}} \pm 0,04\right] \mathrm{mrad}. \tag{3.5}$$

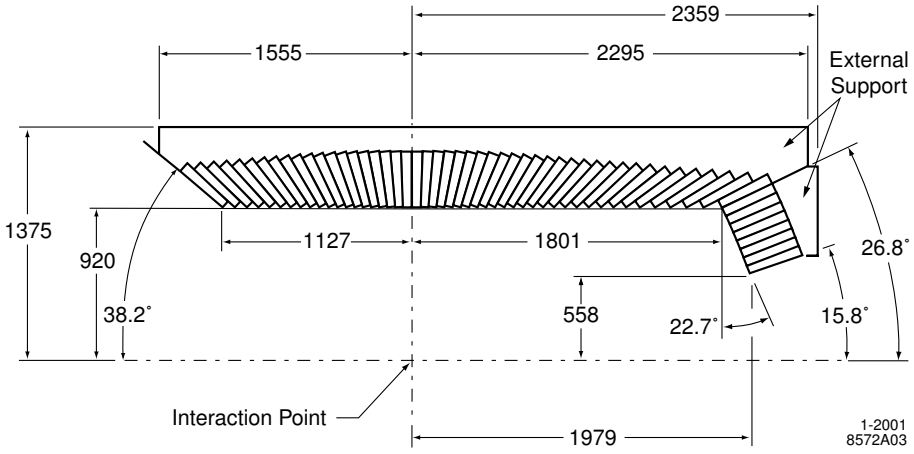

FIG. 3.13 – Section longitudinale de l'EMC. Ce détecteur est de symétrie cylindrique autour de l'axe z. On distingue deux parties dans l'EMC, la partie bouchon vers l'avant ($15,8^o < \theta < 26,8^o$) et la partie tonneau, au delà. On compte 56 anneaux de cristaux au total.

La figure 3.14 représente les épaisseurs des sous-détecteurs exprimées en longueur de radiation. Les particules perdent peu d'énergie avant d'entrer dans l'EMC.

3.2.5 L'aimant supra-conducteur

L'aimant est un solénoïde supra conducteur traversé par un courant de 4600 A et dont le champ magnétique est de 1,5 T connu à 0,2 mT près au point d'interaction.

3.2.6 Le retour de flux instrumenté (IFR)

L'IFR (*Instrumented Flux Return*) sert à identifier les muons et à détecter les hadrons neutres comme les K_L^0. La détection de muons est importante pour l'étiquetage des mésons B neutres.

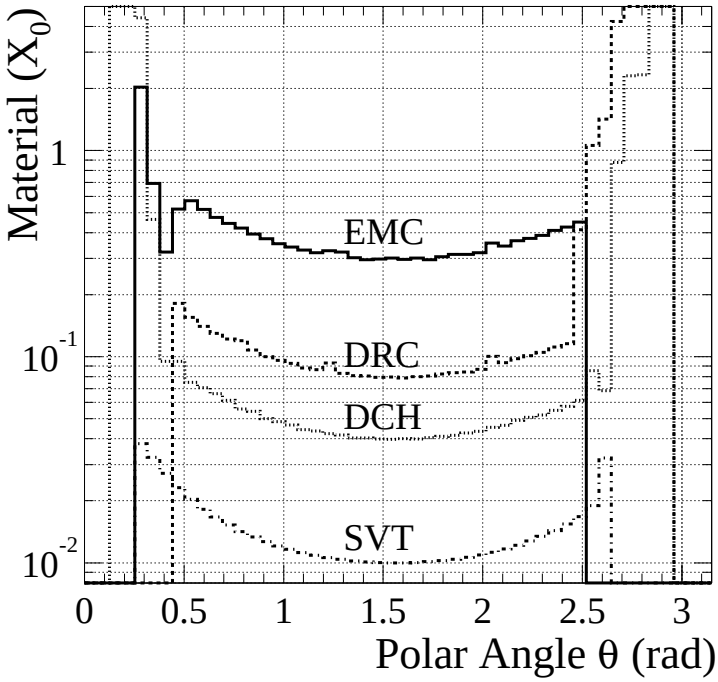

FIG. 3.14 – Fractions de la longueur de radiation pour une particule d'incidence à l'entree du des différents sous-détecteurs.

L'IFR est aussi utile pour la mesure de $\sin 2\beta$ où le J/ψ est reconstruit en une paire de muons.

Il est constitué de 18 plaques de fer dont l'épaisseur va de 2 cm pour la première plaque à 10 cm pour la dernière. Entre les plaques de fer, se trouvent des détecteurs RPC [58] (*Resistive Plate Chamber*). Les RPC sont constitués d'un volume de gaz (mélange d'argon, de fréon et d'isobutane) placé entre deux plaques de bakélite. Les plaques de bakélite sont recouverte par deux plaques de graphite, ayant une différence de potentiel d'environ 8 kV. Les particules secondaires chargées ionisent le gaz des RPC le long de leurs trajectoires.

Au total, il y a 806 detecteurs RPC. L'efficacité de l'IFR s'est degradée très significativement depuis le début de *BABAR* et les RPC sont en cours de remplacement : celles des bouchons en 2003, les sextants du haut et du bas en 2004 et les 4 sextants restants le seront en 2005. Cet effet n'a pas d'influence sur l'analyse de la thèse qui n'utilise aucune information venant de l'IFR.

3.2.7 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement permet de trier les données en temps réel. Il comporte deux niveaux. Le premier niveau, L1, est implémenté au niveau *hardware*. Il cherche la présence de particules en reconstruisant des segments de traces de particules chargées dans la chambre à dérive et des*amas* dans le calorimètre avec un grand dépôt d'énergie. L'IFR peut aussi déclencher le niveau L1 à partir de muons ou d'évènements cosmiques servant à la calibration du détecteur. Le taux de comptage en sortie du L1 ne peut pas dépasser 2,5 kHz.

Le deuxième niveau, appelé L3 pour des raisons historiques, est un programme de reconstruction rapide de particules par les sous-détecteurs. Son taux de comptage maximal en sortie est de 250 Hz. Le logiciel du L3 fonctionne sur 32 processeurs. Il raffine la reconstruction des traces de particules chargées, et utilise des algorithmes de filtrage plus sophistiqués pour rejeter les évène-

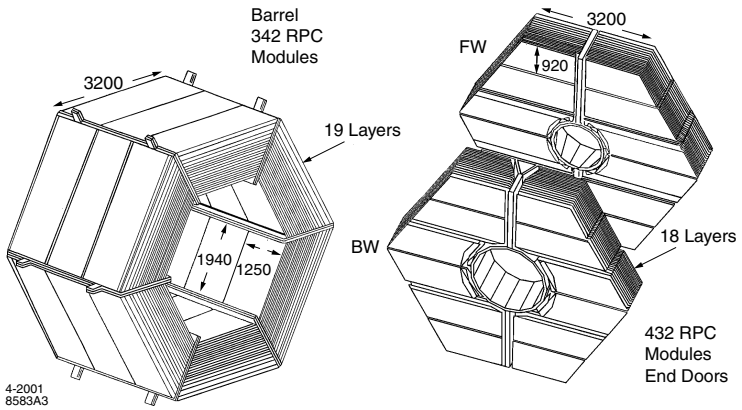

FIG. 3.15 – Vue des plaques de fer de l'IFR. A droite se trouvent la partie des bouchons dont les RPC ont été changées en 2003 et à gauche se trouvent les six sextants du tonneau.

ments Bhabha et le bruit de fond de PEP-II.

L'efficacité du système de déclenchement total (L1+L3) est de 99,7 % pour les évènements hadroniques. Les données sont stockées sur disque avant d'être traitées par le programme de reconstruction en moyenne 24 heures après l'acquisition.

3.3 Échantillons de données

3.3.1 Données utilisées pour la thèse 1999-2004

Les données utilisées pour l'analyse $B^{\pm} \rightarrow DK^{*\pm}$ ont été enregistrées par *BABAR* entre octobre 1999 et juillet 2004. Elles correspondent à l'intégralité de la luminosité disponible dans *BABAR* au début 2005 (voir figure 3.16).

Elles sont segmentées en quatre *runs* correspondant à des périodes de prise de données séparées par des temps d'arrêt de machine. Pour chacun des *runs*, PEP-II a fonctionné à deux énergies nominales : celle de la résonance $\Upsilon(4S)$ et à 40 MeV en dessous (données *on-peak* et *off-peak*). Le premier échantillon de données contient les évènements de signal. A 40 MeV en dessous de la masse du $\Upsilon(4S)$, l'énergie est en dessous du seuil de production d'une paire $B\overline{B}$. Les données *off-peak* ne contiennent que du bruit de fond et permettent sa caractérisation sans avoir recours à la simulation. Ce type de bruit de fond est décrit dans la section 4.1.1 Les différentes conditions de prise de données sont rassemblées dans le tableau 3.3.

Le rapport entre les luminosités des données *on-peak* et *off-peak* est choisi pour optimiser les erreurs systématiques sur la mesure de $\sin 2\beta$.

La prise de données est sectionnée en *runs* d'environ 45 minutes. La qualité des données enregistrées est vérifiée en temps réel par un un physicien en poste (*shifter*) et un *monitoring* rapide de la qualité des données est disponible *run* par *run* environ deux heures après l'enregistrement. Le *monitoring* rapide est vérifié par des physiciens responsables de la bonne marche des sous-détecteurs.

Les évènements sont stockés avec leur numéro de *run*. Les évènements sont ensuite traités dans le journee qui suit. Cela consiste à estimer les constantes de calibration pour chaque *run*, reconstruire les particules qui ont interagi avec le détecteur et présélectionner les évènements pour les différentes analyses.

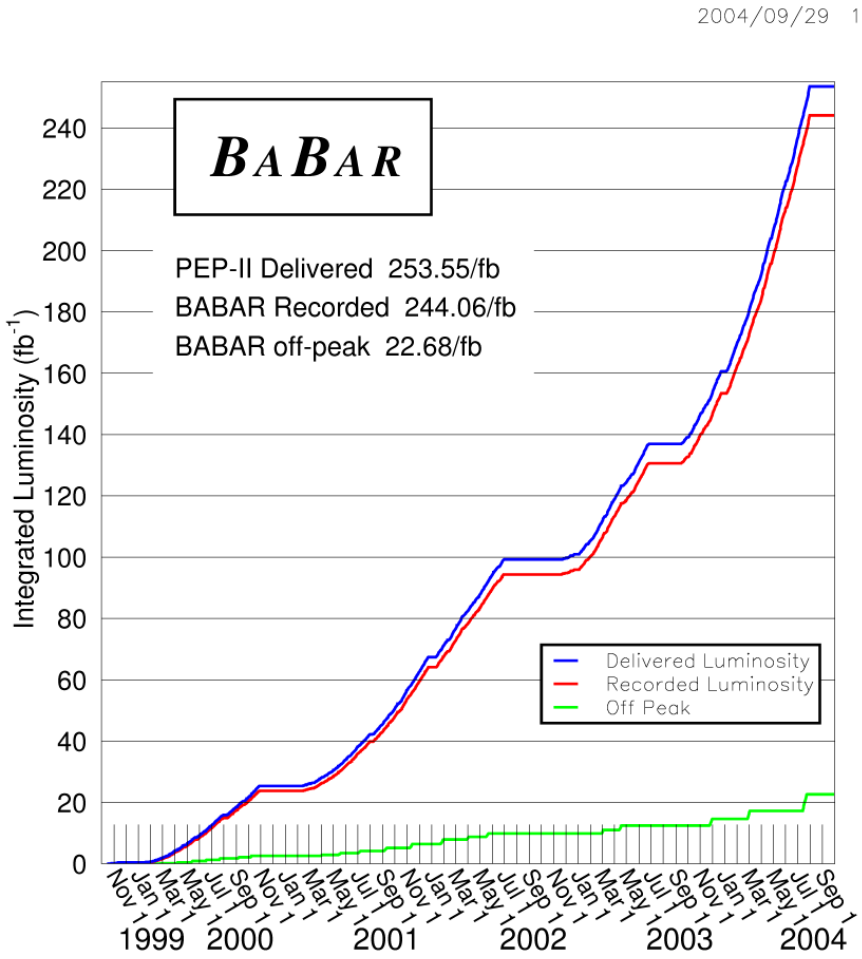

FIG. 3.16 – Luminosité intégrée délivrée par PEP-II et enregistrée par *BABAR* jusqu'au 31 juillet 2004. La ligne bleue correspond à la luminosité délivrée par PEP-II, la rouge en dessous à celle enregistrée par *BABAR* et la verte aux évènements *off-peak* enregistrés. Parmi les données enregistrées par *BABAR*, 11 fb^{-1} de ces évènements sont inutilisables pour la physique à cause de défaillances dans le détecteur.

3.3.2 Données simulées par Monte Carlo

La simulation Monte Carlo se fait en trois étapes : la génération des évènements au niveau des quadrivecteurs, la propagation des particules à travers le détecteur et la simulation de la réponse du détecteur.

- La génération des particules tient compte de la fluctuation de l'énergie des faisceaux. Le logiciel principal utilisé par la collaboration *BABAR* pour générer les évènements $B\overline{B}$ est `EvtGen` **??**. Les rapports d'embranchement utilisés viennent de mesures expérimentales [9], d'estimations (en considérant par exemple la symétrie d'isospin) ou de simulation par `JETSET` [60], par le modèle de fragmentation.
  Le bruit de fond continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (où q est un quark u, d, s, c) est aussi généré par `JETSET`.
- Un modèle détaillé du détecteur a été élaboré en utilisant l'outil standard de la physique des particules `Geant4` [61] pour la simulation du détecteur. Il permet de simuler les interactions des particules en traversant le détecteur. La réponse du détecteur est aussi simulée et

Périodes	Activité	Note	Luminosité On	Luminosité Off
22 Oct. 1999-Juin 2000	*Run* 1	HT DCH 1900 V	11,1 fb^{-1}	1,2 fb^{-1}
Juillet 2000-28 Oct. 2000	*Run* 1	HT DCH 1960 V	9,4 fb^{-1}	1,4 fb^{-1}
Fév 2001-Juin 2002	*Run* 2	HT DCH 1930 V	61,5 fb^{-1}	7,1 fb^{-1}
Nov. 2002-Juillet 2003	*Run* 3	-	31,4 fb^{-1}	2,4 fb^{-1}
Été 2003	Remplacement des RPC des bouchons de l'IFR			
Sep. 2003-Nov. 2004	*Run* 4	Injection continue	22 fb^{-1}	2 fb^{-1}
Nov. 2004-Mars 2004	*Run* 4	Trickle du LER	12 fb^{-1}	3 fb^{-1}
Mars 2004-Juillet 2004	*Run* 4	Trickle du LER et du HER	67 fb^{-1}	5 fb^{-1}
Été 2004	Remplacement des RPC des sextants du haut et du bas de l'IFR			
Oct. 1999-Juillet 2004	*Run* 1-4	**Luminosité integrée totale**	**221,38 fb^{-1}**	22,68 fb^{-1}

TAB. 3.3 – Luminosité intégrée délivrée par PEP-II (avant tout traitement) en fonction des conditions de prise de données. Les hautes tensions de la chambre à dérive sont maintenues à 1930 V depuis le début du *run* 2. L'injection continue est utilisée uniquement depuis le *run* 4.

utilisée pour reconstruire les particules chargées et neutres à partir des impacts dans les sous-détecteurs. On peut aussi associer dans la majorité des cas une trace de particules chargées générée à une trace de particules chargées reconstruite (*vérité* Monte Carlo).

On utilise la simulation générique $b\overline{b}$, $c\overline{c}$, $s\overline{s}$, $d\overline{d}$ and $u\overline{u}$ produite dans le monde entier par une équipe spécialisée de *BABAR*. Les nombres d'évènements simulés utilisés et leurs luminosités équivalentes se trouvent dans le tableau 3.4.

	# évènements ou paires $B\overline{B}$	Luminosité (fb^{-1})
Echantillons de données		
à la résonance $\Upsilon(4S)$	$(231,3 \pm 2,5) \times 10^6$	210,7
à 40 MeV en dessous de $\Upsilon(4S)$		21,4
Monte Carlo de signal		
$B^- \to D^0\ (K^+\ K^-)\ K^{*-}$	104000	$\approx$ 155000
$B^- \to D^0\ (\pi^+\ \pi^-)\ K^{*-}$	104000	$\approx$ 440000
$B^- \to D^0\ (K^0_S\ \pi^0)\ K^{*-}$	104000	$\approx$ 83000
$B^- \to D^0\ (K^0_S\ \phi)\ K^{*-}$	104000	$\approx$ 420000
$B^- \to D^0\ (K^0_S\ \omega)\ K^{*-}$	104000	$\approx$ 97000
$B^- \to D^0\ (K^-\ \pi^+)\ K^{*-}$	104000	$\approx$ 17200
$B^- \to D^0\ (K^-\ \pi^+\ \pi^0)\ K^{*-}$	104000	$\approx$ 5000
$B^- \to D^0\ (K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+)\ K^{*-}$	104000	$\approx$ 8750
Monte Carlo générique		
$b\overline{b} \to B^+\ B^-$	380×10^6	691,2
$b\overline{b} \to B^0\ \overline{B}^0$	370×10^6	674,7
$c\overline{c}$	277×10^6	213,6
$u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$	547×10^6	261,5

TAB. 3.4 – Statistique des échantillons de données et de simulation Monte Carlo utilisable pour les analyses de physique. La luminosité équivalente de Monte Carlo est calculée à partir des valeurs des sections efficaces de production à la résonance $\Upsilon(4S)$: 1,10 nb, 1,30 nb et 2,09 nb pour $\Upsilon(4S)$, $c\overline{c}$ et $u\overline{u}/d\overline{d}/s\overline{s}$. Le comptage du nombre de B dans l'échantillon de données est décrit dans la référence [62].

Troisième partie

Analyse

Chapitre 4

Reconstruction des mésons B

On reconstruit des candidats de mésons B à partir de candidats D neutre et K^*. Les candidats D sont reconstruits dans les modes *CP* K^+K^-, $\pi^+\pi^-$, et $K_s\pi^0$, $K_s\phi$, $K_s\omega$. L'objectif est la mesure des observables de la méthode GLW $\mathcal{A}_\pm$ et $\mathcal{R}_\pm$ (définies par la formule 2.34) pour contraindre l'angle γ du triangle d'unitarité. Pour augmenter la précision de la mesure, on reconstruit aussi les désintégrations du D^0 dans les modes non-*CP* $K^-\,\pi^+$, $K^-\,\pi^+\,\pi^0$ et $K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$.

Les rapports d'embranchement visibles estimés sont compris entre $2\cdot10^{-7}$ et 10^{-6} pour les modes *CP* et de l'ordre de 10^{-5} pour les modes non-*CP* à comparer aux $232\cdot10^6$ de B chargés ayant été scrutés par le détecteur. Les mesures sur les modes *CP* vont avoir de larges erreurs statistiques. Il est important de soigner la sélection pour qu'elle soit efficace pour le signal et la plus faible possible pour le bruit de fond.

Dans ce chapitre, nous allons décrire la reconstruction exclusive d'un méson B à partir des particules de l'état final qui ont interagi avec le détecteur : des kaons, des pions et des photons issus de π^0. À partir de ces particules, on reconstruit les particules composites comme le ϕ ou le D^0. Pour différencier les candidats de signal de ceux de bruit de fond, on utilise un certain nombre de variables discriminantes que l'on va décrire. Le choix des coupures est optimisé avec des évènements simulés dans le plan $m_{\rm ES}$-ΔE.

4.1 Les différents types de bruit de fond

Le bruit de fond désigne tous les évènements qui ne sont pas issus du signal et qui vont pourtant être reconstruits comme des candidats de signal. On va trier les bruits de fond suivant leur origine physique et leur comportement plus ou moins gênant pour l'extraction du signal.

4.1.1 Bruit de fond provenant du continuum $q\bar{q}$

La résonance $\Upsilon(4S)$ correspond à la bosse colorée de la figure 3.1. Sous cette bosse, on doit prendre en compte les sections efficaces de production d'autres processus (tableau 4.1).

Des évènements provenant de processus $e^+e^- \to q\bar{q}$ ($q \in \{u,d,s,c\}$) peuvent être reconstruits comme du signal de l'analyse $B \to D^0\,K^*$ (figure 4.1).

Les données *off-peak* (prises 40 MeV en dessous du seuil de production d'une paire $B\overline{B}$) correspondent à un pur échantillon du bruit de fond $q\bar{q}$.

Le continuum u,d,s,c est un bruit de fond combinatoire dans les distributions des variables cinématiques caractéristiques d'un méson B. Seul le continuum $c\overline{c}$ peut produire de vrais D^0 mais ne constitue pas pour autant un bruit de fond irréductible de l'analyse.

$e^+e^- \rightarrow$	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$s\bar{s}$	$u\bar{u}$	$d\bar{d}$	$\tau^+\tau^-$	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-
sections efficaces (nb)	$1,10$	$1,30$	$0,35$	$1,39$	$0,35$	$0,94$	$1,16$	~ 40

TAB. 4.1 – Les processus ouverts et leurs sections efficaces de production pour une collision e^+e^- à une énergie de $10,58$ GeV. La paire $b\bar{b}$ est un état lié correspondant à la résonance $\Upsilon(4S)$, qui se désintègre à 50% en $B^0\ \overline{B}^0$ et 50% en B^+B^- [63]. Les annihilations en paires de leptons ne contribuent pas au bruit de fond de l'analyse de cette thèse.

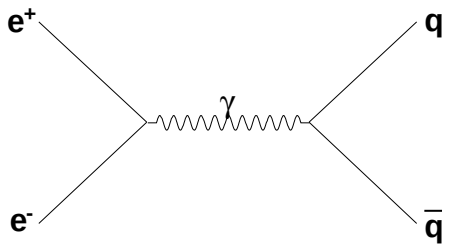

FIG. 4.1 – Production d'une paire quark-antiquark par collision e^+e^- par échange d'un photon virtuel. A l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$, le quark q ne peut être que u, d, s ou c.

4.1.2 Bruit de fond venant des B

Avec 232 millions de B chargés, un bruit de fond combinatoire venant des B s'ajoute à celui des évènements $q\bar{q}$. Ce bruit de fond ne peut être réduit de la même façon que le bruit de fond $q\bar{q}$ car la forme de l'évènement est la même que pour un évènement de signal.

Certaines désintégrations de B sont très proches physiquement du signal pour les différents modes de D^0 : $B \rightarrow D^{*0}\ K^*$, $B \rightarrow D^0\ K^0_S\ \pi$, ... Ces bruits de fond **piquants** nécessitent des traitements adaptés. Une étude complète sur les bruits de fond piquants est faite dans le paragraphe 5.2.

4.2 Reconstruction et identification des particules chargées et neutres de l'état final

La reconstruction des candidats de particules chargées et neutres est faite par un code (`Elf`) de la collaboration *BABAR*. Les critères de qualité et d'identification des objets reconstruits sont constamment améliorés et adaptés aux conditions expérimentales.

4.2.1 Reconstruction des traces de particules chargées

La reconstruction des traces de particules chargées est faite à partir des impacts dans le détecteur central (SVT+DCH). La procédure de reconnaissance et d'ajustement des traces de particules chargées utilise un filtre de Kalman [64] qui tient compte de la carte détaillée du champ magnétique et de la distribution spatiale précise de la matière dans le détecteur. Cette procédure itérative se base sur les segments de traces de particules chargées identifiés par le déclenchement L3 pour ajuster les traces de particules chargées de la DCH. La procédure se poursuit en recherchant des impacts dans le SVT le long de la trajectoire de la trace. Puis le logiciel de reconstruction cherche

des traces de particules chargées dans le SVT seulement. Le SVT possède en effet des traces de particules chargées non-associées à celles de la DCH à cause de la diffusion multiple sur le tube-support du SVT ou la paroi interne de la DCH ou parce qu'elles ont une énergie inférieure à 100 MeV.

On utilise différentes catégories pour les traces de particules chargées. Il arrive qu'une trace de particule chargée soit fabriquée dans le SVT à partir d'une mauvaise combinaison de impacts de bruit. On utilise trois critères de qualité pour les traces de particules chargées :

- **ChargedTracks** : ils correspondent à toutes les traces de particules chargées reconstruites dans la région fiducielle (0,41 < θ <2,41 radians).
- **GoodTracksVeryLoose** : ce sont des *ChargedTracks* d'impulsion inférieure à 10 GeV, dont la trajectoire passe à moins de 10 cm en z et à moins de 1,5 cm dans le plan transverse du point d'interaction.
- **GoodTracksLoose** : ce sont des *GoodTracksVeryLoose* dont l'impulsion transverse est supérieure à 100 MeV et qui sont construites à partir de 12 impacts au moins dans la chambre à dérive. L'efficacité de reconstruction des *GoodTracksLoose* dans la DCH est présentée sur la figure 4.2.

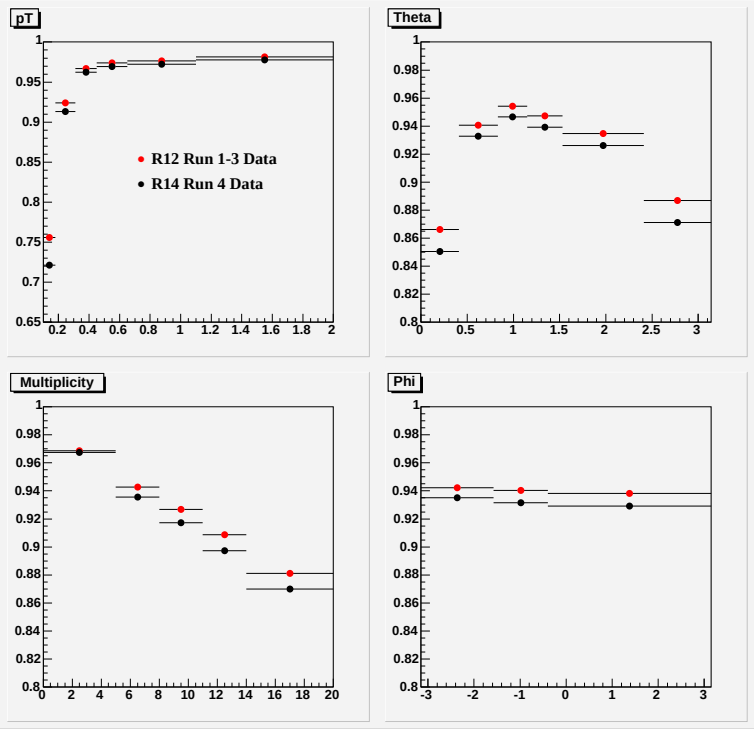

FIG. 4.2 – Efficacité de reconstruction des traces de particules chargées de qualité *GoodTracksLoose* en fonction de l'impulsion transverse p_T, de la direction (θ et Φ) et de la multiplicité de l'évènement. La perte d'efficacité dans le *run* 4 résulte de l'augmentation du taux d'occupation de la DCH [65–67], causée par l'augmentation de luminosité. L'efficacité est estimée à partir d'un lot de traces de particules chargées venant d'évènements hadroniques, d'impulsion transverse supérieure à 100 MeV et reconstruite par 10 impacts dans le SVT.

Les spectres en impulsion des particules reconstruites dans les 8 désintégrations sont visibles sur la figure 4.3.

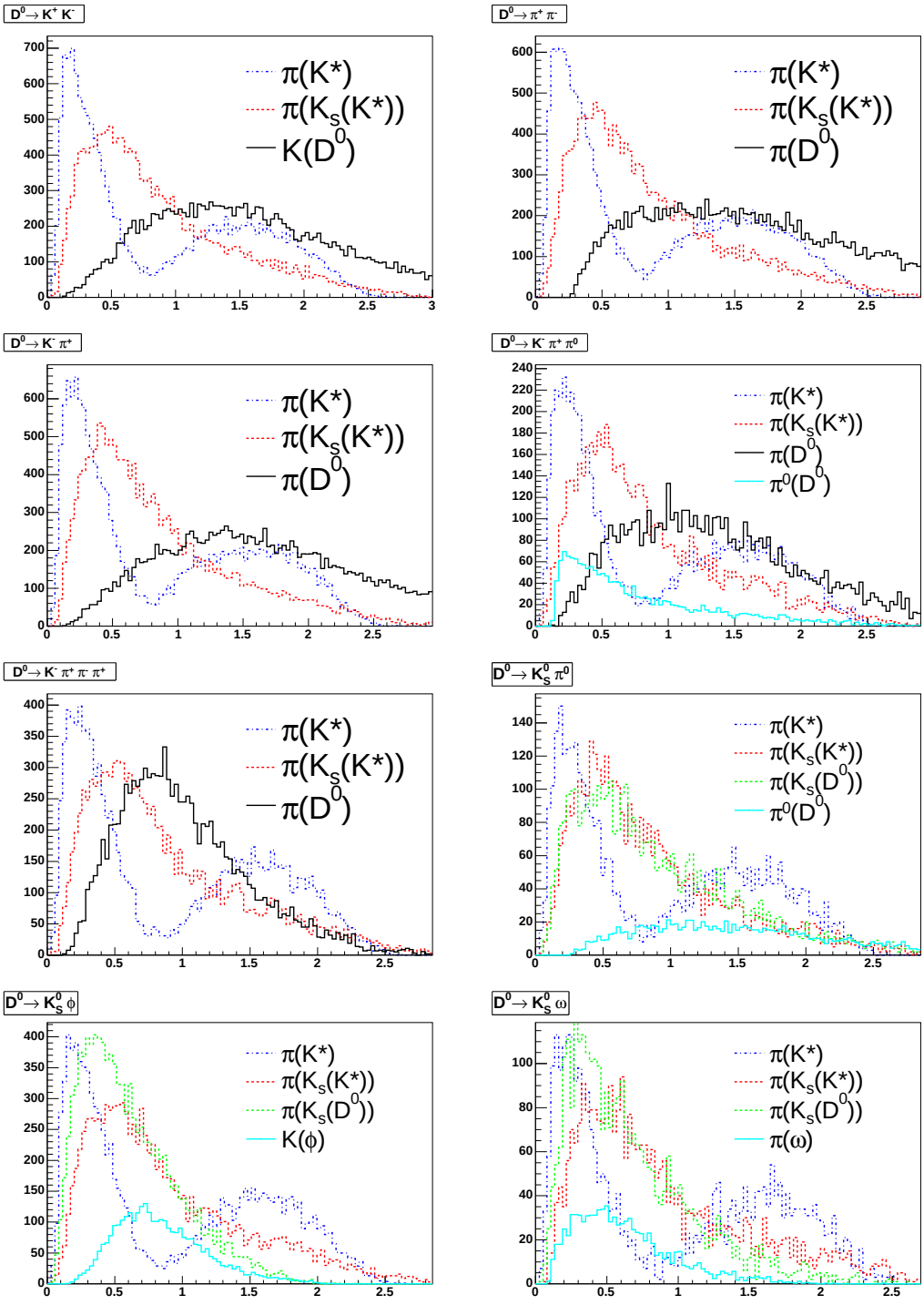

FIG. 4.3 – Spectres en impulsions des traces de particules chargées et des π^0 dans le référentiel du laboratoire. La distribution singulière de l'impulsion du pion venant du K^* à la polarisation du K^* de spin 1 dont l'hélicité est nulle. On reconstruit les 8 modes de désintégrations à partir de 5 à 7 traces de particules chargées et un π^0. Les impulsions des traces de particules chargées finales sont de l'ordre du GeV/c et la proportion de traces de particules chargées avec des impulsions transverses inférieures à 100 MeV/c est non-négligeable, d'où l'emploi du critère *GoodTracksLoose* pour certaines traces de particules chargées.

4.2.2 Identification des kaons et des pions (PID)

Il existe plusieurs *sélecteurs* d'identification pour les kaons et les pions. Ces critères utilisent l'angle des photons Cherenkov avec la trajectoire de la trace de particule chargée du DIRC, et la perte d'énergie $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ dans le SVT et la DCH. Dans cette analyse, on n'utilise qu'un seul critère de sélection quand c'est nécessaire pour les pions (*PionLHVeryLoose*) et un pour les kaons (*KLHVeryLoose*) [68]. Ces *sélecteurs* ont été choisis pour optimiser le rapport signal sur bruit (section 4.7.1).

Le principe de fonctionnement d'un sélecteur est le suivant : pour chaque trace, on calcule une fonction de vraisemblance pour chaque hypothèse de particule comme le produit de trois *fdp* (fonction de densité de probabilité), une pour chaque sous-détecteur. Les *fdp* pour le SVT et la DCH sont définies par les formes $\mathcal{G}$aussiennes :

$$\frac{(dE/dx)_{mesure} - (dE/dx)_{Bethe-Bloch}}{\sigma_{(dE/dx)}}. \tag{4.1}$$

où on compare la perte d'énergie mesurée avec celle prévue par la formule de Bethe-Bloch.

La *fdp* relative au DIRC est basée sur l'impulsion, l'angle des photons Cherenkov. C'est aussi une $\mathcal{G}$aussienne normalisée qui compare l'angle Cherenkov mesuré à celui qu'on attend pour une particule ayant l'impulsion mesurée.

On note L^K la valeur de la vraisemblance d'une trace de particule chargée pour l'hypothèse kaon, L^π pour l'hypothèse pion et L^p pour l'hypothèse proton. Les coupures sur les rapports de vraisemblance définissant les *sélecteurs KLHVeryLoose* et *PionLHVeryLoose* sont données dans le tableau 4.2. Les figures 4.4 et 4.5 présentent les efficacités des sélecteurs sur les kaons et les pions en fonction de leur signe et de leur impulsion. La probabilité de mauvaise identification est de moins de 0,3 % pour les pions et 0,5 % pour les kaons pour les différents types de particules pour des impulsions inférieures à 3 GeV/c^2.

Sélecteurs	K/π	proton	électrons
KLHVeryLoose	$L^K/L^\pi > 0,5$	$L^K/L^p > 0,018$	$\lvert\vec{p}\rvert < 0,4$ GeV/c ou pas *ElectronLHSelector*
PionLHVeryLoose	$L^K/L^\pi < 0,98$	$L^p/L^\pi < 0,98$	$\lvert\vec{p}\rvert < 0,4$ GeV/c ou pas *ElectronLHSelector*

TAB. 4.2 – Les coupures définissant les *sélecteurs KLHVeryLoose* (selection de kaons) et *PionLHVeryLoose* (selection de pions). La deuxieme colonne donne la coupure qui sélectionne la particule recherchée. Les suivantes donnent les critères de rejet des autres particules.

4.2.3 Reconstruction des candidats γ et π^0

Les amas sont définis à partir la somme des énergies déposées dans des cristaux contigus de l'EMC. La distribution en énergie des cristaux dans l'amas est utilisée pour discriminer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. La distribution latérale en énergie (LAT) qui caractérise partiellement la forme de la gerbe [69] est définie par

$$\mathrm{LAT} = \frac{\sum_{i=3}^{N} E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^{N} E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2} \tag{4.2}$$

où le amas est composé de N cristaux ordonnés en énergie tels que $E_1 > E_2 > ... > E_N$, r_0 est la distance moyenne entre deux cristaux (typiquement 5 cm pour les cristaux de l'EMC) et r_i est la distance du centre du cristal i au centre de l'amas.

Les amas sont identifiés comme des photons avec une énergie supérieure à 30 MeV, un LAT inférieur à 0,8 et qui ne sont pas associés à une trace.

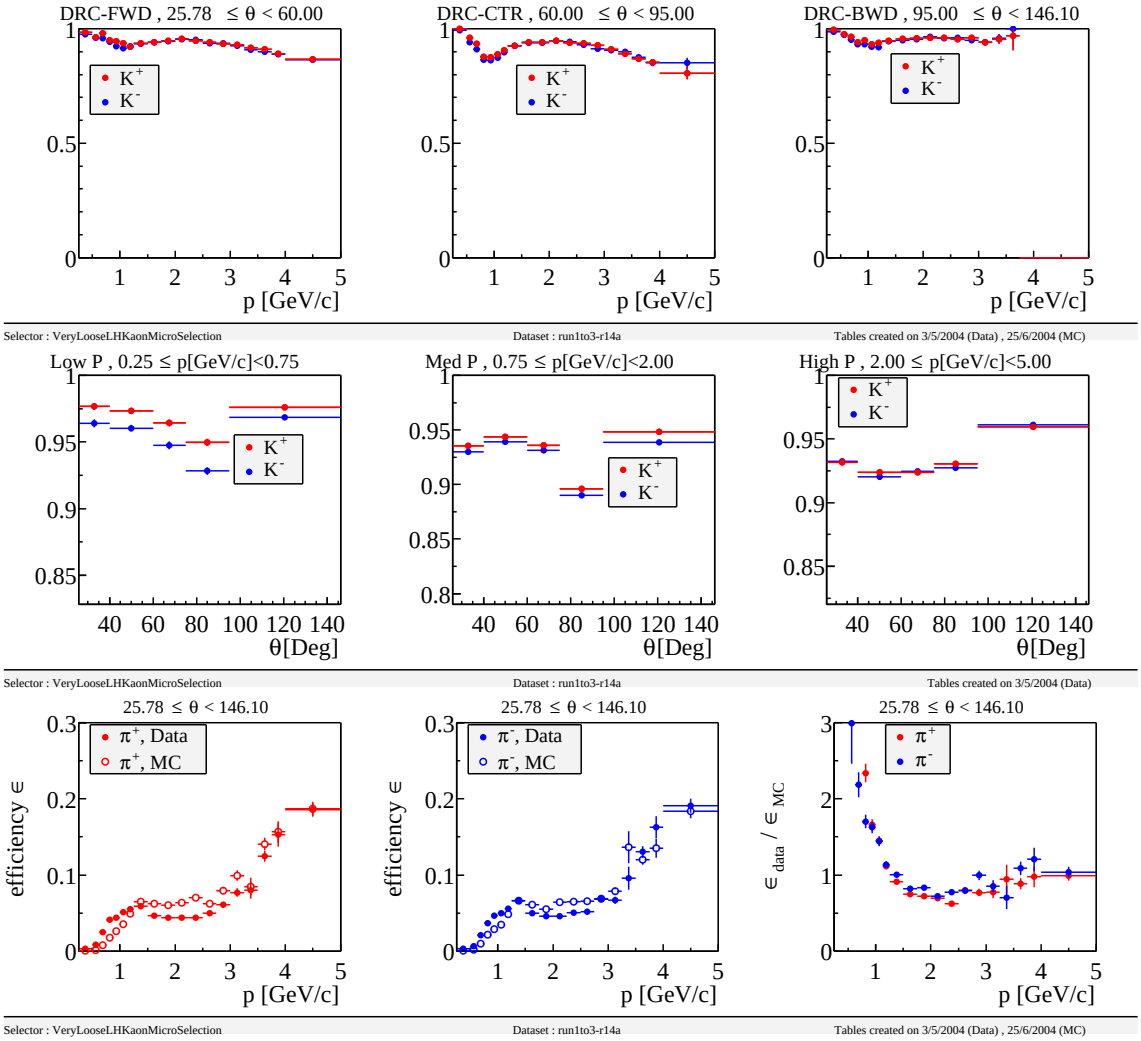

FIG. 4.4 – L'efficacité du sélecteur *KLHVeryLoose* sur les kaons en fonction de leur impulsion et de leur angle polaire (deux premières lignes). Pour des impulsions inférieures à 0,6 GeV/c, la perte d'énergie dans le SVT et la DCH permet une bonne identification. A partir de 0,7 GeV/c, le DIRC améliore l'efficacité. Au dessus de 1,5 GeV/c, l'augmentation de l'efficacité vient de la remontée relativiste de la DCH. La dernière ligne correspond aux efficacités des pions sélectionnés par *KLHVeryLoose*. Les efficacités sont inférieures à 0,3 %.

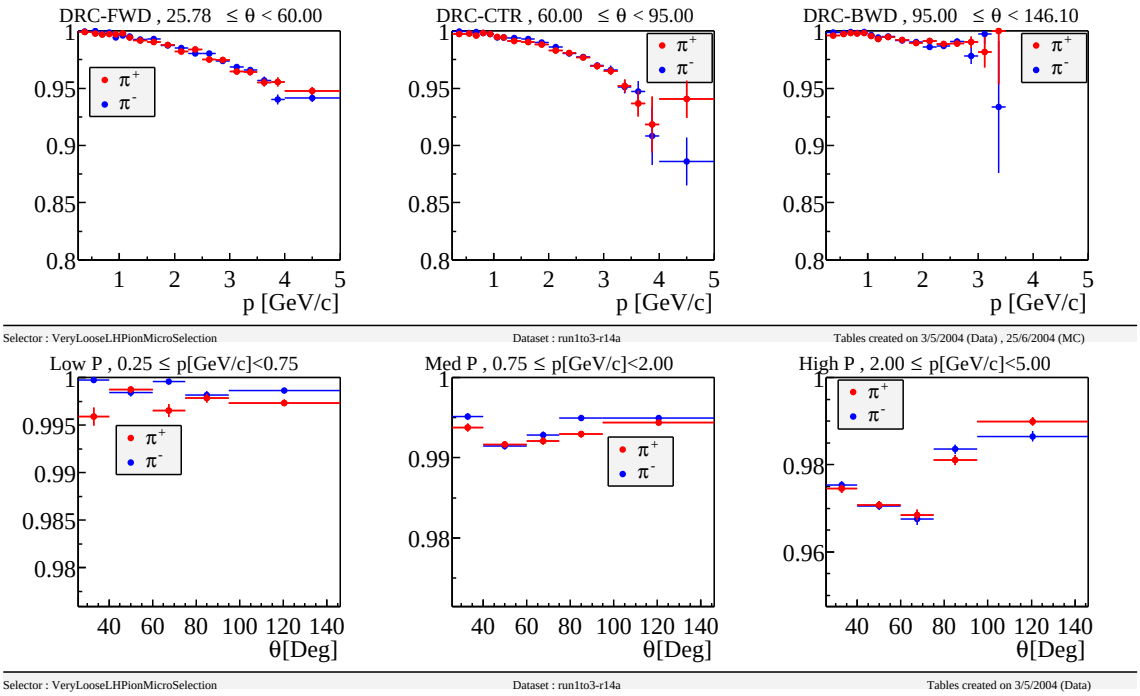

FIG. 4.5 – L'efficacité du sélecteur *PionLHVeryLoose* sur les pions en fonction de leur impulsion et de leur angle polaire.

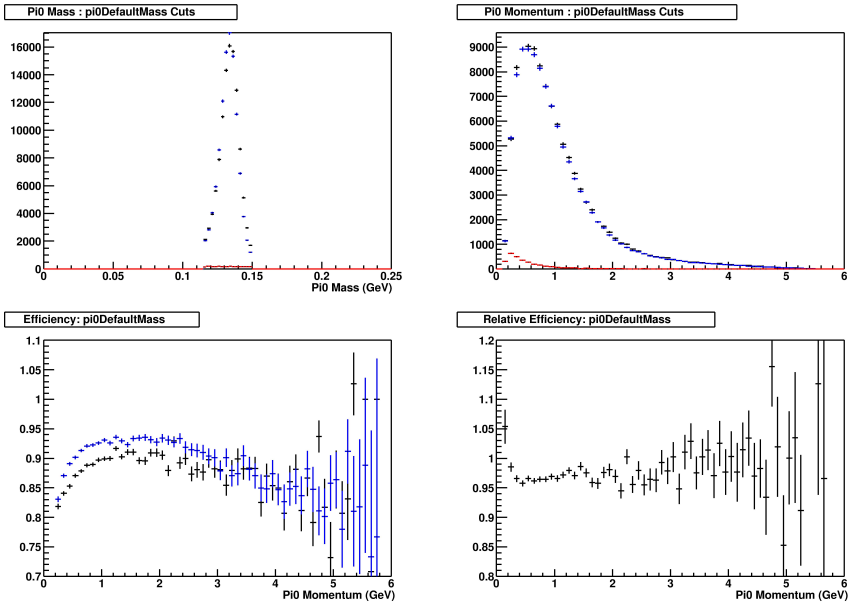

FIG. 4.6 – Comparaison des données et de la simulation pour les π^0 de l'analyse, basée sur des π^0 venant de désintégrations de τ. Les données sont en noir et la simulation en bleu. De gauche à droite et de haut en bas, se trouvent la masse des candidats π^0, leur impulsion, les efficacités dans les données et la simulation et le rapport de ces efficacités.

Un candidat $\boldsymbol{\pi^0}$ est reconstruit à partir de deux photons. Le rapport d'embranchement est $\mathcal{B}(\pi^0 \to \gamma\,\gamma) = 98,798 \pm 0,0032\%$ [9]. La masse invariante des photons doit être comprise dans l'intervalle $115 < \mathrm{m}(\gamma\gamma) < 150$ GeV/c^2. La direction du π^0 n'est pas reconstruite et on fait l'hypothèse que celui-ci provient du vertex primaire. Les spectres en impulsion des π^0 reconstruits dans les désintégrations du D^0 en $K^-\,\pi^+\,\pi^0$, $K^0_S\,\pi^0$ et $K^0_S\,\omega(\to \pi^+\,\pi^-\,\pi^0)$ sont visibles sur la figure 4.3. Les efficacités de sélection des π^0 dans les données et la simulation sont visibles sur la figure 4.6.

4.3 Reconstruction des candidats composites

La reconstruction des candidats B nécessite la reconstruction de candidats K^0_S, ϕ, ω, K^* et D^0.

Pour reconstruire ces candidats, on utilise le code officiel de *BABAR*, `CompositionTools`, qui a été développé partiellement au LPNHE il y a quelques années. Il propose une interface simple pour combiner les particules, appliquer des coupures de présélection sur les particules combinées et ajuster ces particules géométriquement et/ou cinématiquement.

Dans cette partie, les variables de sélection de l'analyse sont introduites. Les valeurs des coupures sont données au niveau de la présélection effectuée immédiatement après le traitement des données et ne sont pas optimisées. Elles correspondent à toutes les grandeurs en gras et soulignées.

Les ajustements géométrique et cinématique

L'ajustement cinématique est intéressant quand la résolution physique est très inférieure à celle du détecteur. Par exemple, la masse reconstruite d'un D^0 a une largeur de l'ordre de 12 MeV alors que sa largeur nominale est négligeable. Pour améliorer la résolution de l'énergie du D^0, l'ajustement cinématique va consister à contraindre sa masse à sa moyenne mondiale. L'ajustement cinématique ne doit pas être fait sur le K^* qui a une largeur physique plus grande que la résolution expérimentale.

L'ajustement géométrique sur une particule composite impose à ses filles de provenir d'un vertex commun. Les ajustements sont faits avec l'algorithme `Geokin` [70].

4.3.1 Reconstruction des candidats K^0_S

Le K^0_S est reconstruit en deux pions chargés. Un candidat K^0_S est reconstruit si deux particules chargées de charges opposées et supposées être des pions ont une masse invariante à moins de 25 MeV/c^2 de la masse nominale du K^0_S. Le K^0_S a une durée de vie qui lui permet voler jusque dans le détecteur central. On utilise le critère de trace *charged tracks* car il n'impose pas aux particules de provenir du point d'interaction. Le K^0_S peut se désintégrer dans la DCH. On applique au candidat K^0_S servant à reconstruire un K^* un ajustement cinématique et géométrique. On applique au candidat K^0_S servant à reconstruire un D^0 (modes $CP-$) une contrainte de vertex car le D^0 est aussi cinématiquement très propre. Il vaut mieux faire un ajustement cinématique sur le D^0.

La **masse invariante du** K^0_S est représentée sur la figure 4.8 et a une résolution de 2,4 MeV/c^2.

La longueur de vol du K^0_S est une bonne variable discriminante. Pour choisir la variable la plus discriminante, on a fait l'étude de plusieurs variantes :

- *2D* : la résolution de la longueur de vol dans le plan transverse est meilleure. Au lieu de calculer la longueur de vol à trois dimensions, on peut la restreindre aux deux dimensions du plan transverse.
- *Pull* : il arrive que la longueur de vol d'un vrai candidat K^0_S soit mal mesurée. Pour ne pas rejeter ces bons candidats, on divise la longueur de vol par sa résolution.

– *Signed* : la direction du K_S^0 est aussi un paramètre important pour éliminer les évènements de bruit de fond. Un K_S^0 provenant d'un évènement physique doit s'éloigner du point d'interaction. On multiplie la longueur de vol du K_S^0 par le signe du produit scalaire entre le point de désintégration du K_S^0 D et le vertex primaire I et son impulsion (figure 4.7). Il est positif si le K_S^0 s'éloigne du point d'interaction et négatif s'il s'en approche.

Après étude, la **longueur de vol signée, à 2D, DOF pull** est utilisée :

$$l_{K_S^0} = \frac{\vec{p}\cdot\vec{d}}{|\vec{p}\cdot\vec{d}|}\cdot\frac{|\vec{d}|^{2\mathrm{D}}}{\sigma_{\vec{d}}^{2\mathrm{D}}} \tag{4.3}$$

où $\vec{p}$ est le vecteur impulsion du candidat K_S^0, $\vec{d} = \vec{ID}$ et $|\vec{d}|^{2\mathrm{D}}$ est la projection de ce vecteur dans le plan transverse *xy*. Les distributions de la masse invariante et de la longueur de vol pour le signal et le bruit de fond sont visibles sur le figure 4.8.

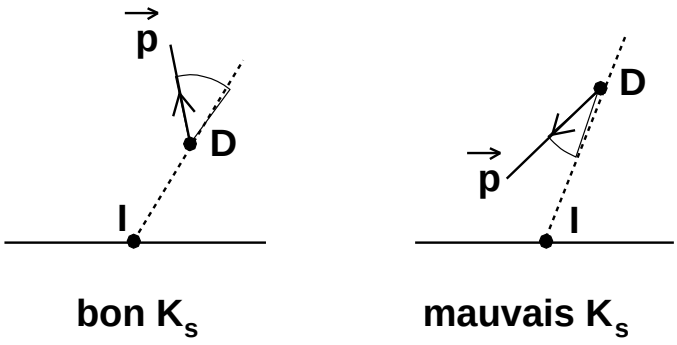

FIG. 4.7 – Ce schéma illustre le signe de la longueur de vol. Le signe de la longueur de vol est celui du produit scalaire entre le vecteur fait par le point de désintégration du K_S^0 et le Point d'Interaction, et l'impulsion du K_S^0. La longueur de vol est positive pour le K_S^0 à gauche et négative à droite.

4.3.2 Reconstruction des candidats ϕ

Le candidat ϕ est reconstruit en K^+ K^-. Le rapport d'embranchement de la désintégration $\phi\rightarrow$ K^+ K^- est $49,2 \pm 0,7\%$ [9]. On exige qu'une trace de particule chargée passe le critère de qualité *GoodTracksLoose* et l'autre *GoodTracksVeryLoose*

Le candidat ϕ doit avoir sa masse invariante distante de moins de $\pm 30\ \mathrm{MeV}/c^2$ de sa masse nominale. La résolution expérimentale sur la **masse invariante du** ϕ est estimée en ajustant le Monte Carlo de signal par la convolution d'une $\mathcal{G}$aussienne et d'une Breit-Wigner de largeur 4,26 MeV/c^2 (*Voigtienne*). Elle correspond à la largeur de la $\mathcal{G}$aussienne et sa valeur est de 2,9 MeV/c^2. La figure 4.9(a) montre la distribution de masse invariante du candidat ϕ.

4.3.3 Reconstruction des candidats ω

Le candidat ω est reconstruit en π^+ π^- π^0 ($\mathcal{B}(\omega\rightarrow$ π^+ π^- $\pi^0)= 89,1 \pm 0,7\%$ [9]) à partir de deux traces de particules chargées *GoodTracksVeryLoose* et d'un candidat π^0. La masse invariante

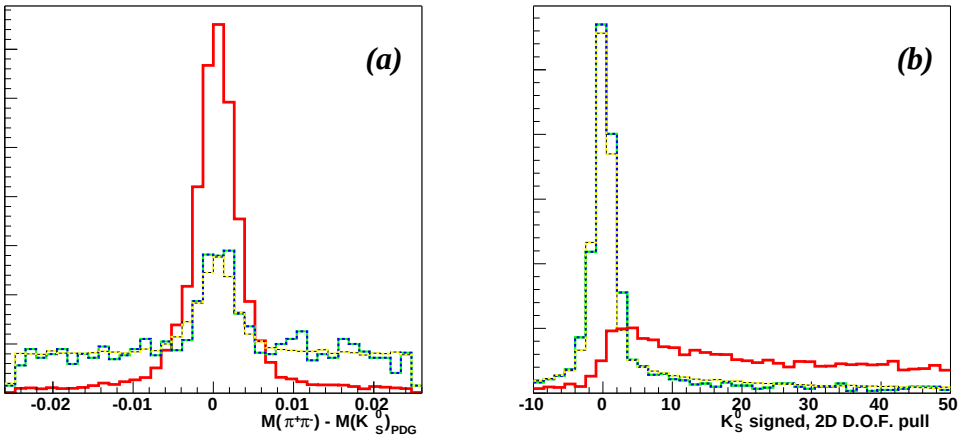

FIG. 4.8 – Distributions relatives au K^0_S provenant de la désintégration du K^*. (a) La distribution de la masse invariante et (b) de la longueur de vol $l_{K^0_S}$. L'ajustement de la masse invariante après contrainte de vertex est fait avec une double $\mathcal{G}$aussienne sur du Monte Carlo de signal. La $\mathcal{G}$aussienne centrale contient 93% de la distribution totale. La ligne continue correspond au signal, la ligne hachurée claire correspond au Monte Carlo $q\overline{q}$ et celle foncée et hachurée correspond au Monte Carlo $B\overline{B}$. Ce graphe est produit après présélection.

de $(\pi^+\pi^-\pi^0)_\omega$ doit être à moins de $\pm 50\ \mathrm{MeV}/c^2$ de sa moyenne mondiale. Un ajustement géométrique est appliqué sur les deux traces de particules chargées.

La résolution sur la **masse invariante du ω** est de 8,8 MeV/c^2 sur le Monte Carlo de signal en ajustant une double $\mathcal{G}$aussienne sur la distribution de masse invariante (voir figure 4.9(b)). La $\mathcal{G}$aussienne centrale contient 93% de la distribution.

Dans le référentiel de repos du ω, les trois π se désintègrent dans un plan. L'**angle d'hélicité normal du ω** est l'angle entre la normale à ce plan et l'impulsion du ω dans le référentiel de sa mère D^0. La désintégration du D^0 impose à l'ω (spin 1) d'avoir la composante longitudinale de son spin nulle le long de sa trajectoire dans le référentiel de repos du D^0. Le cosinus de l'angle d'hélicité normal $|\cos\theta_{Helicity}|$ suit une distribution en $\cos^2\theta$ piquée à 1 pour le signal et approximativement plate pour le bruit de fond (voir figure 4.10 (a)).

L'**angle d'hélicité Dalitz ω** θ_D est défini comme le cosinus de l'angle entre la direction du π^0 dans le référentiel de repos du ω et la direction d'un pion chargé calculée dans le référentiel de repos des deux pions chargés. La distribution de $|\cos\theta_D|$ pour le signal suit une loi en $\sin^2\theta_D$ alors que le bruit de fond est plat (figure 4.10 (b)).

On applique aussi des **sélecteurs d'identification** sur chacun des deux pions servant à reconstruire l'ω.

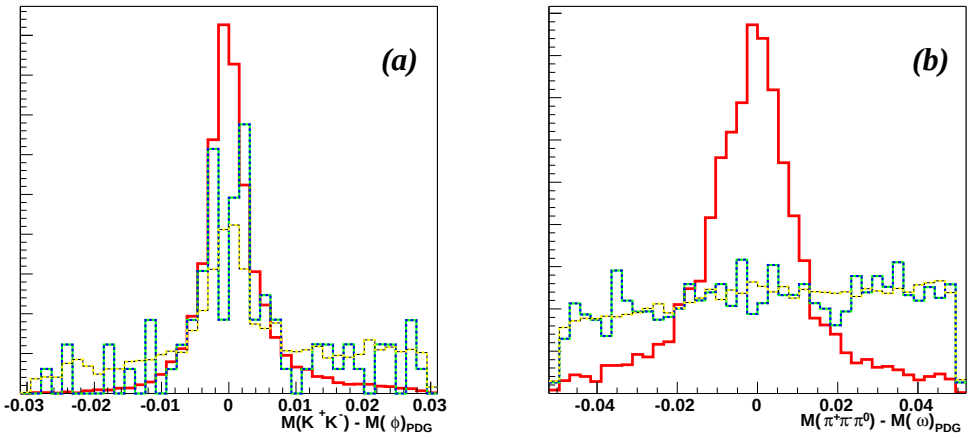

FIG. 4.9 – Les distributions de la masse invariante des (a) candidats ϕ et (b) des candidats ω. La ligne continue correspond au signal, la ligne hachurée claire correspond au Monte Carlo $q\overline{q}$ et celle foncée et hachurée correspond au Monte Carlo $B\overline{B}$. Ce graphe est produit après présélection.

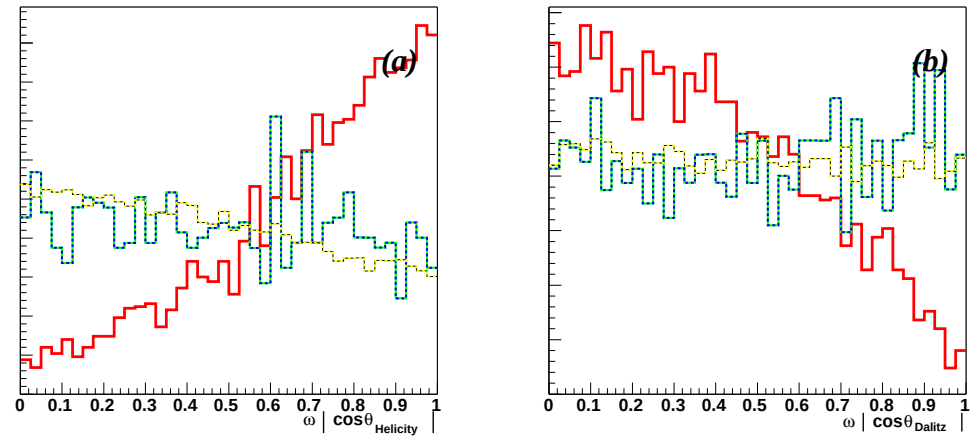

FIG. 4.10 – Les distributions angulaires pour (a) l'hélicité normale de ω et (b) l'angle Dalitz ω. La ligne continue correspond au signal, la ligne hachurée claire correspond au Monte Carlo $q\overline{q}$ et celle foncée et hachurée correspond au Monte Carlo $B\overline{B}$. Ce graphe est produit après présélection.

4.3.4 Reconstruction des candidats K^*

Le candidat ***K**** est reconstruit dans le mode $K^0_S\pi$. Le candidat K^* est reconstruit 2 fois sur 9 en $K^0_S(\pi^+\pi^-)\pi$. Une contrainte de vertex est appliquée. Le candidat K^* doit être à moins de $125\ \mathrm{MeV}/c^2$ de sa masse nominale.

L'**angle d'hélicité du** K^* est choisi comme l'angle entre l'impulsion du pion de désintégration dans le référentiel de repos du K^* et la direction du K^* mesurée dans le référentiel du centre de masse du B. La désintégration du B impose au K^* (spin 1) d'avoir sa composante de spin le long de sa trajectoire nulle dans le référentiel de repos du B. La distribution de $|\cos\theta_{Helicity}|$ pour le signal pique donc en 1. Le bruit de fond contient de vrais K^* qui piquent aussi en 1 et une majorité de faux K^* qui aplatissent la distribution du bruit de fond (Voir la figure 4.11).

On coupe sur la **masse invariante du** K^* à 75 MeV/c^2 pour tous les modes (Voir la figure 4.11).

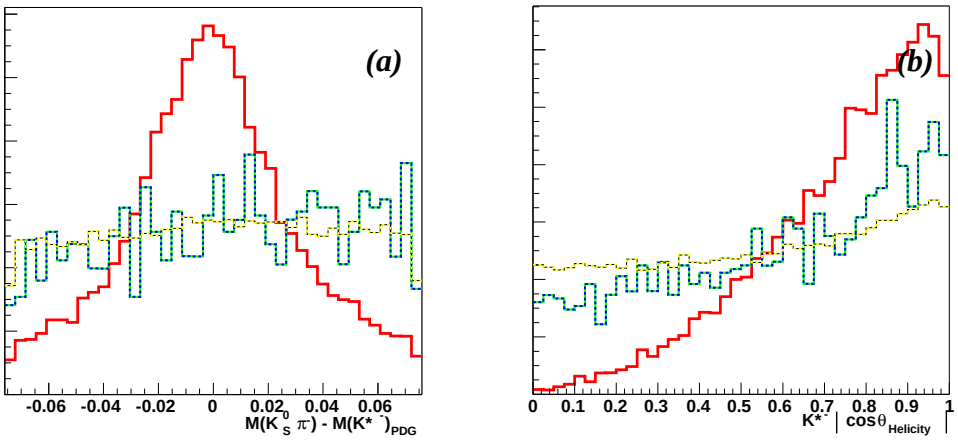

FIG. 4.11 – Distributions relatives au K^*. (a) La distribution de la masse reconstruite et (b) l'hélicité. La ligne continue correspond au signal, la ligne hachurée claire correspond au Monte Carlo $q\overline{q}$ et celle foncée et hachurée correspond au Monte Carlo $B\overline{B}$. Ce graphe est produit après présélection.

4.3.5 Reconstruction des candidats D

On reconstruit un $\boldsymbol{D^0}$ dans 5 modes CP et 3 modes non-CP :
– non-CP : $K^-\ \pi^+$, $K^-\ \pi^+\ \pi^0$ et $K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$,
– $CP+$: $K^+\ K^-$ et $\pi^+\ \pi^-$,
– $CP-$: $K^0_S\ \pi^0$,$K^0_S\ \phi$ et $K^0_S\ \omega$,
Les rapports d'embranchement de ces modes ont été donnés dans le tableau 2.1. Les candidats D^0 sont reconstruits à partir de traces de particules chargées, de π^0 et des autres candidats composites. Pour les modes $CP+$ et non-CP, les traces de particules chargées sont de qualité *GoodTracksVeryLoose* sauf pour les modes $K^-\ \pi^+\ \pi^0$ et $K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$ où le K est une *GoodTracksLoose*. Les candidats D^0 sont ajustés géométriquement et cinématiquement sauf pour le mode $D^0 \to K^0_S\ \pi^0$. La trajectoire du π^0 n'est pas mesurée dans le détecteur, l'ajustement géométrique n'a pas d'intérêt. De plus, une étude sur le Monte Carlo de signal montre un gain négligeable avec l'application de la contrainte de masse pour ce mode. Nous préférons ne pas appliquer d'ajustement pour ne pas biaiser le bruit de fond.

L'**amplitude Dalitz** [71, 72] est utilisée pour le mode $D^0 \to K^-\ \pi^+\ \pi^0$. Le plan Dalitz est représenté pour le signal sur la figure 4.12. L'*amplitude Dalitz* est un poids que l'on met sur chaque évènement en fonction de sa position dans le plan Dalitz. Ce poids est proportionnel à l'intensité du signal dans un modèle ou l'amplitude est la somme de 3 Breit-Wigner pour les désintégrations $D^0 \to \bar{K}^*(892)^0\pi^0$, $D^0 \to K^*(892)^-\pi^+$ et $D^0 \to K^-\rho(770)^+$ et d'un fond plat pour le bruit de fond non résonnant. Nous avons utilisé une coupure à 5 % de l'intensité maximale en suivant l'analyse [73]($B^0 \to D^0\ K^*$) car nous ne disposions pas de Monte Carlo générique quand nous avons figé notre sélection.

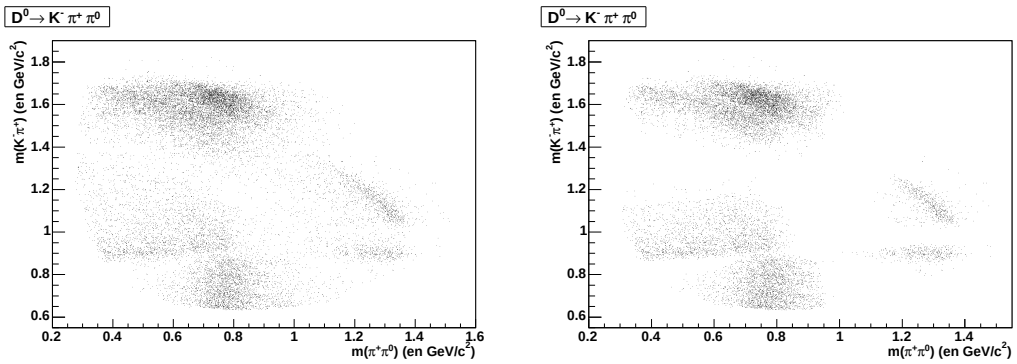

FIG. 4.12 – La distribution des évènements signal dans le plan Dalitz pour le mode D^0 en $K^-\ \pi^+\ \pi^0$ (à gauche) avant la coupure sur l'amplitude Dalitz (à droite) en appliquant cette coupure.

Pour tous les modes, on coupe sur les distributions de la **masse invariante du D^0**. Ces distributions pour le signal et le bruit de fond dans le Monte Carlo sont visibles sur la figure 4.13. Les résolutions sur la masse invariante selon le Monte Carlo de signal sont données dans le tableau 4.5.

L'**angle d'hélicité du D^0** est calculé comme l'angle entre l'impulsion d'une fille du D^0 dans le référentiel du D^0 avec la direction du D^0 dans le référentiel du B. Un distribution plate est attendue pour le signal : le D^0 est une particule pseudo-scalaire qui se désintègre en deux particules pseudo-scalaires. La figure 4.14 contient les distributions de quatre modes CP, pour le signal et pour le bruit de fond obtenues avec le Monte Carlo.

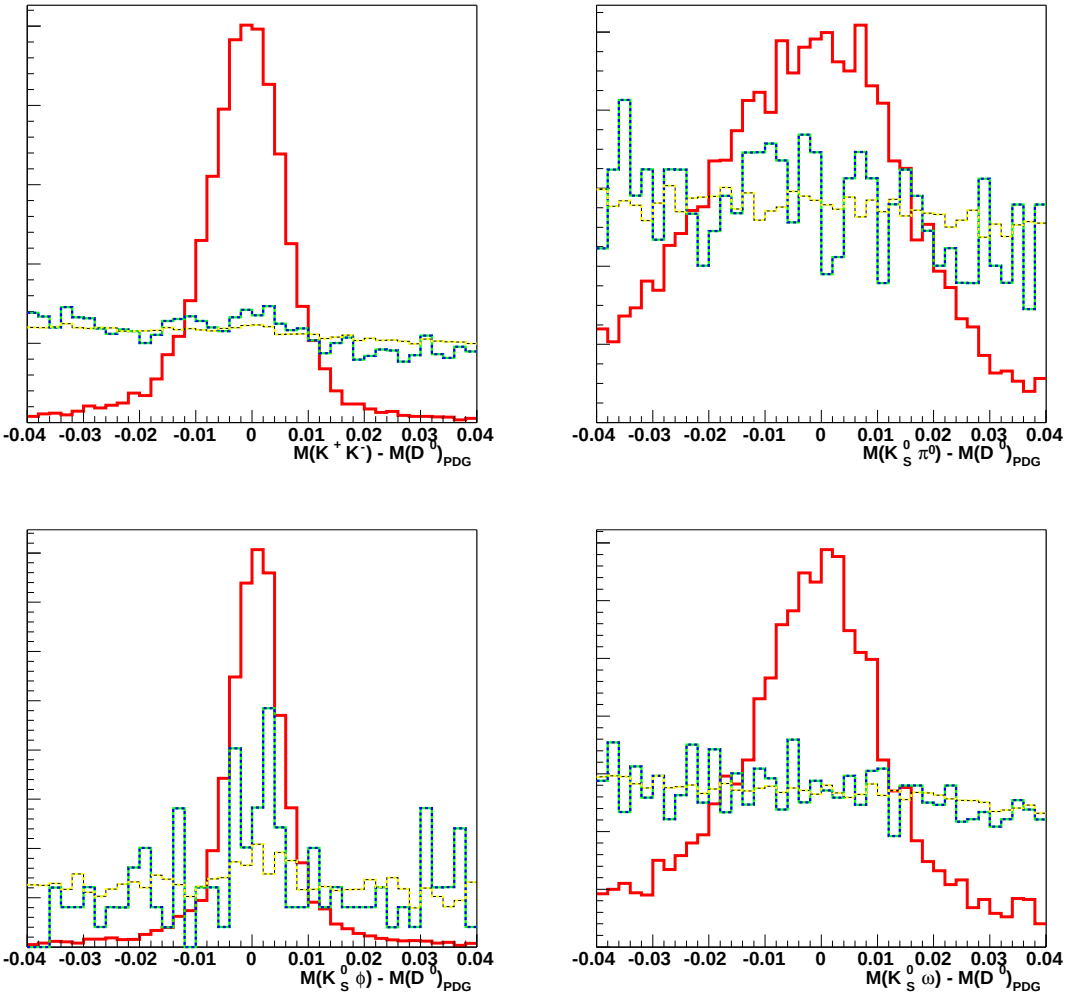

FIG. 4.13 – Les distributions de masse invariante des candidats D^0 pour les modes (a) $K^+\,K^-$ (b) $K^0_S\,\pi^0$ (c) $K^0_S\,\phi$ (d) $K^0_S\,\omega$. La distribution du $\pi^+\,\pi^+$ n'est pas affichée. Elle est très proche de celle du mode $K^+\,K^-$. La ligne continue correspond au signal, la ligne hachurée claire correspond au Monte Carlo $q\overline{q}$ et celle foncée et hachurée correspond au Monte Carlo $B\overline{B}$. Ce graphe est produit après présélection.

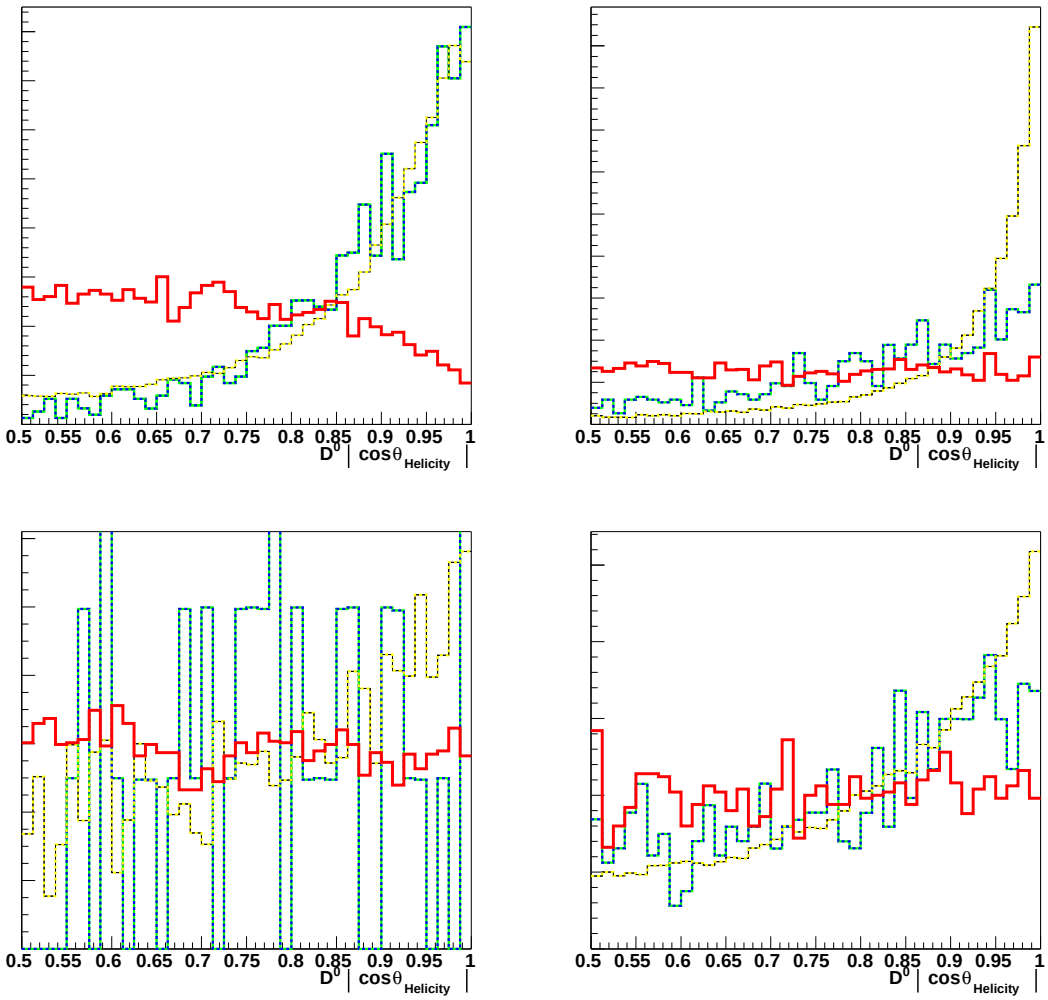

FIG. 4.14 – Les distributions du cosinus de l'hélicité des candidats D^0 pour les modes (a) $K^+\ K^-$ (b) $K^0_S\ \pi^0$ (c) $K^0_S\ \phi$ (d) $K^0_S\ \omega$. La distribution du $\pi^+\ \pi^-$ n'est pas présentée car elle est proche de celle du mode $K^+\ K^-$. Pour les modes où on calcule l'angle d'hélicité à partir d'une trace de particule chargée ($K^+\ K^-$, $\pi^+\ \pi^-$, $K^-\ \pi^+$...), on a une perte d'efficacité de détection en -1 et 1 en de $\cos\theta_{Helicite}$ (particules allant dans la direction de l'axe du faisceau). La ligne continue correspond au signal, la ligne hachurée claire correspond au Monte Carlo $q\overline{q}$ et celle foncée et hachurée correspond au Monte Carlo $B\overline{B}$. Ce graphe est produit après présélection.

4.3.6 Reconstruction des candidats B

Finalement, les candidats $\boldsymbol{B}$ sont la composition d'un D^0 et d'un K^* avec une contrainte de vertex appliquée.

L'instrumentation du collisionneur électron-positron PEP-II détermine les énergies des faisceaux avec une résolution 5 fois meilleure que celle du détecteur *BABAR*. Les analyses physiques utilisent généralement les variables $m_{\rm ES}$ et ΔE dépendantes de l'énergie des faisceaux. Soit $E^*_{faisceau}$ l'énergie communes aux faisceaux d'électrons et de positrons dans le référentiel du centre de masse de l'$\Upsilon(4S)$. Dans ce référentiel, les deux faisceaux ont la même énergie $E^*_{faisceau}$.

– $m_{\rm ES}$**, la masse du B "substituée"**
Cette variable est la détermination la plus précise de la masse des mésons B. Elle est définie comme :

$$m_{\rm ES} = \sqrt{E^{*2}_{faisceau} - (\sum_i \vec{p}^{\,*}_i)^2} \tag{4.4}$$

où la somme porte sur toutes les particules finales servant à reconstruire le B et les p^*_i sont les impulsions dans le centre de masse de ces particules. Sa distribution est centrée autour de la masse nominale du B à 5,279 GeV/c^2 pour les vrais mésons B. Sa largeur ($\simeq 2,6\,\mathrm{MeV}/c^2$) dépend peu du mode de désintégration. Elle est un peu plus large s'il y a un π^0 dans les particules finales.
Le modèle que l'on va utiliser par la suite pour le bruit de fond combinatoire a été utilisé pour la première fois par la collaboration Argus [74, 75]. C'est une formule analytique simple à un seul paramètre de forme :

$$\mathrm{f}_{\mathcal{A}\mathrm{rgus}}(m_{\rm ES};\xi,m_{max}) = A\, m_{\rm ES} \sqrt{1-\frac{{m_{\rm ES}}^2}{m^2_{max}}} \cdot \exp\left(-\xi\left(1-\frac{{m_{\rm ES}}^2}{m^2_{max}}\right)\right) \tag{4.5}$$

où A est un facteur de normalisation, ξ est le paramètre de forme et m_{max} correspond à la moitié de l'énergie des faisceaux.

– ΔE**, la différence entre l'énergie reconstruite et celle du faisceau**
L'énergie du candidat B doit être égale à l'énergie du faisceau pour les bons candidats B. On appelle ΔE la difference :

$$\Delta E = E^*_{rec} - E^*_{faisceau} \tag{4.6}$$

où E^*_{rec} est l'énergie reconstruite du candidat B dans le référentiel du centre de masse de l'$\Upsilon(4S)$. ΔE est centrée autour de zéro pour les mésons B bien reconstruits. Toute l'information expérimentale sur les variables cinématiques et d'identification (hypothèse de masse sur les traces de particules chargées) est utilisée pour construire ΔE. Les ajustements cinématiques sur les particules servant à reconstruire le candidat B améliorent la résolution de ΔE.

La corrélation de ces deux variables est inférieure à 0,1 : l'erreur en $m_{\rm ES}$ est dominée par l'énergie du faisceau et celle en ΔE est dominée par l'énergie de reconstruction du candidat B. La figure 4.15 représente la distribution du Monte Carlo de signal dans le plan $m_{\rm ES}$-ΔE pour les modes $CP+$.

$m_{\rm ES}$ est très discriminant pour le bruit de fond combinatoire mais pas pour certains bruits de fond piquants provenant de vrais B. ΔE permet de distinguer les désintegrations mal reconstruites que l'on a.

Une fois adopté un candidat B, toutes les traces et amas qui restent constituent ce qu'on appelle le *reste de l'évènement* ROE.

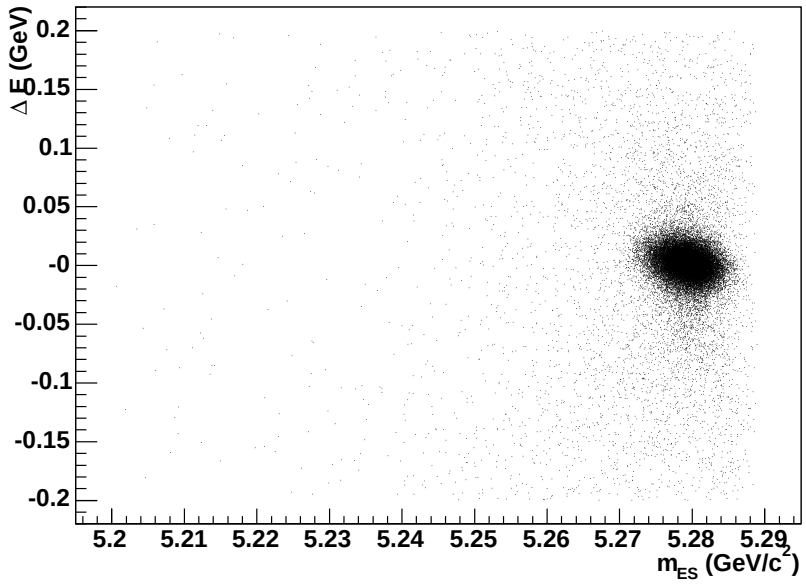

FIG. 4.15 – Le plan $m_{\rm ES}$-ΔE pour le Monte Carlo de signal des candidats B reconstruits dans les modes $CP+$. Les évènements hors de la tache correspondent à des évènements mal reconstruits.

4.4 Définition de la boîte de signal et des ailes de bruit de fond

Lors de la reconstruction, il y a peu de variables qui peuvent discriminer fortement le bruit de fond par rapport au signal. Les distributions en $m_{\rm ES}$, ΔE et m(D^0) ont la caractéristique d'être étroites pour le signal (formes $\mathcal{G}$aussiennes) par rapport aux coupures faites au niveau de la présélection sur les variables. Par exemple, les variables $m_{\rm ES}$, ΔE et m(D^0) s'étendent respectivement sur 38 σ de signal, entre 16 et 36 σ et entre 10 et 30 σ après présélection et suivant le mode de désintégration du D^0. Les tableaux 4.3, 4.4 et 4.5 contiennent les résultats de l'ajustement sur le Monte Carlo de signal pour les différents modes.

4.4.1 Boîte de signal

L'optimisation a été faite en considérant plusieurs zones dans le plan $m_{\rm ES}$–ΔE, illustrées sur la figure 4.16.

La **boîte de signal** – qui est restée masquée pendant la plus grande partie de l'analyse – est définie à environ 3σ autour du pic de signal en $m_{\rm ES}$ (centré à $\mathrm{m}_B = 5,279\ \mathrm{GeV}/c^2$) et à 2σ en ΔE.

La **grande boîte** est définie entre 5,2 et 5,3 GeV/c^2 en $m_{\rm ES}$ et $\pm 0,2$ GeV en ΔE. Elle sert à estimer le nombre d'évènements de bruit de fond combinatoire dans la boîte de signal pour l'optimisation.

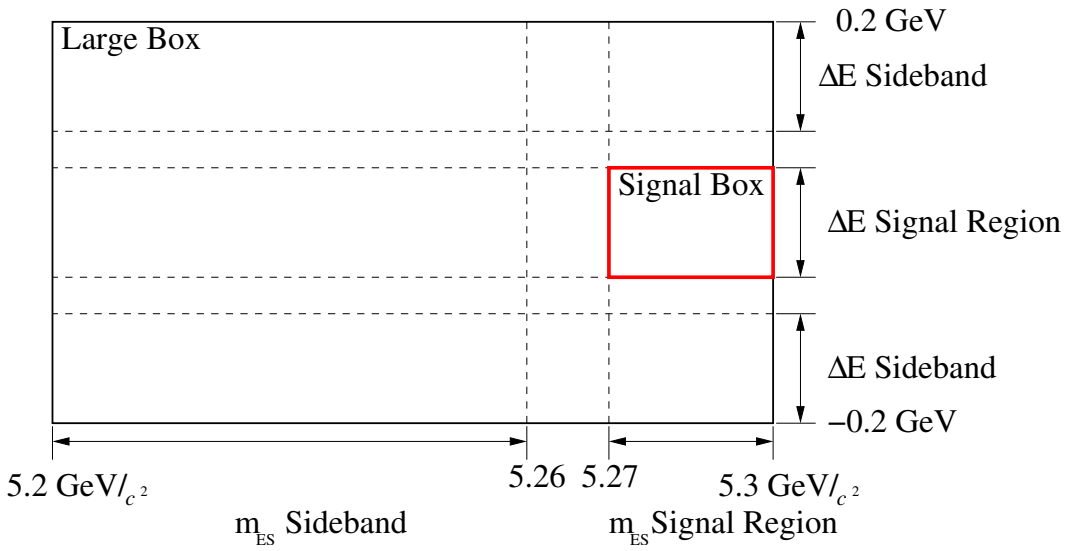

FIG. 4.16 – Définition des boîtes utilisées dans le plan $m_{\rm ES}$–ΔE pour l'optimisation de la sélection des modes CP.

4.4.2 Définition des ailes

En plus de la boîte de signal, on va aussi définir des ailes de bruit de fond sur les données, c'est à dire des zones où le nombre d'évènements de signal est négligeable. Les définitions de ces ailes sont aussi définies dans les tableaux 4.3, 4.4 et 4.5.

Mode de désintégration du D^0	Modèle de l'ajustement	Gaussienne ajustée		$N_{\mathcal{G}}/(N_{\mathcal{A}}+N_{\mathcal{G}})$	définition région Signal	définition de l'aile
		moyenne (μ)	largeur (σ)			
$K^+\,K^-$	$\mathcal{G}+\mathcal{A}$	$5279,26\pm0,02$	$2,56\pm0,02$	99,4%	$5270<m_{\rm ES}$	$m_{\rm ES}<5260$
$\pi^+\,\pi^-$	$\mathcal{G}+\mathcal{A}$	$5279,24\pm0,02$	$2,54\pm0,02$	99,1%	$5270<m_{\rm ES}$	$m_{\rm ES}<5260$
$K^0_S\,\pi^0$	$\mathcal{G}+\mathcal{A}$	$5279,21\pm0,05$	$2,69\pm0,03$	98,4%	$5270<m_{\rm ES}$	$m_{\rm ES}<5260$
$K^0_S\,\phi$	$\mathcal{G}+\mathcal{A}$	$5279,30\pm0,03$	$2,58\pm0,03$	99,2%	$5270<m_{\rm ES}$	$m_{\rm ES}<5260$
$K^0_S\,\omega$	$\mathcal{G}+\mathcal{A}$	$5279,26\pm0,07$	$2,63\pm0,05$	98,8%	$5270<m_{\rm ES}$	$m_{\rm ES}<5260$
$K^-\,\pi^+$	$\mathcal{G}+\mathcal{A}$	$5279,22\pm0,03$	$2,53\pm0,02$	99,6%	$5270<m_{\rm ES}$	$m_{\rm ES}<5260$
$K^-\,\pi^+\,\pi^0$	$\mathcal{G}+\mathcal{A}$	$5279,20\pm0,02$	$2,67\pm0,02$	97,7%	$5270<m_{\rm ES}$	$m_{\rm ES}<5260$
$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$	$\mathcal{G}+\mathcal{A}$	$5279,28\pm0,03$	$2,52\pm0,02$	98,7%	$5270<m_{\rm ES}$	$m_{\rm ES}<5260$

TAB. 4.3 – Caractéristiques du Monte Carlo de signal en $m_{\rm ES}$ (MeV/c^2). Le résultat de l'ajustement de cette distribution par $\mathcal{A}$rgus +$\mathcal{G}$aussienne est obtenu en fixant le paramètre de forme de la fonction d'$\mathcal{A}$rgus ξ à -20 et l'énergie seuil à 5291 GeV/c^2. Les dernières colonnes définissent la boîte de signal et les ailes de bruit de fond.

4.5 Suppression du bruit de fond $q\overline{q}$

Les usines à B produisent des paires de mésons $B\overline{B}$ juste au-dessus de leur seuil de production. Les mésons B, de spin 0, sont presque au repos ($\beta\gamma \simeq 0,06$) dans le référentiel du centre de masse. Leurs produits de désintégration sont produits de façon quasi-isotrope dans le référentiel du centre de masse. En ce qui concerne le bruit de fond continuum, les deux quarks légers forment des jets à hautes impulsions partant dos à dos et collimés dans le référentiel du centre de masse. Ceci est illustré par la figure 4.17. Plusieurs variables de sélection corrélées utilisent ce pouvoir

Mode de désintégration du D^0	Modèle de l'ajustement	Gaussienne ajustée largeur (σ_{narrow})	Gaussienne ajustée largeur (σ_{width})	$N_n/(N_n+N_w)$	définition région Signal	définition des ailes
$K^+\,K^-$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$11,3\pm0,1$	87 ± 3	85,5%	$\|\Delta E\|<25$	$\|\Delta E\|>60$
$\pi^+\,\pi^-$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$11,2\pm0,1$	86 ± 2	84,1%	$\|\Delta E\|<25$	$\|\Delta E\|>60$
$K^0_S\,\pi^0$	$\mathcal{G}_a$+$\mathcal{G}$	$29,8\pm1,0$ *(ga.)* $22,2\pm0,9$ *(dr.)*	125 ± 17	90,3%	$\|\Delta E\|<50$	$\|\Delta E\|>95$
$K^0_S\,\phi$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$12,1\pm0,2$	78 ± 2	82,6%	$\|\Delta E\|<25$	$\|\Delta E\|>60$
$K^0_S\,\omega$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$13,2\pm0,4$	87 ± 6	78,4%	$\|\Delta E\|<25$	$\|\Delta E\|>60$
$K^-\,\pi^+$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$11,4\pm0,1$	84 ± 3	84,4%	$\|\Delta E\|<25$	$\|\Delta E\|>60$
$K^-\,\pi^+\,\pi^0$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$13,2\pm0,3$	91 ± 3	70,5%	$\|\Delta E\|<25$	$\|\Delta E\|>60$
$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$11,7\pm0,2$	105 ± 5	82,0%	$\|\Delta E\|<25$	$\|\Delta E\|>60$

TAB. 4.4 – Caractéristiques du Monte Carlo de signal en ΔE (MeV). L'ajustement est fait par une double $\mathcal{G}$aussienne en ΔE dans l'intervalle $|\Delta E|<200$ MeV pour tous les modes à l'exception de $K^0_S\,\pi^0$ où on utilise une $\mathcal{G}$aussienne asymétrique+gaussienne. Les dernières colonnes définissent la boîte de signal et les ailes de bruit de fond.

Mode de désintégration du D^0	Modèle de l'ajustement	Gaussienne ajustée moyenne (μ_{narrow})	Gaussienne ajustée largeur (σ_{narrow})	$N_n/(N_n+N_w)$	définition région Signal	définition des ailes
$K^+\,K^-$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$-0,1\pm0,1$	$6,1\pm0,1$	89%	$\|\Delta\mathrm{m}\|<12$	$20<\|\Delta\mathrm{m}\|<90$
$\pi^+\,\pi^-$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$-0,1\pm0,1$	$7,3\pm0,1$	90%	$\|\Delta\mathrm{m}\|<12$	$20<\|\Delta\mathrm{m}\|<90$
$K^0_S\,\pi^0$	$\mathcal{G}_a$	$0,4\pm0,9$	$19,8\pm0,8$ *(ga.)* $14,7\pm0,6$ *(dr.)*	-	$\|\Delta\mathrm{m}\|<30$	$60<\|\Delta\mathrm{m}\|<90$
$K^0_S\,\phi$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$0,9\pm0,1$	$4,2\pm0,1$	86%	$\|\Delta\mathrm{m}\|<12$	$20<\|\Delta\mathrm{m}\|<70$
$K^0_S\,\omega$	$\mathcal{G}_a$+$\mathcal{G}$	1.1 ± 0.8	9.6 ± 0.8 *(ga.)* 6.7 ± 0.7 *(dr.)*	86%	$\|\Delta\mathrm{m}\|<20$	$30<\|\Delta\mathrm{m}\|<50$
$K^-\,\pi^+$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$-0,1\pm0,1$	$6,6\pm0,1$	89%	$\|\Delta\mathrm{m}\|<12$	$60<\|\Delta\mathrm{m}\|<90$
$K^-\,\pi^+\,\pi^0$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$-2,5\pm0,3$	$10,7\pm0,3$	77%	$-29<\Delta\mathrm{m}<24$	$20<\|\Delta\mathrm{m}\|<70$
$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$	$\mathcal{G}+\mathcal{G}$	$0,0\pm0,1$	$5,2\pm0,1$	83%	$\|\Delta\mathrm{m}\|<12$	$30<\|\Delta\mathrm{m}\|<50$

TAB. 4.5 – Caractéristiques du Monte Carlo de signal en m(D^0) (MeV/c^2). L'ajustement est fait par une double $\mathcal{G}$aussienne sur l'intervalle $|m(D^0)-m(D^0)_{\mathrm{PDG}}|<40$ MeV/c^2 à l'exception des modes $K^0_S\,\pi^0$ et $K^0_S\,\omega$ où on utilise une $\mathcal{G}$aussienne asymétrique(+gaussienne). Les dernières colonnes définissent la boîte de signal et les ailes de bruit de fond.

discriminant. Un discriminant de Fisher a été construit pour optimiser le pouvoir discriminant de ces variables.

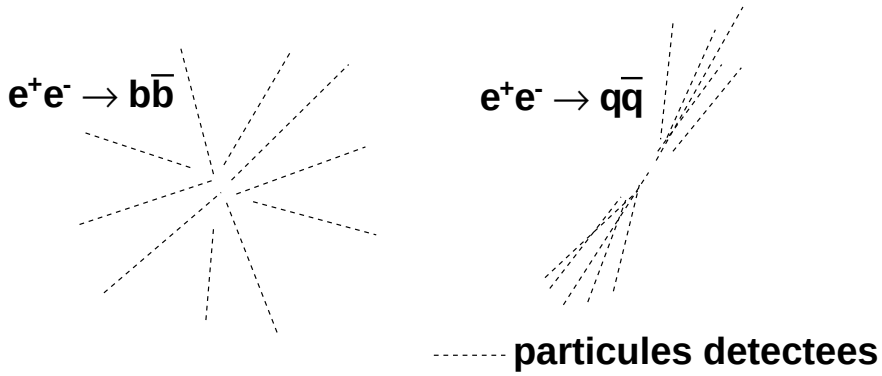

FIG. 4.17 – Topologie des évènements $B\bar{B}$ (à gauche) et $q\overline{q}$ (à droite, $q \in \{u, d, s, c\}$) dans le référentiel du centre de masse. Les particules détectées sont représentées en pointillés. Cette différence de topologie est la source du pouvoir discriminant des variables introduites dans cette section.

4.5.1 Variables topologiques

Nous exploitons plusieurs variables pour discriminer entre ces deux topologies. Certaines variables utilisent la notion de *thrust* (poussée), défini par son axe $\vec{n}$ qui maximise la quantité :

$$\text{thrust} = \max\left(\frac{\sum_i |\vec{n}\cdot\vec{p}_i|}{|\vec{n}|\ \sum_i |\vec{p}_i|}\right) \tag{4.7}$$

où la somme est faite sur toutes les particules chargées ou neutres (d'impulsions $\vec{p}_i$) du candidat B, de tout l'évènement ou du reste de l'évènement.

- $\underline{\boldsymbol{\cos\theta_{Thr}}}$ est utilisé au niveau de la présélection. Il est défini comme le cosinus de l'angle entre l'axe du *thrust* du candidat B et celui du reste de l'évènement dans le référentiel du centre de masse. Pour les vrais B, on attend une distribution plate alors que pour les candidats B du continuum, on s'attend à ce que les deux axes de *thrust* fassent un angle de 0 à π près.
- $\underline{\boldsymbol{R_2}}$ est le rapport des moments de Fox-Wolfram d'ordre 2 et 0 [76, 77]. Il est construit à partir des particules de tout l'évènement.
- Un **discriminant de Fisher** (que l'on note Fisher^0) est aussi utilisé par la collaboration *BABAR* [78]. Il est construit à partir des monômes de Legendre L_j ($j = 0, 1, 2, ...$) :

$$L_j = \sum_i^{\text{ROE}} p_i^* \ |\cos\theta_i^*|^j \tag{4.8}$$

où la somme porte sur les particules du reste de l'évènement et $\cos\theta_i^*$ est l'angle d'une de ces particules i avec l'axe du *thrust* du candidat B.

4.5.2 Calcul du discriminant de Fisher

Fisher^0 basé sur les moments de Legendre, R_2 et $\cos\theta_{Thr}$ tiennent leur pouvoir discriminant de la différence de forme entre les évènements $B\overline{B}$ et les évènements $q\bar{q}$. Elles utilisent la même information physique et sont corrélées (voir figure 4.18).

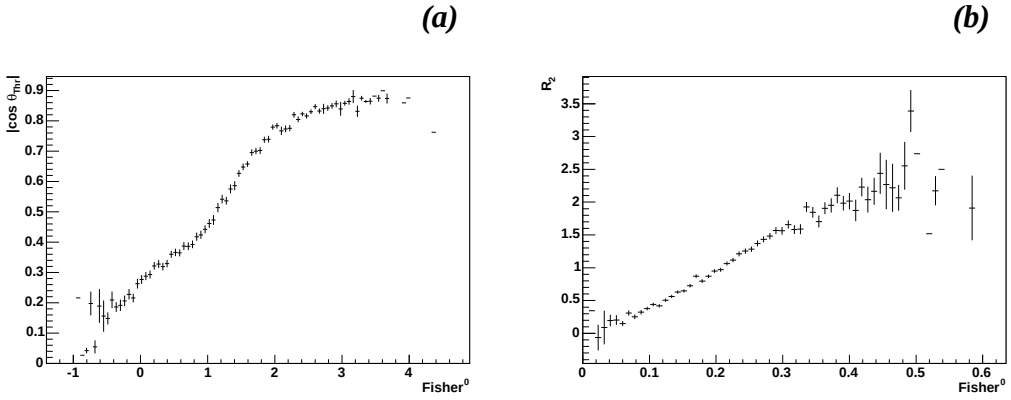

FIG. 4.18 – Ces deux graphes donnent, dans le Monte Carlo de signal de la désintégration $B \to D^0\,(K^+\,K^-)K^*$, la valeur moyenne de (a) $\cos\theta_{Thr}$ et (b) R_2, pour des tranches de Fisher^0. Les variables $\cos\theta_{Thr}$ et R_2 sont corrélées presque linéairement avec le Fisher^0.

Un discriminant de *Fisher* est une combinaison linéaire de variables corrélées qui maximise la séparation entre deux populations d'évènements décrites par ces variables : par exemple, une population de $B\overline{B}$ et une population de $q\bar{q}$. L'intérêt de construire un *Fisher* est maximal si les variables qui le composent sont corrélées linéairement. Si les corrélations sont plus compliquées, un réseau de neurones peut être plus efficace.

Le Fisher^0 standard [78] est construit sur les *monômes* de Legendre construit aves les particules du reste de l'évènement. On a construit un nouveau Fisher pour lesquel on a considéré les variables corrélées R_2, $\cos\theta_{Thr}$ et $L^{\,j}$ ($j = 0, 1, 2, 4$). On va déterminer les coefficients de la combinaison linéaire pour maximiser la séparation :

$$\text{separation} \equiv \frac{\mu(\text{signal MC}) - \mu(\textit{off} - \textit{peak})}{\sqrt{\sigma(\text{signal MC})^2 + \sigma(\textit{off} - \textit{peak})^2}} \tag{4.9}$$

Les coefficients de Fisher sont calculés [79] en utilisant le Monte Carlo de signal et les données *off-peak* après présélection. La meilleure séparation a lieu en combinant les variables L^0, L^2 et $\cos\theta_{Thr}$. L^1, L^4 et R_2 n'améliorent pas le pouvoir de séparation de manière significative.

Les coefficients de Fisher pour chacun des cinq modes CP sont présentés dans le tableau 4.6. Pour uniformiser l'analyse, on préfère utiliser un seul Fisher pour tous les modes :

$$\text{Fisher} = -0,60 - 0,30\,L^0 + 1,16\,L^2 + 0,75\,|\cos\theta_{Thr}|. \tag{4.10}$$

Tous les modes considérés dans l'analyse ont des topologies similaires et l'utilisation d'un seul Fisher ne dégrade pas du tout la suppression du bruit de fond. Les coefficients sont normalisés pour que la distribution de signal soit centrée en zéro et celle du bruit de fond à 1.

4.5.3 Fisher et $cos\theta_{MOM}$

Une autre manière de discriminer le bruit de fond $q\overline{q}$ est d'utiliser le fait que la résonance $\Upsilon(4S)$ a un spin de 1 (un méson B a un spin 0). On définit $\boldsymbol{cos\theta_{MOM}}$ comme le cosinus de

D^0 mode	L^0	L^2	$\lvert\cos\theta_{Thr}\rvert$	constante	séparation
$K^+\,K^-$	-0,26	1,12	0,55	-0,65	$0{,}72 \pm 0{,}03$
$\pi^+\,\pi^-$	-0,36	1,33	0,47	-0,48	$0{,}65 \pm 0{,}04$
$K^0_S\,\pi^0$	-0,32	1,10	1,00	-0,59	$0{,}69 \pm 0{,}03$
$K^0_S\,\phi$	-0,24	1,13	0,63	-0,76	$0{,}76 \pm 0{,}10$
$K^0_S\,\omega$	-0,34	1,10	1,12	-0,60	$0{,}60 \pm 0{,}04$
tous les modes	**-0,30**	**1,16**	**0,75**	**-0,60**	

TAB. 4.6 – Les coefficients de Fisher calculés à partir du Monte Carlo de signal et les données *off-peak*. La dernière ligne représente la moyenne arithmétique de chaque coefficient.

l'angle entre la direction du candidat B et l'axe de faisceau dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$. Le signal suit une distribution en $sin^2\theta$ alors que le bruit de fond est plus aplati. Cette variable est peu corrélée avec le Fisher car elle est basée sur une information physique différente. La figure 4.19 montre les distributions du Fisher et de $cos\theta_{MOM}$ qui sont toutes les deux utilisées dans cette analyse.

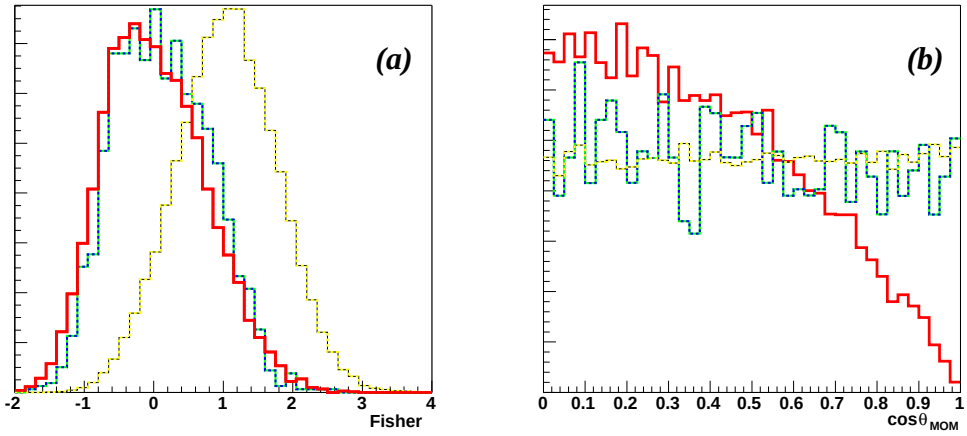

FIG. 4.19 – Distributions des variables pour lutter contre le bruit de fond continuum pour le mode $B^- \to D^0\,(K^+\,K^-)\,K^{*-}$. (a) Le discriminant de Fisher et (b) $\lvert\cos\theta_{\rm MOM}\rvert$. La ligne continue correspond au signal, la ligne hachurée claire correspond au Monte Carlo $q\overline{q}$ et celle foncée et hachurée correspond au Monte Carlo $B\overline{B}$. Ce graphe est produit après présélection.

4.6 Traitement des candidats multiples

Dans 15% des évènements, la reconstruction trouve au moins deux candidats après sélection (Voir figure 4.20).

Quand cela se produit, on choisit le meilleur candidat parmi ceux qui passent la sélection comme étant celui qui a le plus petit χ^2, défini comme

$$\chi^2 = \left(\frac{m(D^0) - m(D^0)_{\rm PDG}}{\sigma(m(D^0))}\right)^2 + \frac{(m(K^{*-}) - m(K^{*-})_{\rm PDG})^2}{\sigma(m(K^{*-}))^2 + \Gamma(K^*)^2}. \qquad (4.11)$$

où $\Gamma(K^*)$ est la largeur naturelle du K^*.

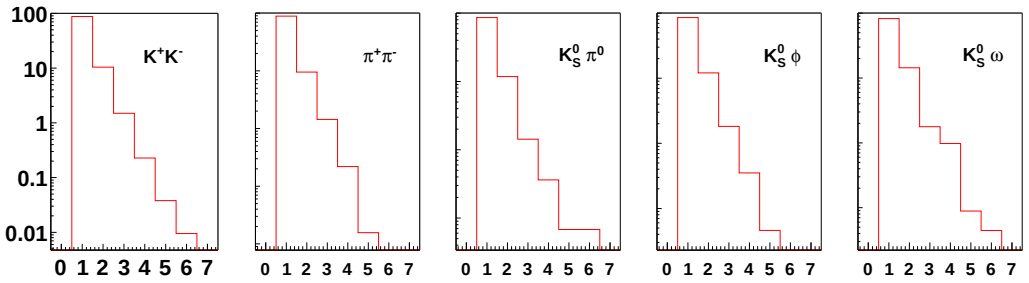

FIG. 4.20 – Multiplicité des candidats après sélection pour le Monte Carlo de signal.

Ce choix a été validé en utilisant la vérité Monte Carlo du Monte Carlo de signal. Quand on a des candidats multiples, le bon candidat est choisi à 82% pour le moins bon des modes $D^0 \to K^0_S$ ω.

Désintégration du D^0	évènements avec plusieurs candidats	évènements où le K^* est mal reconstruit	**Choix du candidat bien fait**
$K^+ K^-$	12,8%	87,3%	**87%**
$\pi^+ \pi^-$	12,4%	95,2%	**84%**
$K^0_S \pi^0$	14,6%	82,6%	**86%**
$K^0_S \phi$	15,0%	68,9%	**86%**
$K^0_S \omega$	25,2%	54,6%	**82%**

TAB. 4.7 – La deuxième colonne correspond au pourcentage d'évènements ayant plus d'un candidat passant les coupures pour les différents modes de désintégration. La troisième correspond à la proportion d'évènements où le K^* est mal reconstruit parmi tous les évènements mal reconstruits. La dernière colonne donne la fraction des evenements à candidats multiples où le candidat choisi est le bon.

Pour vérifier que le choix du meilleur candidat ne biaise pas la distribution en $m_{\rm ES}$, on ajuste une distribution $\mathcal{A}$rgus aux données off-peak après présélection. Dans un premier temps, un choix du meilleur candidat aléatoire est appliqué et dans un deuxième, le choix du meilleur candidat avec le χ^2 décrit précédemment. Le paramètre de forme de l'$\mathcal{A}$rgus ne varie pas significativement : l'ajustement par un maximum de vraisemblance retourne une valeur de $-22,1 \pm 1,3$ dans le premier cas et $-22,9 \pm 1,3$ dans le deuxième cas. Si le choix du meilleur candidat altérait le rapport signal sur bruit dans le boîte de signal, la valeur absolue du paramètre de forme de l'$\mathcal{A}$rgus augmenterait.

Ce critère de choix du meilleur candidat ne biaise pas les données et est bien meilleur qu'un choix aléatoire.

4.7 Sélection des modes de désintégration du D dans les états propres de CP

La sélection des modes CP a été optimisée à partir du Monte Carlo générique et du Monte Carlo de signal. L'optimisation est effectuée pour extraire le signal de la façon la plus précise. Sa validité repose sur l'accord entre les données et la simulation. L'accord entre les données et la simulation est bon comme on le voit sur la figure 4.21.

L'optimisation est faite en supposant les rapports d'embranchement des modes CP venant de

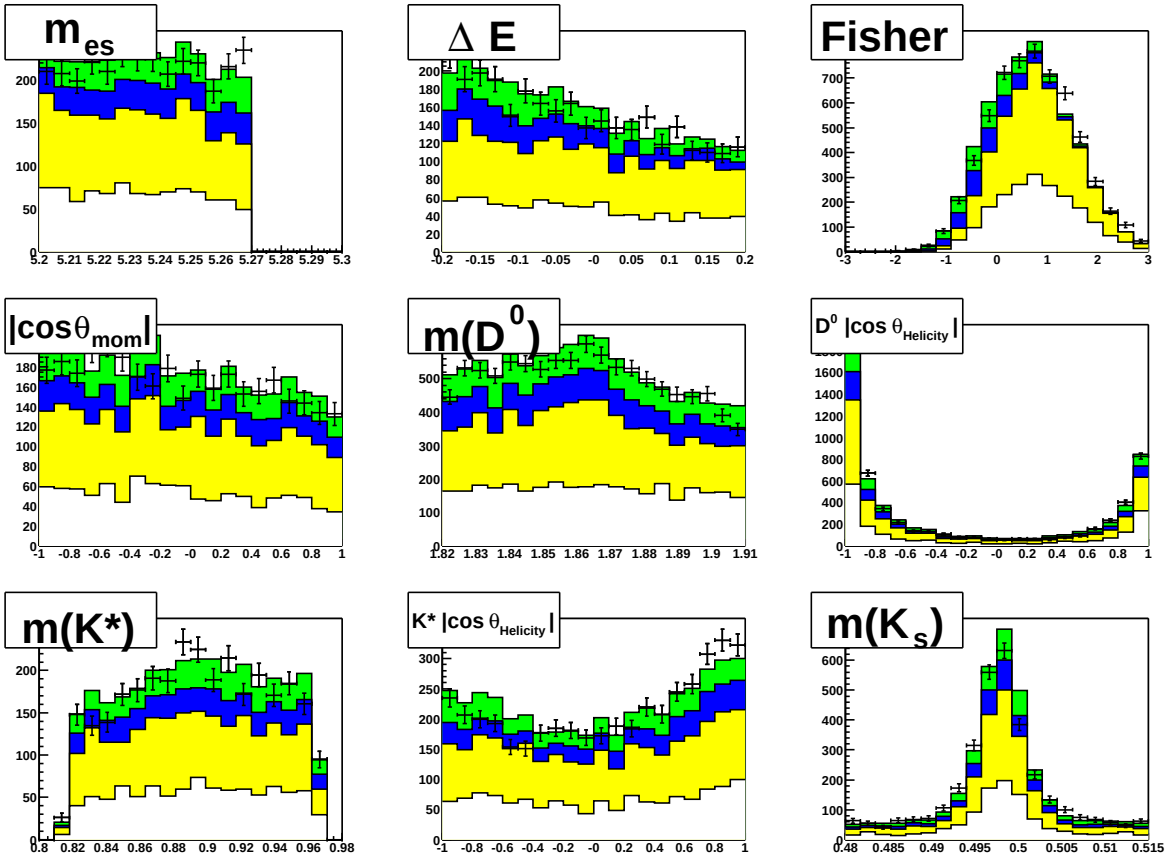

FIG. 4.21 – Comparaison des données *on-peak* avec la simulation Monte Carlo pour $m_{\rm ES}$ < 5,26 MeV/c^2 pour les cinq modes CP. On sélectionne les données en appliquant des coupures sur toutes les variables à part celle affichée. Le bruit de fond B^+ B^--B^0 $\overline{B}^0$ est représenté en vert-bleu et le bruit de fond venant du continuum $u\overline{u}$,$d\overline{d}$,$s\overline{s}$-$c\overline{c}$ en blanc-jaune.

la compilation des résultats de 2004 [9], en négligeant la contribution de l'amplitude supprimée (r_B = 0) et en prenant autant de B de chaque charge. Les données avant optimisation sont présélectionnées par les coupures du tableau 4.8.

Nom de la coupure	Valeur	Notes
$\cos\theta_{Thr}$	$<$ 0,9	
$\lvert \mathrm{m}(\pi^+\,\pi^-) - \mathrm{m}(K^0_S)_{\mathrm{PDG}} \rvert$	$<$ 25 MeV/c^2	modes *CP*$-$
$\lvert \mathrm{m}(K^+\,K^-) - \mathrm{m}(\phi)_{\mathrm{PDG}} \rvert$	$<$ 30 MeV/c^2	$D^0 \to K^0_S\,\phi$
$\lvert \mathrm{m}(\pi^+\,\pi^-\,\pi^0) - \mathrm{m}(\omega)_{\mathrm{PDG}} \rvert$	$<$ 50 MeV/c^2	$D^0 \to K^0_S\,\omega$
$\lvert \mathrm{m}(K^0_S\,\pi^-) - \mathrm{m}(K^{*-})_{\mathrm{PDG}} \rvert$	$<$ 125 MeV/c^2	
$\lvert \mathrm{m}(D^0\ cand.) - \mathrm{m}(D^0)_{\mathrm{PDG}} \rvert$	$<$ 90 MeV/c^2	$D^0 \to K^+\,K^-$, $\pi^+\,\pi^-$, $K^0_S\,\pi^0$
$\lvert \mathrm{m}(D^0\ cand.) - \mathrm{m}(D^0)_{\mathrm{PDG}} \rvert$	$<$ 70 MeV/c^2	$D^0 \to K^0_S\,\phi$, modes non-*CP*
$\lvert \mathrm{m}(D^0\ cand.) - \mathrm{m}(D^0)_{\mathrm{PDG}} \rvert$	$<$ 50 MeV/c^2	$D^0 \to K^0_S\,\omega$
m_{ES}	$>$5,15 GeV/c^2	
$\lvert \Delta E \rvert$	$<$ 300 MeV	
Filtre des B	oui	

TAB. 4.8 – Les coupures définissant les données présélectionnées à partir desquelles on va optimiser les coupures. Le *filtre des B* permet d'estimer le nombre de paires $B\overline{B}$ produites par *BABAR* et il est nécessaire de l'appliquer pour mesurer le rapport d'embranchement [62].

4.7.1 Optimisation de la sélection

La sélection est optimisée en appliquant toutes les coupures sauf celle affectant la variable que l'on étudie. Chaque coupure individuelle est optimisée en maximisant le rapport ζ :

$$\zeta = \frac{S}{\sqrt{S + B_B + B_C}} \tag{4.12}$$

où S est le nombre d'évènements signal qui passent les coupures dans la *boîte de signal*, B_B est le nombre d'évènements $B\overline{B}$ dans la *boîte de signal*. B_C est le nombre d'évènements $q\overline{q}$, qui vient de l'ajustement en m_{ES} par une *A*rgus dans la *grande boîte* qui permet de déduire ce nombre d'évènements. La statistique du Monte Carlo continuum est insuffisante pour compter le nombre d'évènements dans la boîte de signal.

Le Monte Carlo est normalisé à 165 fb^{-1}. L'optimisation de $B \to (K^0_S\,\omega)_{D^0} K^{*-}$ est représentée graphiquement sur la figure 4.22. L'annexe A contient les diagrammes d'optimisation pour les autres modes *CP*, ΔE et les sélecteurs d'identification.

4.7.2 Sélection finale

L'optimisation a été faite mode par mode. Après quoi, les valeurs de certaines coupures ont été légèrement modifiées pour disposer d'une sélection uniforme et cohérente pour les différents modes. La sélection finale est présentée pour tous les modes dans le tableau 4.11. Les tableaux 4.9 et 4.10 présentent les efficacités de chacune des coupures pour les cinq modes.

$K^+ K^-$	ε (signal)	ε ($B\overline{B}$)	ε (continuum)
Reconstruction	39,6%	0,9×10^{-3}	0,2×10^{-3}
Fisher	81,7%	78,3%	35,0%
$\lvert cos\theta_{\rm MOM}\rvert$	98,2%	90,7%	89,5%
D^0 $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	91,8%	79,9%	80,7%
PID sur 1^{ere} fille du D^0	91,7%	22,1%	27,8%
PID sur 2^{eme} fille du D^0	91,9%	22,7%	28,5%
$\lvert m(K^*) - m(K^*)_{\rm PDG}\rvert$	89,8%	61,0%	60,7%
K^* $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	95,1%	74,5%	69,2%
$\lvert m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\rvert$	95,8%	72,3%	75,8%
signed, 2D, DOF pull (K^0_S)	93,4%	40,0%	53,5%
ΔE	86,5%	7,2%	8,9%
$\lvert m(D^0) - M(D^0)_{\rm PDG}\rvert$	87,9%	32,3%	18,2%
Sélection finale	$(13,39 \pm 0,11)$%		

$\pi^+ \pi^-$	ε (signal)	ε ($B\overline{B}$)	ε (continuum)
Reconstruction	40,5%	0,3×10^{-3}	0,1×10^{-3}
Fisher	81,2%	79,8%	35,3%
$\lvert cos\theta_{\rm MOM}\rvert$	98,1%	91,2%	89,7%
D^0 $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	89,9%	74,5%	53,0%
PID sur 1^{ere} fille du D^0	96,3%	70,5%	65,9%
PID sur 2^{eme} fille du D^0	96,3%	69,9%	64,1%
$\lvert$m$(K^0_S\,\pi^+\,\pi^-)_{D^0}\rvert$ veto	98,5%	90,2%	95,8%
$\lvert m(K^*) - m(K^*)_{\rm PDG}\rvert$	89,4%	63,6%	61,5%
K^* $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	95,4%	73,3%	70,4%
$\lvert m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\rvert$	95,9%	78,4%	75,2%
signed, 2D, DOF pull (K^0_S)	93,4%	47,8%	46,8%
ΔE	86,3%	6,5%	12,2%
$\lvert m(D^0) - M(D^0)_{\rm PDG}\rvert$	82,7%	8,4%	12,0%
Sélection finale	$(13,74 \pm 0,11)$%		

TAB. 4.9 – Les efficacités de la sélection finale pour le signal et le bruit de fond pour les modes $CP+$. Pour le mode $\pi^+\,\pi^-$, la coupure mettant un veto sur le canal $B^- \to D^0\,(K^0_S\,\pi^+\,\pi^-)\pi^-$ est expliquée dans la section 5.2.4. L'efficacité est donnée pour chaque coupure après que toutes les autres ont été appliquées. En bas, l'incertitude sur l'efficacité de la sélection finale est purement statistique.

$K^0_S\,\pi^0$	ε (signal)	ε ($B\overline{B}$)	ε (continuum)
Reconstruction	22,3%	$0{,}2\times10^{-3}$	$0{,}05\times10^{-3}$
Fisher	81,7%	77,7%	35,4%
$\lvert cos\theta_{\rm MOM}\rvert$	98,5%	93,0%	89,0%
$D^0\,\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	71,7%	37,5%	17,7%
$\lvert m(K^*) - m(K^*)_{\rm PDG}\rvert$	89,5%	61,7%	59,8%
$K^*\,\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	95,2%	73,2%	70,1%
$\lvert m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\rvert$	95,5%	75,1%	73,7%
signed, 2D, DOF pull (K^0_S)	93,4%	41,3%	50,6%
$\lvert m(K_s(D^0)) - m(K_s)_{PDG}\rvert$	87,0%	30,7%	34,8%
ΔE	88,7%	17,8%	31,8%
$\lvert m(D^0) - M(D^0)_{\rm PDG}\rvert$	91,4%	47,9%	50,0%
Sélection finale	$(\,5,63 \pm 0,07)\%$		

$K^0_S\,\phi$	ε (signal)	ε ($B\overline{B}$)	ε (continuum)
Reconstruction	27,2%	$0{,}4\times10^{-3}$	$0{,}06\times10^{-3}$
Fisher	89,5%	84,5%	49,6%
$\lvert m(K^*) - m(K^*)_{\rm PDG}\rvert$	89,7%	62,1%	62,8%
$\lvert m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\rvert$	95,9%	73,5%	76,0%
signed, 2D, DOF pull (K^0_S)	94,0%	85,7%	87,2%
$\lvert m(K_s(D^0)) - m(K_s)_{PDG}\rvert$	93,2%	61,8%	58,7%
$\lvert m(K^+K^-) - m(\phi)_{PDG}\rvert$	92,3%	60,9%	67,0%
PID sur 1^{ere} fille du ϕ	93,6%	44,6%	46,8%
PID sur 2^{eme} fille du ϕ	90,9%	47,5%	49,2%
ΔE	86,1%	9,4%	14,3%
$\lvert m(D^0) - M(D^0)_{\rm PDG}\rvert$	93,8%	50,0%	42,9%
Sélection finale	$(10,29 \pm 0,10)\%$		

$K^0_S\,\omega$	ε (signal)	ε ($B\overline{B}$)	ε (continuum)
Reconstruction	12,6%	$0{,}3\times10^{-3}$	$0{,}03\times10^{-3}$
Fisher	81,9%	75,5%	32,1%
$\lvert cos\theta_{\rm MOM}\rvert$	98,1%	90,1%	89,9%
$D^0\,\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	89,1%	76,0%	74,1%
$\lvert m(K^*) - m(K^*)_{\rm PDG}\rvert$	89,5%	62,1%	61,5%
$K^*\,\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	97,8%	73,7%	67,5%
$\lvert m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\rvert$	95,7%	72,6%	76,0%
signed, 2D, DOF pull (K^0_S)	93,8%	38,8%	46,1%
$\lvert m(K_s(D^0)) - m(K_s)_{PDG}\rvert$	87,5%	29,7%	34,8%
$\lvert m(K^+K^-) - m(\omega)_{PDG}\rvert$	76,2%	40,5%	40,0%
$\omega\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	92,4%	74,9%	73,0%
$\omega\lvert\cos\theta_{Dalitz}\rvert$	97,8%	89,5%	92,2%
PID sur 1^{ere} fille du ω	98,9%	87,1%	88,7%
PID sur 2^{eme} fille du ω	98,7%	85,2%	89,2%
ΔE	81,2%	17,2%	13,8%
$\lvert m(D^0) - M(D^0)_{\rm PDG}\rvert$	91,1%	53,6%	50,0%
Sélection finale	$(\,2,52 \pm 0,10)\%$		

TAB. 4.10 – Les efficacités de la sélection finale pour le signal et le bruit de fond pour les modes $CP-$. L'efficacité est donnée pour chaque coupure après que toutes les autres ont été appliquées. En bas, l'incertitude sur l'efficacité de la sélection finale est purement statistique.

		$K^+ K^-$	$\pi^+ \pi^-$	$K^0_S \pi^0$	$K^0_S \phi$	$K^0_S \omega$
Fisher		$< 0,7$	$< 0,7$	$< 0,7$	$< 1,0$	$< 0,7$
$\|cos\theta_{\rm MOM}\|$		$< 0,9$	$< 0,9$	$< 0,9$	-	$< 0,9$
$\|m(K^{*-}) - m(K^{*-})_{\rm PDG}\|$	(MeV/c^2)	< 75	< 75	< 75	< 75	< 75
K^* $\|\cos\theta_{Helicity}\|$		$> 0,35$	$> 0,35$	$> 0,35$	-	$> 0,35$
$\|m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\|$	(MeV/c^2)	< 13	< 13	< 13	< 13	< 13
K^0_S 2D D.O.F. pull (signed)		$> 3\,\sigma$	$> 3\,\sigma$	$> 3\,\sigma$	$> 3\,\sigma$	$> 3\,\sigma$
D^0 $\|\cos\theta_{Helicity}\|$		$< 0,9$	$< 0,9$	$< 0,7$	-	$< 0,9$
$\|$m$(K^0_S\,\pi^+\,\pi^-)_{D^0}\|$ veto	(MeV/c^2)	-	> 25	-	-	-
$\|m(K^0_S(D^0)) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\|$	(MeV/c^2)	-	-	< 6	< 12	< 6
$\|m(\phi) - m(\phi)_{\rm PDG}\|$	(MeV/c^2)	-	-	-	< 12	-
$\|m(\omega) - m(\omega)_{\rm PDG}\|$	(MeV/c^2)	-	-	-	-	< 20
$\omega\|\cos\theta_{Helicity}\|$		-	-	-	-	$> 0,25$
$\omega\|\cos\theta_{Dalitz}\|$		-	-	-	-	$< 0,9$
PID sur 1^{ere} fille du D^0		KLHVeryLoose	LHPionLoose	-	-	-
PID sur 2^{eme} fille du D^0		KLHVeryLoose	LHPionLoose	-	-	-
PID sur 1^{ere} fille du ϕ		-	-	-	KLHVeryLoose	-
PID sur 2^{eme} fille du ϕ		-	-	-	KLHVeryLoose	-
PID sur 1^{ere} fille du ω		-	-	-	-	LHPionLoose
PID sur 2^{eme} fille du ω		-	-	-	-	LHPionLoose
$\|m(D^0) - M(D^0)_{\rm PDG}\|$	(MeV/c^2)	< 12	< 12	< 30	< 12	< 20
$\|\Delta E\|$	(MeV)	< 25	< 25	< 50	< 25	< 25
$m_{\rm ES}$	(GeV/c^2)	région de l'ajustement : $m_{\rm ES} \geq 5,2$ (boite de signal : $m_{\rm ES} \geq 5,27$)				

TAB. 4.11 – Sélection finale des modes $B^- \to D^0_{CP}\, K^{*-}$.

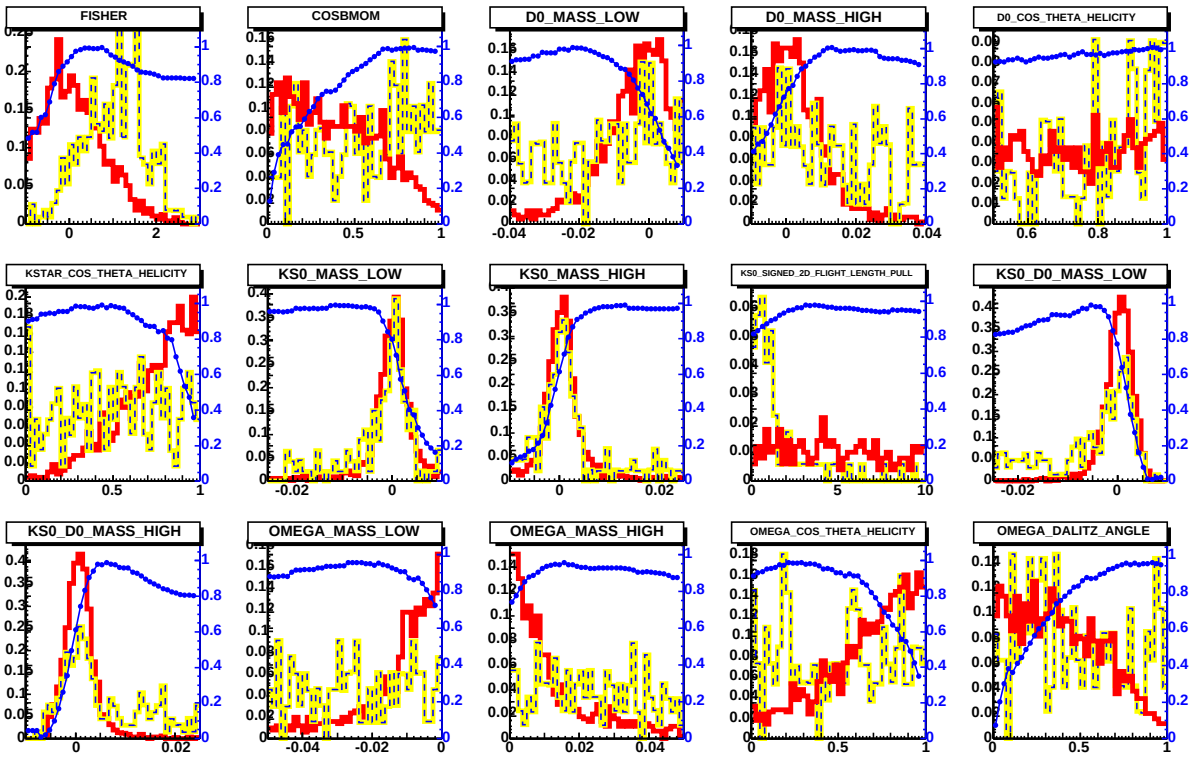

FIG. 4.22 – Diagrammes d'optimisation de $B \to (K^0_S\,\omega)_{D^0} K^{*-}$. La ligne continue (rouge) correspond à la distribution de signal et la ligne brisée (noire/jaune) à celle du bruit de fond. Les points bleus représentent ζ.

4.7.3 Nombres d'évènements attendus

L'analyse a été faite entièrement *en aveugle*. C'est à dire qu'on a masqué la boîte de signal pour les données avant que la procédure d'extraction des observables GLW soit figée. L'analyse étant maintenant complète, on compare ici les distributions de la simulation et des données.

Les figures 4.23, 4.24 et 4.25 correspondent aux distributions en $m_{\rm ES}$, ΔE et m(D^0) des données et de la simulation pour les modes *CP* après sélection. On ajuste une $\mathcal{A}$rgus +$\mathcal{G}$aussienne ($\mathcal{A}+\mathcal{G}$) en $m_{\rm ES}$, une $\mathcal{G}$aussienne plus une distribution plate en en ΔE et m(D^0). On superpose la simulation Monte Carlo avec r_B nul à ces distributions.

Les nombres d'évènements attendus pour r_B = 0 et mesurés sur les données se trouvent dans le tableau 4.12.

Nombre d'évènements		$b\overline{b} \to B^+ B^-$	$b\overline{b} \to B^0\ \overline{B}^0$	$c\overline{c}$	$u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$	signal MC	signal données	Signification statistique ζ_{data}
$CP+$	$K^+ K^-$	23,7	13,8	44,3	29,0	18,6	$23,1 \pm 5,1$	8,0 σ
	$\pi^+ \pi^-$					6,7	$17,4 \pm 5,0$	4,4 σ
$CP-$	$K^0_S \pi^0$	27,1	21,9	45,1	15,3	14,6	$10,9 \pm 4,1$	3,7 σ
	$K^0_S \phi$					5,5	$3,1 \pm 2,2$	1,9 σ
	$K^0_S \omega$					5,7	$3,8 \pm 2,7$	1,6 σ

TAB. 4.12 – Nombres d'évènements venant de la simulation (r_B = 0) et mesurés sur les données (210,7 fb^{-1}). Les nombres d'évènements de la simulation sont estimés par un comptage dans la bande de signal en $m_{\rm ES}$. Les nombres d'évènements de données viennent de l'ajustement d'une $\mathcal{A}$rgus et d'une $\mathcal{G}$aussienne sur les distributions de $m_{\rm ES}$. La signification statistique ζ_{data} est estimée sur les données à partir de l'ajustement par $\zeta = \sqrt{-2(\mathcal{L} - \mathcal{L}_0)}$.

Bien que l'on voit sur ces distributions des nombres d'évènements qui pourraient servir à estimer les observables GLW, nous n'allons pas plus loin ici. La procédure optimisée d'ajustement utilisée pour séparer au mieux le signal du bruit de fond est décrit au chapitre 5.

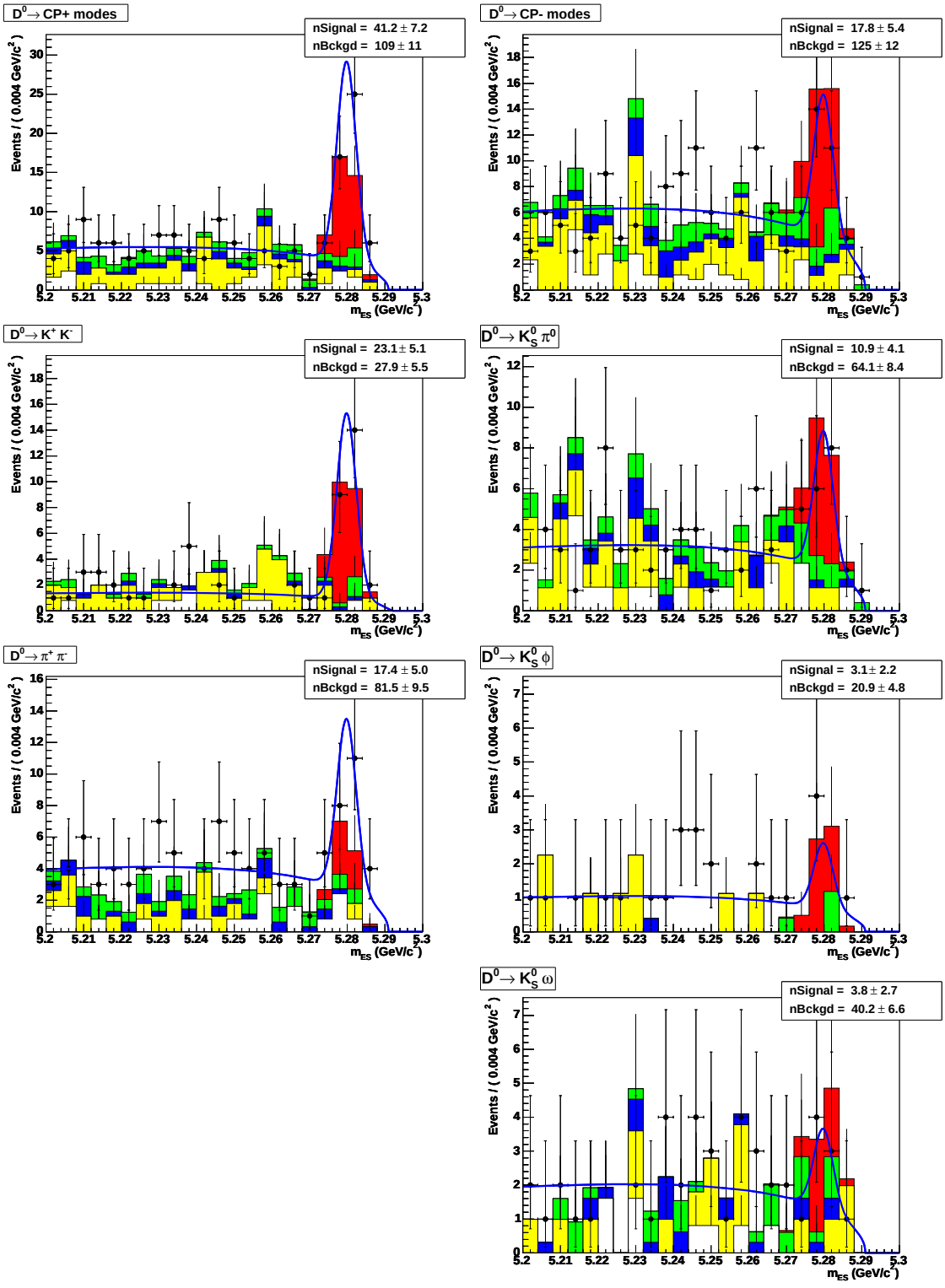

FIG. 4.23 – Comparaison des distributions de données et de simulation en $m_{\rm ES}$ des désintégrations $B^- \to {\rm D}^0_{\pm} K^{*-}$ pour 210,7 fb^{-1}. Les ajustements sont fait par une $\mathcal{A}$rgus plus une $\mathcal{G}$aussienne. Le paramètre de la fonction d'$\mathcal{A}$rgus est fixé à -22,2, la valeur centrale et la largeur de la $\mathcal{G}$aussienne sont respectivement fixées à $\mu = 5279,84$ MeV/c^2 et $\sigma = 2,56$ MeV/c^2. Les points correspondent aux données et les histogrammes à la simulation Monte Carlo pour $r_B = 0$. La colonne de gauche correspond aux distributions des modes $CP+$ et celle de droite aux $CP-$. La première ligne est la superposition des modes CP. Le signal est représenté en rouge, le bruit de fond venant du continuum $u\overline{u}$ $d\overline{d}$ $s\overline{s}$ en blanc, celui du $c\overline{c}$ en jaune et le bruit de fond B^+ B^--B^0 $\overline{B}^0$ en vert-bleu.

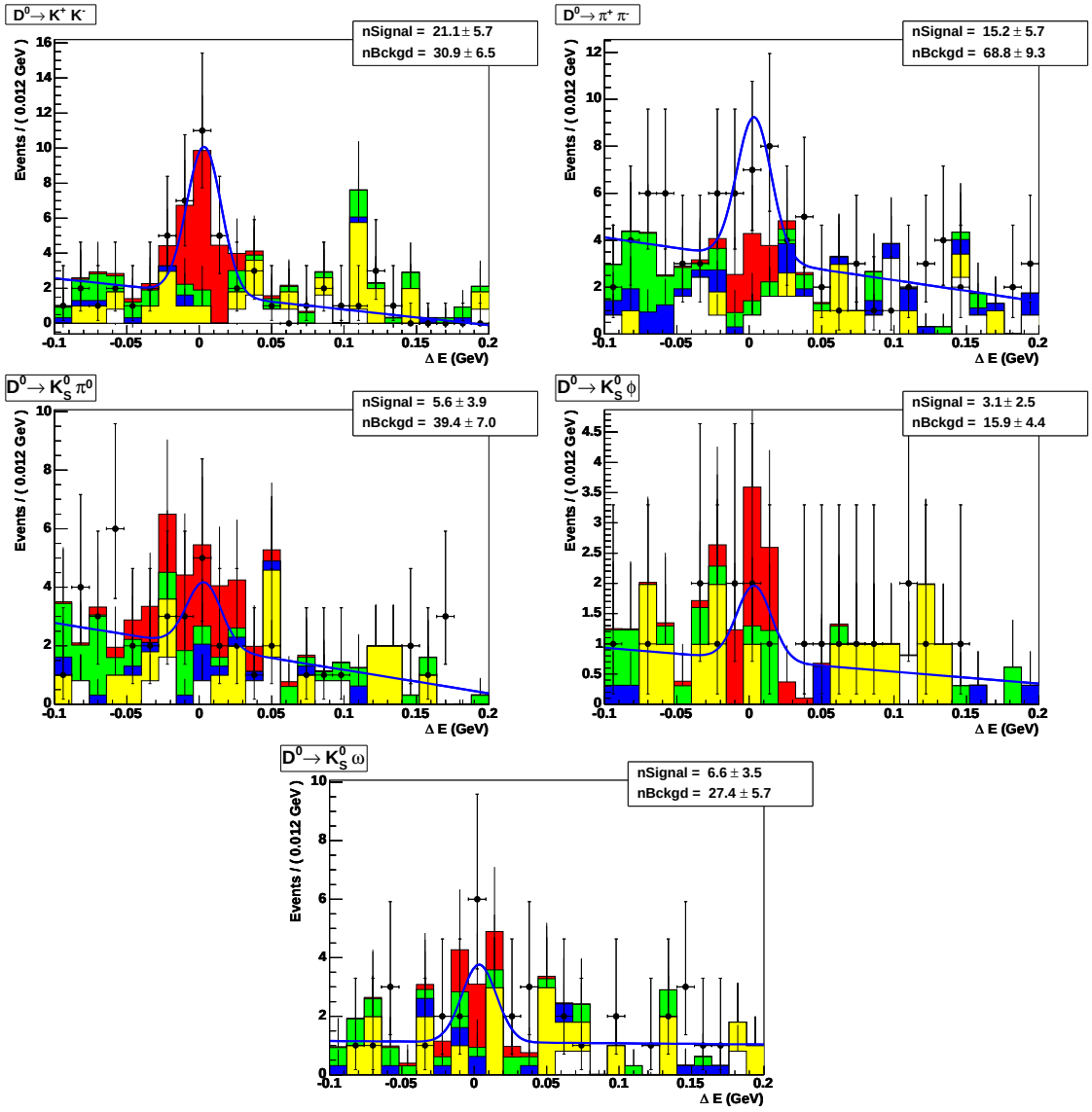

FIG. 4.24 – Comparaison des distributions de données et de simulation en $m_{\rm ES}$ des désintégrations $B^- \to {\rm D}^0_{\pm} K^{*-}$ pour 210,7 fb^{-1}. Les ajustements sont fait par une $\mathcal{G}$aussienne + une droite. Les points correspondent aux données et les histogrammes à la simulation Monte Carlo pour $r_B = 0$. La colonne de gauche correspond aux distributions des modes $CP+$ et celle de droite aux $CP-$. La première ligne est la superposition des modes CP. Le signal est représenté en rouge, le bruit de fond venant du continuum $u\overline{u}$ $d\overline{d}$ $s\overline{s}$ en blanc, celui du $c\overline{c}$ en jaune et le bruit de fond B^+ B^--B^0 $\overline{B}^0$ en vert-bleu.

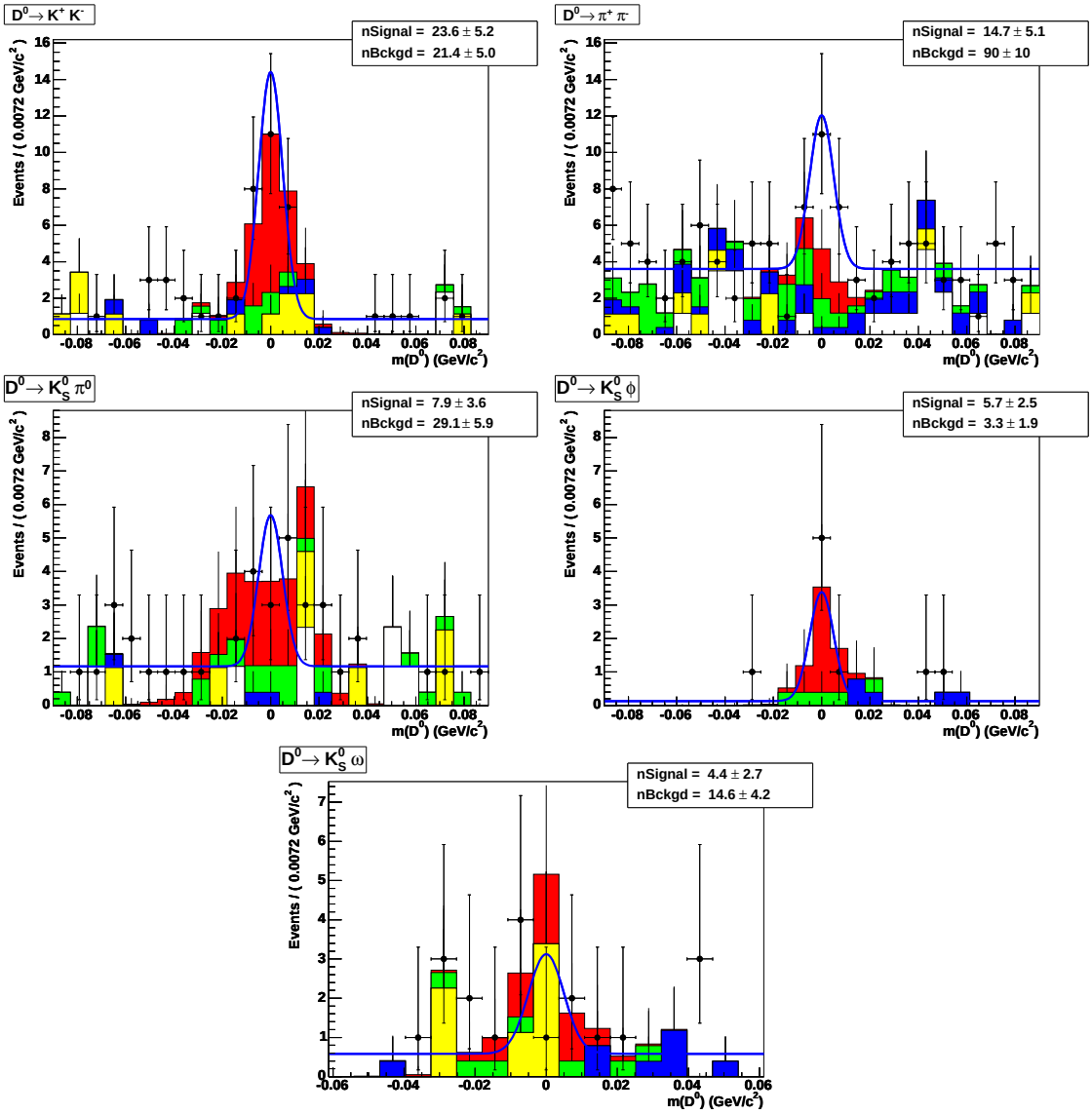

FIG. 4.25 – Comparaison des distributions de données et de simulation en m(D^0) des désintégrations $B^- \to \mathrm{D}^0_{\pm} K^{*-}$ pour 210,7 fb^{-1}. Les ajustements sont fait par une $\mathcal{G}$aussienne + une droite. Les points correspondent aux données et les histogrammes à la simulation Monte Carlo pour $r_B = 0$. La colonne de gauche correspond aux distributions des modes $CP+$ et celle de droite aux $CP-$. La première ligne est la superposition des modes CP. Le signal est représenté en rouge, le bruit de fond venant du continuum $u\overline{u}$ $d\overline{d}$ $s\overline{s}$ en blanc, celui du $c\overline{c}$ en jaune et le bruit de fond B^+ B^--B^0 $\overline{B}^0$ en vert-bleu.

4.8 Sélection des désintégrations $D^0 \to K^-\,\pi^+$, $K^-\,\pi^+\,\pi^0$, $K^-\,3\pi$

Pour réduire les erreurs systématiques sur les $\mathcal{R}_\pm$, on reconstruit et sélectionne les modes non-*CP* avec des coupures aussi proches que possibles de celles choisies pour les modes *CP*. Les sélections de ces modes sont similaires à celle du mode $K^+\,K^-$ à l'exception des coupures sur le D^0 et ses filles :

1. On applique le selecteur *KLHVeryLoose* sur le kaon venant du D^0.
2. Pour le mode $D^0 \to K^-\,\pi^+\,\pi^0$, on élargit la fenêtre en masse du D^0 à $-29 < |\mathrm{m(D^0)}| < 24\ \mathrm{MeV}/c^2$.
3. Pour le mode $D^0 \to K^-\,\pi^+\,\pi^0$, on applique une coupure sur l'*amplitude Dalitz* [71]. La valeur de la coupure est choisie à 5 % de l'intensité maximale dans le plan Dalitz (valeur de l'analyse [73]).

Les sélection des modes $K^-\,\pi^+$, $K^-\,\pi^+\,\pi^0$ et $K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$ sont rassemblées dans le tableau 4.13. Les efficacités des coupures individuelles pour les trois modes *CP* se trouvent dans le tableau 4.14.

		$K^-\,\pi^+$	$K^-\,\pi^+\,\pi^0$	$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$
Variables de forme				
R_2		$< 0,9$	$< 0,9$	$< 0,9$
Fisher		$< 0,7$	$< 0,7$	$< 0,7$
Variables angulaires				
$cos\theta_{\mathrm{MOM}}$		$< 0,9$	$< 0,9$	$< 0,9$
$K^*\,\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$		$< 0,35$	$< 0,35$	$< 0,35$
$D^0\,\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$		$< 0,9$	$< 0,9$	$< 0,9$
Masses				
$\lvert m(K^{*-}) - m(K^{*-})_{\mathrm{PDG}}\rvert$	(MeV/c^2)	< 75	< 75	< 75
$\lvert m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\mathrm{PDG}}\rvert$	(MeV/c^2)	< 13	< 13	< 13
$m(\pi^0) - m(\pi^0)_{\mathrm{PDG}}$	(MeV/c^2)		> 125 et < 145	
Autres variables cinématiques				
K^0_S 2D D.O.F. pull (signed)		$> 3\sigma$	$> 3\sigma$	$> 3\sigma$
Amplitude Dalitz			$> 0,05$	
PID				
PID sur le K venant du D^0		KLHVeryLoose	KLHVeryLoose	KLHVeryLoose
$m(D^0) - M(D^0)_{\mathrm{PDG}}$	(MeV/c^2)	< 12	> -29 & < 24	< 12
$\lvert\Delta E\rvert$	(MeV)	< 25	< 25	< 25
m_{ES}	(GeV/c^2)	région de l'ajustement : $m_{\mathrm{ES}} \geq 5,2$ (boite de signal : $m_{\mathrm{ES}} \geq 5,27$)		

TAB. 4.13 – Sélection des évènements pour les désintégrations $B^- \to D^0_{non-CP} K^{*-}$.

Après sélection du lot, on extrait les nombres d'évènements $B^- \to D^0\,K^{*-}$ par un ajustement de la distribution de m_{ES} en utilisant la méthode de maximum du vraisemblance sans regroupement. Le modèle de signal est une $\mathcal{G}$aussienne et celui du bruit de fond une $\mathcal{A}$rgus. L'ajustement est fait après avoir appliqué toutes les coupures (à l'exception de m_{ES}). Les distributions ajustées sont représentées sur la figure 4.26.

$K^-\,\pi^+$	ε (signal)	ε ($B\overline{B}$)	ε (continuum)
Reconstruction	39,3%	0,6×10^{-3}	0,1×10^{-3}
Fisher	81,6%	77,6%	36,4%
$\lvert cos\theta_{\rm MOM}\rvert$	98,4%	92,8%	87,4%
D^0 $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	91,0%	82,3%	68,7%
PID sur 1^{ere} fille du D^0	91,4%	30,0%	34,3%
$\lvert m(K^*) - m(K^*)_{\rm PDG}\rvert$	90,4%	58,3%	58,8%
K^* $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	94,9%	76,3%	68,9%
$\lvert m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\rvert$	96,0%	82,1%	77,7%
signed, 2D, DOF pull (K^0_S)	93,3%	39,7%	51,2%
ΔE	89,2%	17,0%	15,5%
$\lvert m(D^0) - M(D^0)_{\rm PDG}\rvert$	85,5%	54,7%	42,6%
Sélection finale	$(14,00 \pm 0,12)$%		

$K^-\,\pi^+\,\pi^0$	ε (signal)	ε ($B\overline{B}$)	ε (continuum)
Reconstruction	32,3%	6,1×10^{-3}	1,2×10^{-3}
Fisher	81,1%	78,0%	34,7%
$\lvert cos\theta_{\rm MOM}\rvert$	97,7%	92,6%	90,0%
D^0 $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	92,1%	84,0%	73,5%
PID sur 1^{ere} fille du D^0	88,8%	26,3%	29,3%
Dalitz weight	80,1%	51,0%	43,0%
$\lvert m(\pi^0(D^0)) - m(\pi^0)_{PDG}\rvert$	84,9%	79,1%	75,5%
$\lvert m(K^*) - m(K^*)_{\rm PDG}\rvert$	89,6%	56,1%	60,6%
K^* $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	95,1%	76,1%	69,3%
$\lvert m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\rvert$	96,0%	74,4%	76,6%
signed, 2D, DOF pull (K^0_S)	93,4%	42,0%	50,7%
ΔE	78,0%	11,7%	12,6%
$\lvert m(D^0) - M(D^0)_{\rm PDG}\rvert$	85,1%	48,7%	35,2%
Sélection finale	$(\ 5,00 \pm 0,07)$%		

$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$	ε (signal)	ε ($B\overline{B}$)	ε (continuum)
Reconstruction	34,3%	3,9×10^{-3}	0,5×10^{-3}
Fisher	80,9%	76,4%	34,0%
$\lvert cos\theta_{\rm MOM}\rvert$	97,7%	92,1%	90,1%
D^0 $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	93,2%	88,9%	86,8%
PID sur 1^{ere} fille du D^0	78,9%	26,0%	24,4%
$\lvert m(K^*) - m(K^*)_{\rm PDG}\rvert$	89,2%	61,2%	61,3%
K^* $\lvert\cos\theta_{Helicity}\rvert$	95,0%	74,9%	69,8%
$\lvert m(K^0_S) - m(K^0_S)_{\rm PDG}\rvert$	96,0%	73,9%	77,1%
signed, 2D, DOF pull (K^0_S)	93,3%	40,8%	50,5%
ΔE	86,0%	11,8%	10,6%
$\lvert m(D^0) - M(D^0)_{\rm PDG}\rvert$	86,0%	30,9%	18,2%
Sélection finale	$(\ 8,65 \pm 0,09)$%		

TAB. 4.14 – Les efficacités de la sélection finale pour le signal et le bruit de fond pour les modes non-CP. L'efficacité est donnée pour chaque coupure après que toutes les autres ont été appliquées. En bas, l'incertitude sur l'efficacité de la sélection finale est purement statistique.

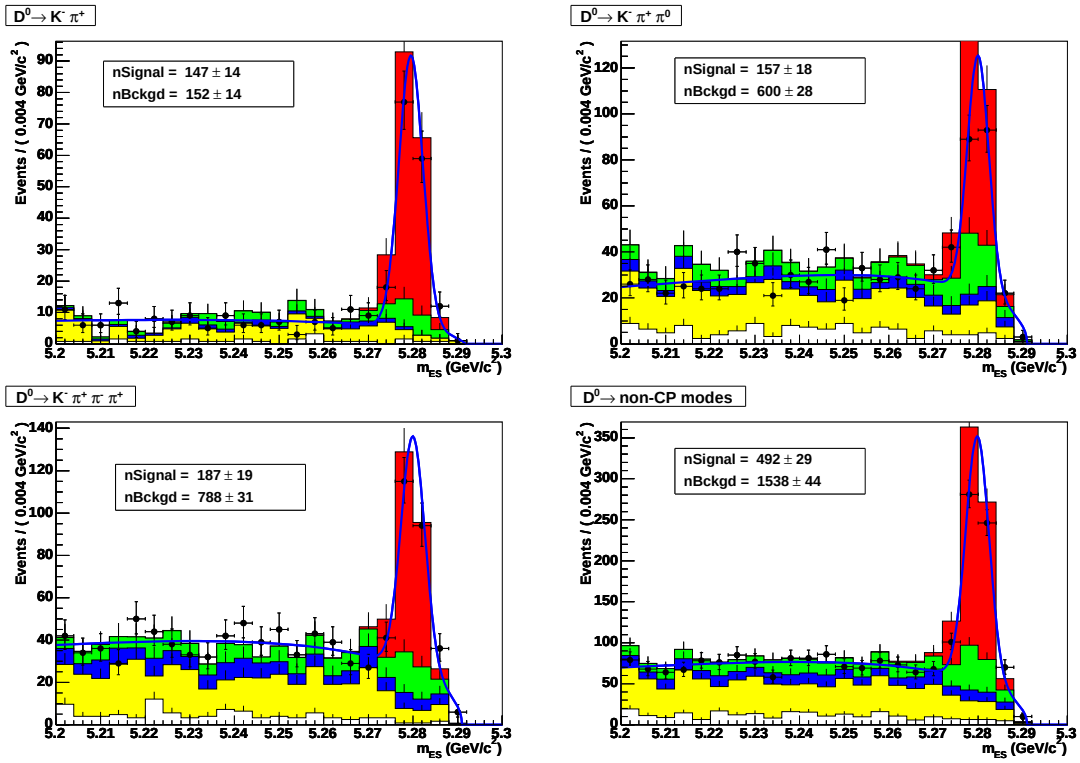

FIG. 4.26 – Distributions en $m_{\rm ES}$ des modes (a) $B^- \to (K^-\ \pi^+)_{D^0} K^{*-}$, (b) $B^- \to (K^-\ \pi^+\ \pi^0)_{D^0} K^{*-}$, (c) $B^- \to (K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+)_{D^0} K^{*-}$ et (d) les trois ensemble, pour 210,7 fb^{-1}. Ces distributions sont ajustées par une $\mathcal{A}$rgus et une $\mathcal{G}$aussienne.

Chapitre 5

Ajustement utilisé pour déterminer les observables GLW

Ce chapitre décrit la méthode utilisée pour la mesure des observables de la méthode GLW. C'est une méthode de maximum de vraisemblance étendue appliquée simultanément à des distributions de $m_{\rm ES}$ pour plusieurs zones de données en m(D^0) et ΔE.

La méthode extrait des lots d'évènements sélectionnés un signal dont nous précisons la composition dans le paragraphe 5.1. Pour ce faire, le bruit de fond doit être modelisé, en particulier le bruit de fond irréductible. C'est l'objet du paragraphe 5.2. Le choix d'une stratégie d'ajustement adaptée afin d'aboutir à des mesures optimales des observables GLW est ensuite abordée au paragraphe 5.3.

La méthode d'extraction a été étudiée et validée *en aveugle* sur des données simulées dans la boîte de signal.

5.1 Définition du signal $B^- \to D^0$ **(**$K^0_S\ \pi^-$**)**$_{K^{*-}}$

Les évènements sélectionnés comme $D^0\ K^*$ contiennent en réalité toutes les paires ($K^0_S\ \pi^-$)$_{K^{*-}}$ de la région de signal acceptées par les coupures qu'elles soient résonnantes ou non.

Dans ce chapitre, nous développons une méthode d'ajustement pour séparer ce signal D^0 ($K^0_S\ \pi^-$)$_{K^{*-}}$ du bruit de fond. C'est au chapitre suivant que sera abordé le problème de savoir comment distinguer le K^* du fond $K^0_S\ \pi$ non résonnant. Par convention, nous conservons la notation $B^- \to D^0\ K^{*-}$ pour dans ce chapitre.

5.2 Étude du bruit de fond irréductible (piquant)

Le but de cette section est d'évaluer toutes les composantes possibles de bruit de fond irréductible qui vont piquer de la même façon que le signal en $m_{\rm ES}$ après la sélection. La sélection restreint ces composantes à des processus de désintégrations très proches de ceux de signal.

On sépare ces bruits de fond en deux catégories suivant qu'ils contiennent ou non de vrais D^0. Une étude avec le Monte Carlo générique permet de vérifier que l'on n'a pas oublié de bruit de fond irréductible évident.

5.2.1 Identification des bruits de fond irréductibles

Désintégrations dans le même état final

Les bruits de fond piquants proviennent de désintégrations dans les mêmes états finaux que les modes que l'on reconstruit. Ces désintégrations peuvent avoir un état intermédiaire en commun avec le signal : un $(K^0_S\ \pi^-)_{K^{*-}}$ ou un D^0. On s'attend à ce que leurs rapports d'embranchement soient du même ordre de grandeur que celui du signal. Les désintégrations irréductibles sans K^* et sans D^0 sont complètement négligeables.

Désintégrations où une particule n'est pas détectée

Elles correspondent à des désintégrations dont la cinématique est voisine de celle d'un canal recherché et où une particule n'est pas mesurée.

Un exemple est la désintégration $B^- \to D^{*0}\ K^{*-}$ où le D^{*0} émet un D^0 et un pion ou un γ mous difficilement mesurables. Cette désintégration pique en $m_{\rm ES}$ comme le signal mais se situe vers $\Delta E = -m_\pi$. Son rapport d'embranchement est de l'ordre de celui du signal. La figure 5.1 correspond à la superposition de ce bruit de fond avec le signal pour $D^0 \to K^+\ K^-$.

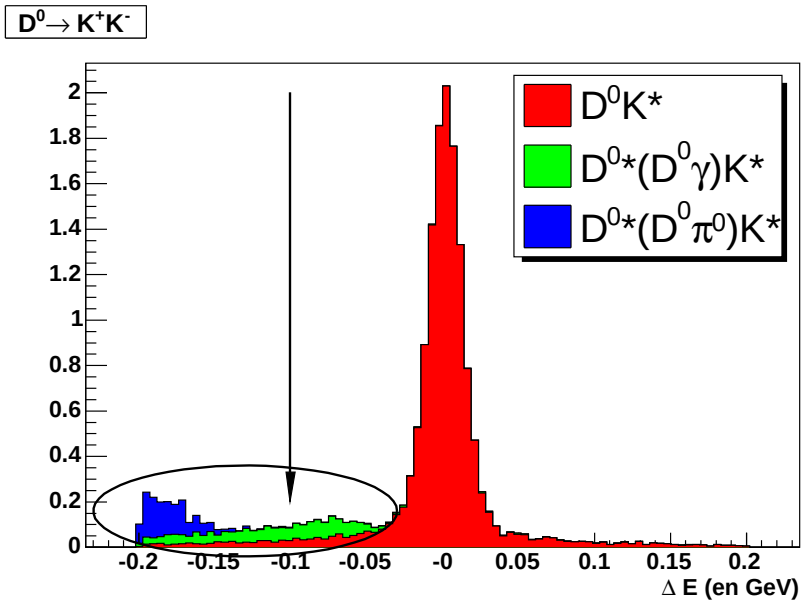

FIG. 5.1 – Distribution du signal de $B^- \to D^0\ K^{*-}$ et $B^- \to D^{*0}\ K^{*-}$ pour le D^0 qui se désintègre en K^+K^- ($m_{\rm ES}$ > 5,27 GeV/c^2). La zone entourée en rouge correspond aux évènements $B^- \to D^{*0}\ K^{*-}$. La flêche correspond à la coupure en ΔE faite sur les données pour diminuer ce bruit de fond.

5.2.2 Bruit de fond piquant charmé pour le mode $\pi^+\ \pi^-$

Le mode $B^- \to (\pi^+\ \pi^-)_{D^0}\ (K^0_S\ \pi^-)_{K^{*-}}$ possède un bruit de fond venant de la désintégration $B^- \to (K^0_S\pi^+\pi^-)_{D^0}\ \pi^-$, dont le rapport d'embranchement est 500 fois plus grand que celui du signal. Pour exclure ce type de bruit de fond, on rejette toute combinaison $(K^0_S\pi^+\pi^-)_{D^0}\ \pi^-$ ayant une masse $K^0_S\ \pi^+\ \pi^-$ à moins de 25 MeV/c^2 ($\simeq 3\ \sigma$) de la masse du D^0. Ce veto est efficace à 98,6% pour le signal et rejette 90% du bruit de fond $B^- \to D^0\ \pi^-$ dans la boîte de signal. La figure 5.2 est la comparaison des distributions en $m_{\rm ES}$ des évènements de Monte Carlo de

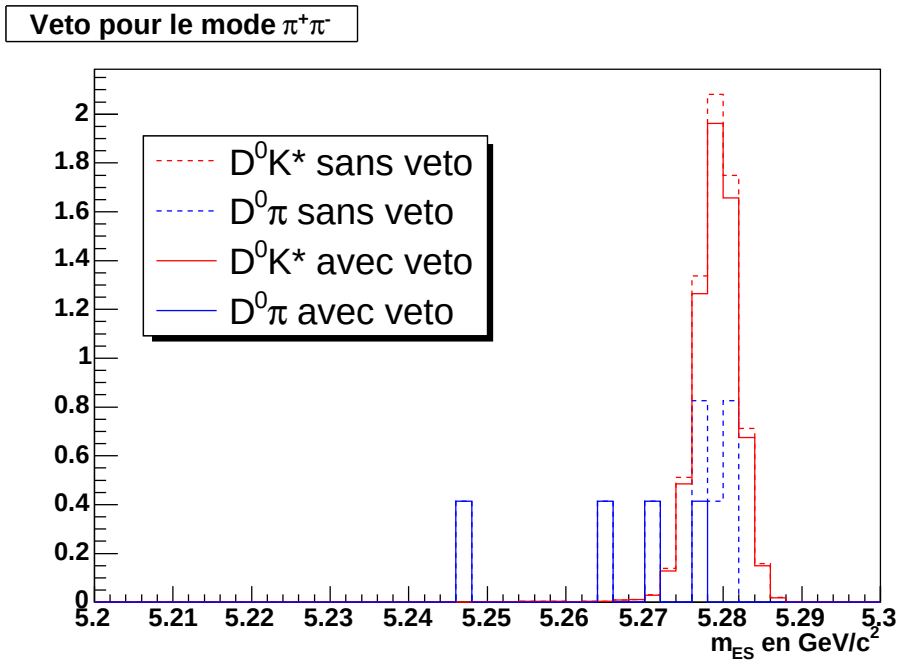

FIG. 5.2 – Distributions en $m_{\rm ES}$ des évènements de Monte Carlo de signal pour les modes $B^- \to (\pi^+\,\pi^-)_{D^0}\,(K^0_S\,\pi^-)_{K^{*-}}$ et $B^- \to (K^0_S\pi^+\pi^-)_{D^0}\,\pi^-$, avec et sans le veto.

signal des modes $B^- \to (\pi^+\,\pi^-)_{D^0}\,(K^0_S\,\pi^-)_{K^{*-}}$ et $B^- \to (K^0_S\pi^+\pi^-)_{D^0}\,\pi^-$. Les distributions sont faites après sélection et normalisées à 210,7 fb^{-1}. Malgré la statistique limitée du Monte Carlo de signal $B^- \to (K^0_S\pi^+\pi^-)_{D^0}\,\pi^-$, on voit l'effet du veto sur le nombre d'évènements de bruit de fond. Ce bruit de fond ne contribue plus significativement au bruit de fond piquant après l'application du veto.

De la même façon, on pourrait envisager la désintégration $B^- \to (K^0_S K^+ K^-)_{D^0}\,\pi^-$ comme un bruit de fond pour le signal $B^- \to (K^+\,K^-)_{D^0}\,(K^0_S\,\pi^-)_{K^{*-}}$. Cependant, son rapport d'embranchement est six fois plus faible. L'étude du diagramme de Dalitz de D^0 en $K^0_S\,K^+\,K^-$ montre que ces désintégrations se composent d'un fond non résonnant et du canal ϕK^0_S. La coupure sur la masse invariante des kaons autour de la masse du D^0 élimine la contribution de la résonance ϕK^0_S. Le bruit de fond non résonnant n'as pas été trouvé dans le Monte Carlo générique et on s'attend à ce que sa contribution soit négligeable. On n'applique donc pas de veto sur la masse invariante $K^0_S\,K^+\,K^-$.

5.2.3 Bruit de fond piquant charmé pour les modes $CP-\ K^0_S\,\phi$ et $K^0_S\,\omega$

ϕ et ω sont reconstruits respectivement en $K^+\,K^-$ et $\pi^+\,\pi^-\,\pi^0$. Les désintégrations $B^- \to D^0\,K^{*-}$ où le D^0 va en $K^0_S\,K^+\,K^-$ et $K^0_S\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^0$ constituent des bruits de fond irréductibles pour ces deux modes $CP-$.

À partir d'une note interne à la collaboration *BABAR* [81], on estime à (30±10)% la proportion d'évènements de fond $K^0_S\,K^+\,K^-$ sous le signal $K^0_S\,\phi$. Ces évènements de bruit de fond viennent principalement des désintègrations $K^0_S\,a_0(980)$ qui sont $CP+$.

Le rapport d'embranchement de la désintégration du D^0 en $K^0_S\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^0$ n'est pas mesuré. On suppose que le nombre d'évènements de fond est de (30±30)% du nombre d'évènements de signal. Ces fonds non résonnants sous le ϕ et le ω sont traités comme des effets systématiques affectant les observables GLW. Ceci est fait dans le paragraphe 6.2 du chapitre suivant.

5.2.4 Bruit de fond piquant sans quarks charmés

On considère dans cette section les bruits de fond venant de désintégrations de mésons B qui ont les mêmes états finaux que le signal, mais qui ne contiennent pas de D^0 dans leurs désintégrations. Les rapports d'embranchement ne sont pas connus et leurs estimations sont difficiles car ces désintégrations résultent essentiellement de diagrammes pingouin comme ceux illustrés sur la figure 5.3.

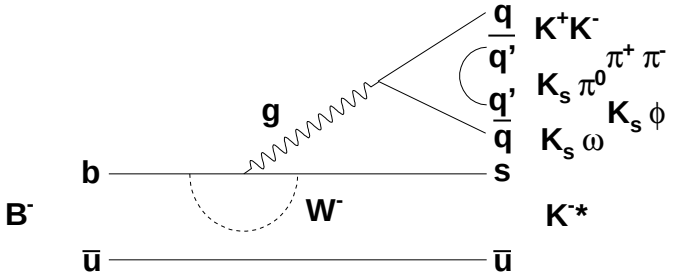

FIG. 5.3 – Diagramme de Feynman contribuant à la désintégration d'un B en K^* et d'un couple de particules, état propre de CP. L'amplitude de ce diagramme (dit pingouin) est difficilement estimable à cause de la contribution QCD.

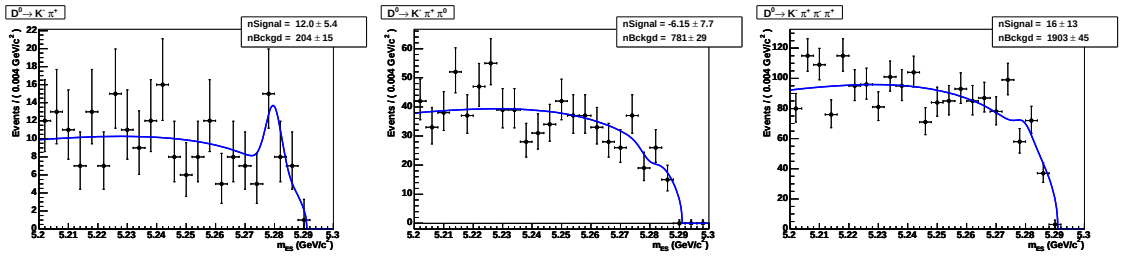

FIG. 5.4 – Distributions en $m_{\rm ES}$ des modes (a) $K^-\ \pi^+$ (b) $K^-\ \pi^+\ \pi^0$ (c) $K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$ pour 210,7 fb^{-1} de données prises dans les ailes de m(D^0).

On peut étudier les bruits de fond venant de faux D^0 en cherchant un pic en $m_{\rm ES}$ sur les données dans les ailes du D^0 (définies dans le tableau 4.5). Les résultats sont visibles sur les figures 5.4, 5.5 et 5.6 pour les modes non-CP, $CP+$ et $CP-$.

Les distributions expérimentales et simulées de $m_{\rm ES}$ dans les ailes de masse du D^0 sont compatibles pour les modes $CP+$ (figure 5.5). La statistique reduite du fait de la petite taille des ailes rend la comparaison difficile pour les modes $CP-$ (figure 5.6).

Le tableau 5.1 rassemble les estimations de bruit de fond piquant sans charme dans la boîte de signal N_B^i où i est un type de données (non-CP, $CP+$ ou $CP-$). L'estimation vient de l'extrapolation du bruit de fond dans les ailes de m(D^0) N_{pic}^i. Pour chaque type de données i, on calcule le rapport moyen de la taille des ailes de m(D^0) sur celle de la boîte de signal :

$$\alpha^i = \frac{\sum \text{largeur en m(D}^0\text{) de la region de signal pour chaque mode}}{\sum \text{largeur des ailes de m(D}^0\text{) pour chaque mode}} \quad (5.1)$$

$$N_B^i = \alpha^i \cdot N_{pic}^i \quad (5.2)$$

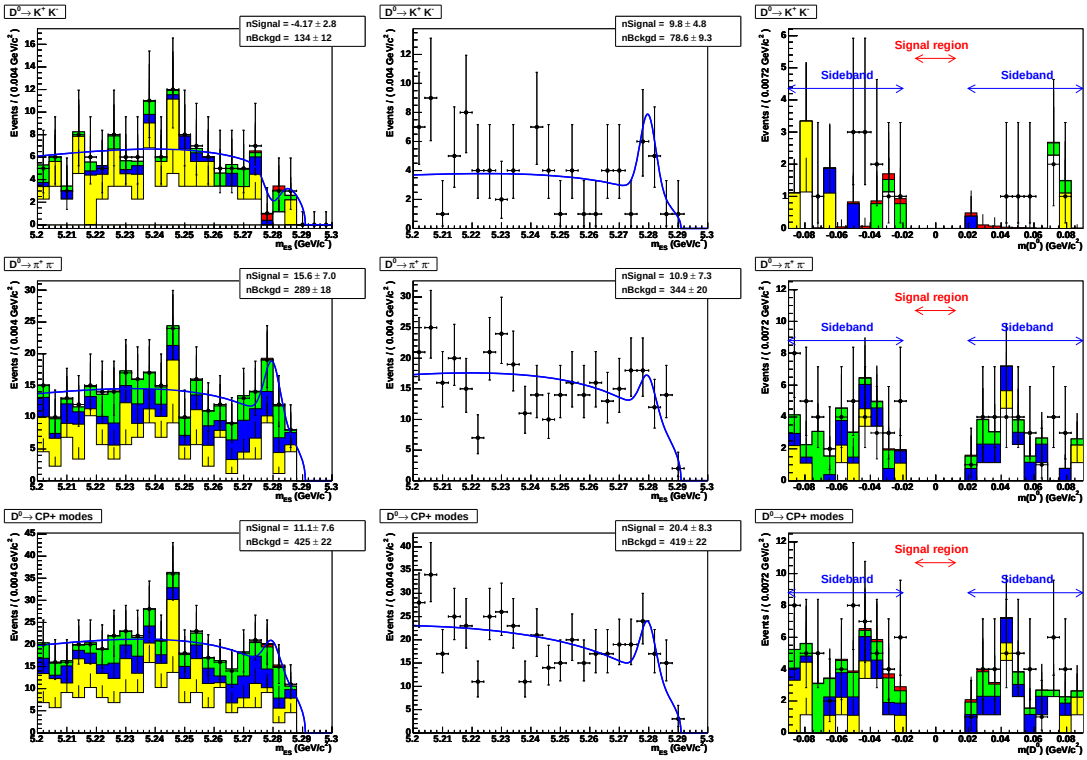

FIG. 5.5 – Les distributions de D^0_{CP+} dans les ailes de m(D^0) pour 210,7 fb^{-1}. La première ligne correspond au mode $K^+\,K^-$, la seconde au mode $\pi^+\,\pi^-$ et la troisième pour les deux combinés. La première colonne présente la distribution en $m_{\rm ES}$ de Monte carlo générique et la seconde celle des données réelles, après sélection sur m(D^0) dans la région fléchée dans la troisième colonne. Les ajustements des distributions en $m_{\rm ES}$ ($\mathcal{G}$aussienne +$\mathcal{A}$rgus) donnent une idée de la contribution du bruit de fond non charmé.

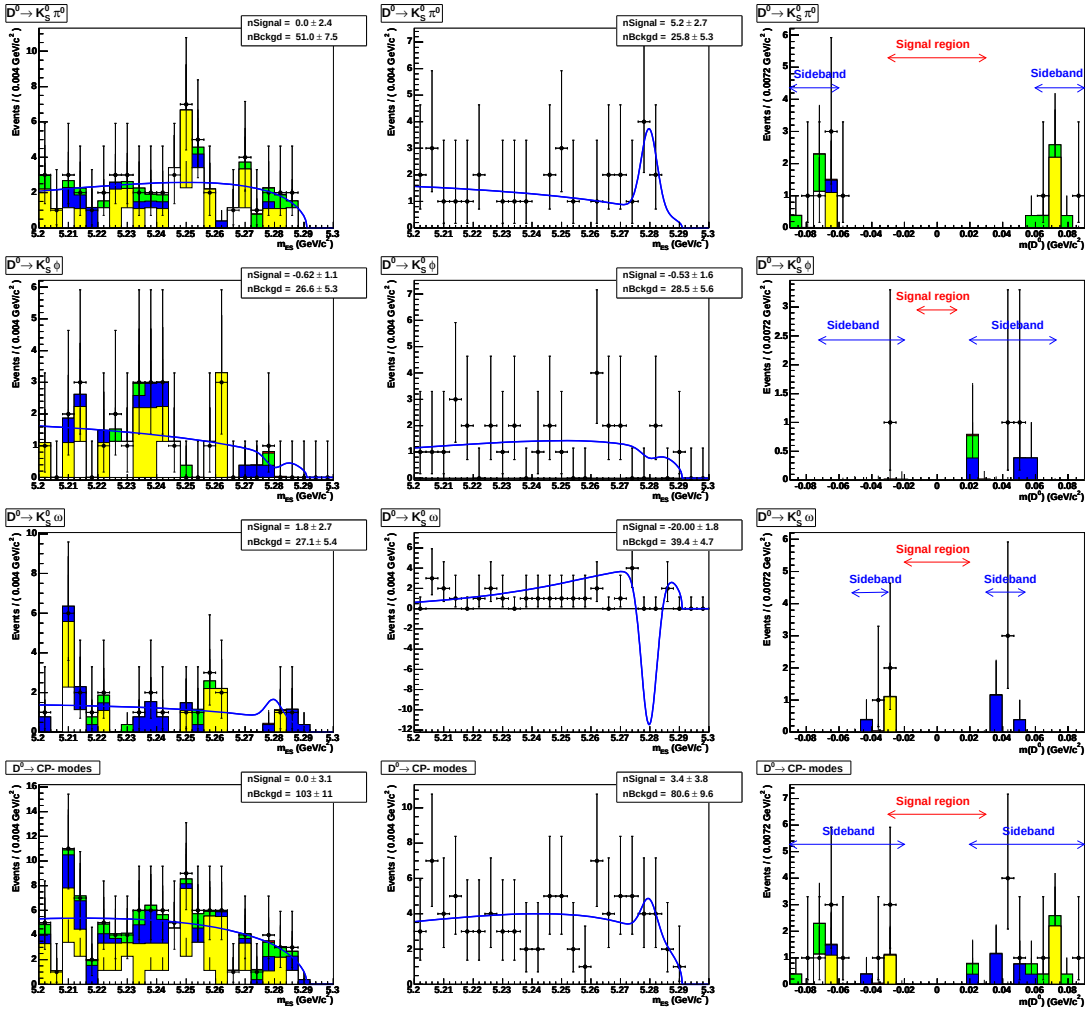

FIG. 5.6 – Les distributions D^0_{CP-} dans les ailes de m(D^0) pour 210,7 fb^{-1}. La première ligne correspond au mode $K^0_S\ \pi^0$, la seconde au mode $K^0_S\ \phi$, la troisième au mode $K^0_S\ \omega$ et la dernière au trois modes combinés. La première colonne présente la distribution en $m_{\rm ES}$ de Monte carlo générique et la seconde celle des données réelles, après sélection sur m(D^0) dans la région fléchée dans la troisième colonne. Les ajustements des distributions en $m_{\rm ES}$ ($\mathcal{G}$aussienne +$\mathcal{A}$rgus) donnent une idée de la contribution du bruit de fond non charmé.

Ailes de ΔE

La figure 5.7 montre les distributions des ailes en ΔE pour les modes $CP+$ et $CP-$. On ne voit pas de pic significatif dans les ailes de ΔE. On en conclut que la source de bruit de fond piquant dominante vient de bruit de fond avec de faux D^0.

5.2.5 Contenu du Monte Carlo générique dans la boîte de signal

Le contenu de la simulation est examiné dans cette partie et dans l'appendice B. L'information sur la génération (la *vérité* Monte Carlo) des évènemenents stockée dans la base de données permet de faire correspondre les candidats reconstruits avec les particules générées.

On évalue le nombre d'évènements de Monte Carlo de signal attendu si r_B = 0. On les classe en quatre catégories : les évènements bien reconstruits, les mal reconstruits *crossfeed* et *self-crossfeed*

Désintégration du D^0	Δm_D région de signal	Δm_D taille des ailes de m(D^0)
$K^-\,\pi^+$	24	100
$K^-\,\pi^+\,\pi^0$	53	60
$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$	24	100
moyenne des tailles	33,7	86,7
# évènements mesurés		43,1±18,4
# évènements estimés	**16,8±7,2**	
	$\alpha^{non-CP} = 0,389$	
$K^+\,K^-$	24	140
$\pi^+\,\pi^-$	24	140
moyenne des tailles	24,0	140,0
# évènements mesurés		20,4±8,3
# évènements estimés	**3,5±1,4**	
	$\alpha^{CP+} = 0,171$	
$K^0_S\,\pi^0$	60	60
$K^0_S\,\phi$	24	100
$K^0_S\,\omega$	40	40
moyenne des tailles	41,3	66,7
# évènements mesurés		3,4±3,8
# évènements estimés	**2,1±2,4**	
	$\alpha^{CP-} = 0,619$	

TAB. 5.1 – Taille des ailes et de la boîte de signal pour m(D^0) pour les huit modes. Une moyenne est faite pour les modes non-CP, $CP+$ et $CP-$. Chacun des rapports α (formule 5.1) correspond aux rapports des moyennes de la taille de la région de signal sur la taille des ailes en m(D^0).

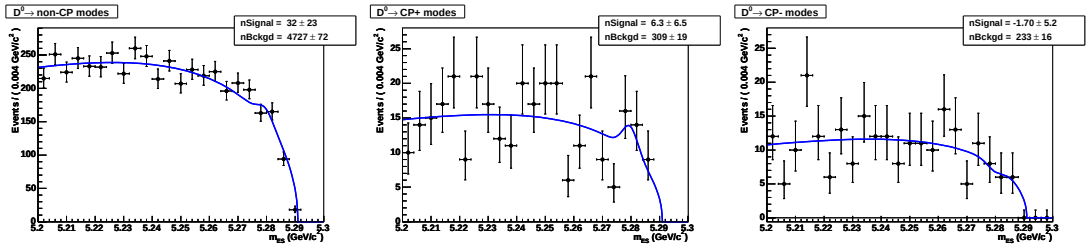

FIG. 5.7 – Distribution après ajustement par $\mathcal{A}$rgus $+\mathcal{G}$aussienne dans les ailes de ΔE pour les (a) modes non-CP, (b) modes $CP+$, (c) modes $CP-$.

et ceux qui émettent un photon. Un candidat *crossfeed* est reconstruit avec une trace venant du reste de l'évènement. Un candidat *self-crossfeed* est reconstruit en combinant les bonnes particules de l'état final de façon erronée. Une étude de ces différentes composantes de signal est faite dans la section 7.2.3.

Les tableaux 5.2 et 5.3 explicitent le contenu du Monte Carlo pour les différents modes $CP+$: $K^+\,K^-$ et $\pi^+\,\pi^-$ (pour les autres modes, voir l'appendice B). Les définitions des boîtes de signal et de grandes boîtes ont été données dans la section 4.4.

La statistique du Monte Carlo $b\overline{b}$ est de $\approx 530\,\text{fb}^{-1}$ (plus de deux fois celle des données) est limitée pour l'étude du bruit de fond piquant. Cependant, on ne voit pas de contribution inattendue majeure dans le Monte Carlo générique. Les canaux de désintégration pour lesquels il n'y a pas de mesure du rapport d'embranchement sont générés par JETSET.

On peut remarquer quelques bruits de fond communs aux différents modes mais qui ont des comportements quasi-combinatoires (non-piquants) :

Désintégration	région de signal	(petite/grande) boîte
$B^- \to D^0\ (K^+\ K^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$ bien reconstruits	15,96±0,15	0,817
$B^- \to D^0\ (K^+\ K^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$ crossfeed	1,40±0,04	0,422
$B^- \to D^0\ (K^+\ K^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$ self-crossfeed	0,67±0,03	0,219
$B^- \to D^0\ (K^+\ K^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$ +γ	1,2±0,07	0,219
$B^- \to K^{*-}\ K^+\ K^-$	0,61±0,43	0,154
$B^- \to D^0\ K_S^0\ \pi^-$	0,30±0,30	0,059
$B^- \to D^0\ \rho^0\pi^-$	0,30±0,30	0,500
$B^0 \to D^{*+}\ a_1^-$	0,63±0,44	0,167
$B^0 \to \overline{D}^{*0}\ K_S^0\ \pi^0$	0,31±0,31	0,125
$B^- \to D^0\ a_1^-(K^+\ K^-)$	0,30±0,30	0,071
$u\overline{u}\ d\overline{d}\ s\overline{s}$	0,81±0,81	0,001
$c\overline{c}$	2,97±1,72	0,004

TAB. 5.2 – Contenu du Monte Carlo normalisé à 210,7 fb^{-1} pour la désintégration $B^- \to D^0\ (K^+\ K^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$. Pour chaque désintégration trouvée dans le Monte Carlo après sélection, on donne le nombre d'évènements présents dans la boîte de signal et le rapport du nombre d'évènement dans la boîte de signal sur la grande boîte de signal (section 4.4). Ce rapport permet d'indiquer le caractère piquant d'une désintégration (proche de 1 pour un mode de désintégration piquant et proche de 0 pour des modes combinatoires).

Désintégration	région de signal	(petite/grande) boîte
$B^- \to D^0\ (\pi^+\ \pi^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$ bien reconstruits	5,53±0,05	0,773
$B^- \to D^0\ (\pi^+\ \pi^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$ crossfeed	0,51±0,02	0,409
$B^- \to D^0\ (\pi^+\ \pi^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$ self-crossfeed	0,5±0,01	0,586
$B^- \to D^0\ (\pi^+\ \pi^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$ +γ	0,34±0,012	0,030
$B^- \to D^0\ K_S^0\ \pi^-$	0,61±0,43	0,095
$B^- \to K^{*-}\ \pi^+\ \pi^-$	0,35±0,35	0,067
$B^- \to D^{*0}\ K^-$	0,30±0,30	0,500
$B^- \to D^{*0}\ \pi^-$	0,61±0,43	0,007
$B^- \to D^0\ K_S^0\ K^-$	0,30±0,30	0,021
$B^0 \to D^*\ \rho^+$	0,31±0,31	0,011
$B^0 \to D^*\ \pi^+$	0,31±0,31	0,005
$B^0 \to D^{*-}\ \mu^+\ \nu_\mu$	0,31±0,31	0,007
$u\overline{u}\ d\overline{d}\ s\overline{s}$	4,03±1,80	0,003
$c\overline{c}$	1,00±1,00	0,001
$B^- \to$ 4 corps sans charme	0,30±0,30	0,063
$B^0 \to$ 4 corps sans charme	0,31±0,31	0,029

TAB. 5.3 – Contenu du Monte Carlo normalisé à 210,7 fb^{-1} pour la désintégration $B^- \to D^0\ (\pi^+\ \pi^-)K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$. Ce tableau est construit comme le tableau 5.2.

- le mode $B^- \to D^0\ a_1^-$ qui a un haut rapport d'embranchement et le même état final que le signal $B^- \to D^0\ K^*$.
- Le mode $B \to D^*\ a_1^-$ où on rate un pion mou ou un photon venant du D^*.
- Le mode $B^- \to D^0\ K_S^0\ K^-$ où le K^- est identifié à tort comme un π^-.

5.3 Méthode d'ajustement

L'extraction repose sur des variables pour lesquelles on a une bonne séparation du signal et du bruit de fond. Apres sélection, le signal reste dégénéré avec des bruits de fond différents suivant les variables considérées.

- $m_{\rm ES}$ sépare le signal du bruit de fond combinatoire. Dans le Monte Carlo de signal, la distribution de signal varie peu d'un mode à l'autre d'après l'étude de cette distribution pour les différents modes dont le résultat se trouve dans le tableau 4.3. Par contre, le pic de signal est mélangé au bruit de fond irréductible venant du méson B.
- ΔE discrimine le signal, des évènements combinatoires et de B mal reconstruits.
- La masse du D^0 permet de séparer les évènements contenant de vrais D^0 des autres. C'est à dire qu'elle permet de séparer les évènements de bruit de fond provenant de B sans charme des évènements de signal.

Nous avons développé une méthode d'extraction basée uniquement sur les données. On traite huit modes de désintégration, dont 5 modes CP à statistique réduite. La méthode GLW permet de regrouper les modes $CP+$ ensemble et les modes $CP-$ ensemble, pour obtenir des signaux significatifs.

L'ajustement des modes $CP-$ (resp. non-CP) ne peut pas être fait simultanément sur les distributions de m(D^0) et ΔE sans corriger les distributions des données avec du Monte Carlo de signal (tableau 4.5 et 4.4). Pour $m_{\rm ES}$ par contre, une distribution de signal unique représente tous les modes. Seule $m_{\rm ES}$ se prête à une paramétrisation commune pour tous les modes reconstruits à faible statistique. On regroupe les données en trois échantillons : les modes non-CP, les modes $CP+$ et les modes $CP-$.

En plus de la région de signal, on découpe les données en bandes de $m_{\rm ES}$ dans l'espace des variables ($m_{\rm ES}$, m(D^0), ΔE) pour améliorer notre connaissance du bruit de fond. Elles sont construites à partir des valeurs des ailes définies dans la section 4.4 et sont représentés sur la figure 5.8. La contribution du signal dans ces bandes est négligeable. Pour réduire l'effet du bruit de fond venant de $B \to D^*\ K^*$, où un π^0/γ n'est pas mesuré, on élimine les candidats en dessous de -100 MeV en ΔE (figure 5.1).

On dispose de 9 échantillons disjoints : 3 type de données (non-CP, $CP+$, $CP-$) $\times$ 3 groupes "d'ailes" (signal, "ΔE", "m(D^0)").

Pour déterminer les asymétries de charge des B, on divise la bande de signal en deux sous-échantillons selon le signe de la charge du B. On compte alors 9(+2) échantillons de données. On ajuste simultanément les distributions de $m_{\rm ES}$ dans ces 11 zones par un seul modèle de bruit de fond combinatoire et un seul modèle d'évènements piquants.

Les avantages principaux de cet ajustement peuvent être résumés par les trois points suivants :

- le grand nombre d'évènement dans les modes non-CP permet de contraindre la forme des distributions pour les modes CP à faible statistique. L'extraction des données ne nécessite pas d'information venant du Monte Carlo.
- les ailes de $m(D^0)$ permettent d'estimer la quantité de bruit de fond irréductible avec de faux D^0 (voir section 5.2.4). On suppose que ce bruit de fond peut être ajusté avec le même modèle que le signal ($\mathcal{G}$aussienne).
- les ailes de ΔE permettent d'ajouter de l'information sur le bruit de fond combinatoire.

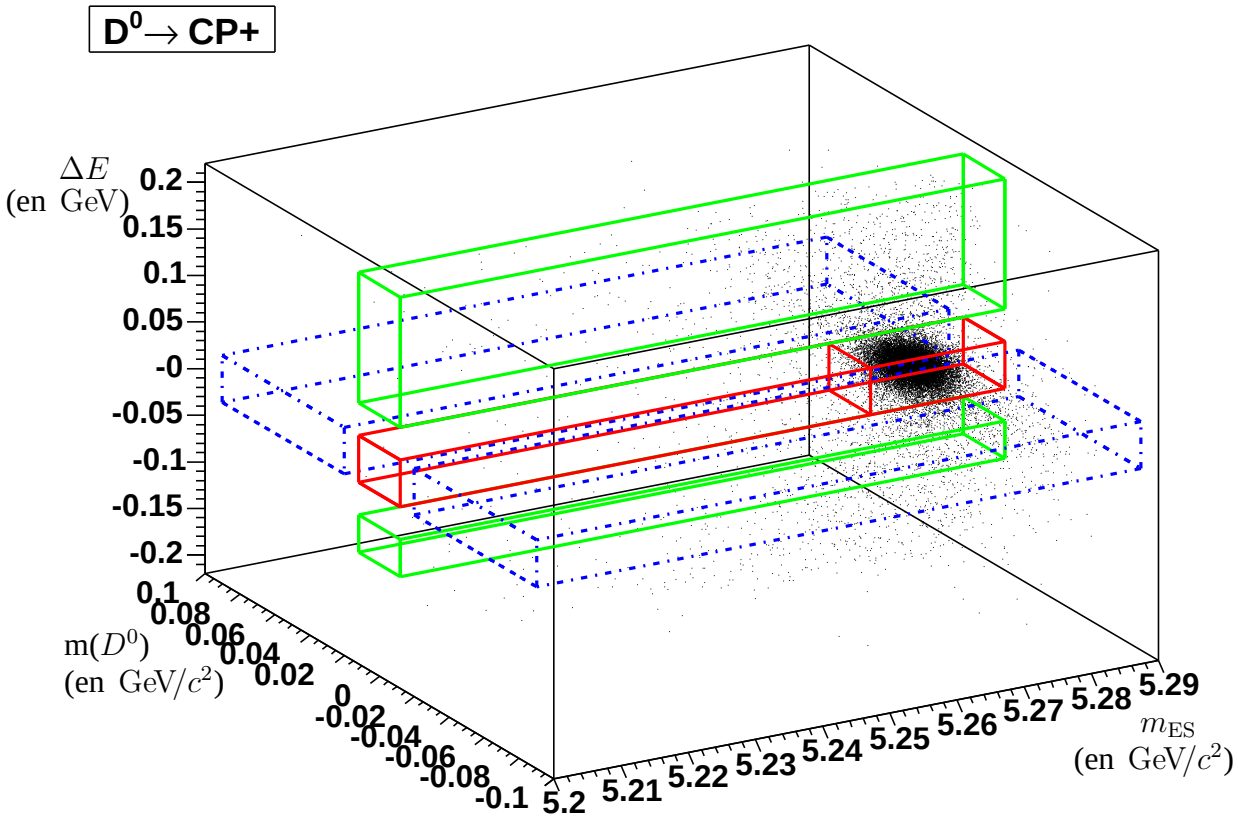

FIG. 5.8 – Les différentes zones de signal utilisées dans l'ajustement : $m_{\rm ES}$ en longueur, m(D^0) en profondeur et ΔE en hauteur. En rouge, sont dessinées la région de signal et la boîte de signal ; en bleu pointillé, les bandes de masse du D^0 ; en vert, les bandes de ΔE. Les distributions sont celles du Monte Carlo de signal pour les modes $CP+$.

5.3.1 Modèle du bruit de fond combinatoire

On ajuste le bruit de fond combinatoire avec la fonction Argus $\mathcal{A}$ définie par la formule 4.5. Cette fonction est caractérisée par deux paramètres. Le premier est le seuil de l'Argus m_{max} au dessus duquel la distribution s'annule. Ce seuil traduit le fait qu'un candidat ne peut pas avoir une énergie plus grande que celle des faisceaux dans le centre de masse. On n'ajuste pas cette valeur dans la suite et on la fixe à 5,291 GeV/c^2. Cette valeur vient d'échantillon de données $B^- \to D^{*0}\ \pi^-$.

Le deuxième paramètre de la fonction Argus est le paramètre de forme ξ. On prend un paramètre de forme commun ξ pour décrire le bruit de fond de tous les modes. On valide cette hypothèse en laissant ξ libre dans chacun des 9 échantillons de données. Les valeurs de ξ sont compatibles (voir tableau 5.4).

ξ	modes non-CP	modes $CP+$	modes $CP-$
région de signal	$-21,3 \pm 3,5$	$-14,2 \pm 13,2$ (MC)	$-22,6 \pm 12,4$ (MC)
bandes de $m(D^0)$	$-20,5 \pm 3,5$	$-26,3 \pm 7,4$	$-0,4 \pm 17,7$
bandes de ΔE	$-24,2 \pm 2,0$	$-28,6 \pm 8,1$	$-26,7 \pm 9,6$

TAB. 5.4 – Le paramètre de forme a été ajusté de la fonction Argus est ajusté indépendamment pour les neufs échantillons de données. Cette étude a été faite dans la phase aveugle de l'analyse de sorte que dans la région de signal on donne les valeurs de la simulation.

La fonction de densité de probabilité qui ajuste le bruit de fond combinatoire des neuf échantillons simultanément est notée $\mathcal{A}$.

5.3.2 Modèle pour les évènements de signal et piquants

Les résolutions du signal en m_{ES} sont dominées par les énergies des faisceaux[1]. Les résolutions des huit modes reconstruits sont visibles dans le tableau 4.3.

Il est résulte que l'on peut utiliser la même Gaussienne $\mathcal{G}$ pour le signal quel que soit le mode.

5.3.3 Relation entre les nombres d'évènements mesurés et les observables GLW

Les formules 2.34 définissent les paramètres $\mathcal{A}_\pm$ et $\mathcal{R}_\pm$ en fonction des largeurs. Ces formules peuvent être réécrites en remplaçant les largeurs par les rapports d'embranchement :

$$\mathcal{A}_\pm = \frac{\mathcal{B}(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) - \mathcal{B}(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+})}{\mathcal{B}(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) + \mathcal{B}(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+})} \tag{5.3}$$

$$\mathcal{R}_\pm = \frac{\mathcal{B}(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) + \mathcal{B}(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+})}{\mathcal{B}(B^- \to D^0K^{*-})} \tag{5.4}$$

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B^- \to D^0\ K^{*-}$, en reconstruisant le D dans un mode X, s'écrit :

$$\mathcal{B}(B^- \to D^0(X)K^{*-}) = \frac{N(B^- \to D^0(X)K^{*-})}{N_B \times \varepsilon \times \mathcal{B}(K^{*-} \to K^0_S\pi^-) \times \mathcal{B}(D^0 \to X)} \tag{5.5}$$

où $N(B^- \to D^0(X)K^{*-})$ est le nombre d'évènement mesuré, N^0_B le nombre de B, ε l'efficacité de sélection, $\mathcal{B}(K^{*-} \to K^0_S\ \pi^-)$ et $\mathcal{B}(D^0 \to \mathrm{X})$ sont les rapports d'embranchement mesurés [9].

[1] Un élargissement d'une fraction de MeV/c^2 est observé pour les modes avec π^0.

Les asymétries s'écrivent alors en fonction des nombres d'évènement mesurés :

$$\mathcal{A}_+ = \frac{N(B^- \to D^0_{CP+}K^{*-}) - N(B^+ \to D^0_{CP+}K^{*+})}{N(B^- \to D^0_{CP+}K^{*-}) + N(B^+ \to D^0_{CP+}K^{*+})} \tag{5.6}$$

$$\mathcal{A}_- = \frac{N(B^- \to D^0_{CP-}K^{*-}) - N(B^+ \to D^0_{CP-}K^{*+})}{N(B^- \to D^0_{CP-}K^{*-}) + N(B^+ \to D^0_{CP-}K^{*+})} \tag{5.7}$$

Dans ces expressions, les efficacités de détection se simplifient. En revanche, l'écriture des $\mathcal{R}_\pm$ fait intervenir différentes efficacités de détection :

$$\mathcal{R}_+ = \frac{N(B^- \to D^0_{CP+}K^{*-}) + N(B^+ \to D^0_{CP+}K^{*+})}{N(B^- \to D^0(non-CP)K^{*-})} \cdot \frac{\omega_{non-CP}}{\omega_{CP+}} \tag{5.8}$$

$$\mathcal{R}_- = \frac{N(B^- \to D^0_{CP-}K^{*-}) + N(B^+ \to D^0_{CP-}K^{*+})}{N(B^- \to D^0(non-CP)K^{*-})} \cdot \frac{\omega_{non-CP}}{\omega_{CP-}} \tag{5.9}$$

où ω_{non-CP} et $\omega_{CP\pm}$ sont la somme des poids des modes non-CP et $CP\pm$ définis par exemple pour le mode $D^0 \to K^-\,\pi^+$:

$$\omega_{REL}(K^-\pi^+) = \mathcal{B}(D^0 \to K^-\pi^+) \times \varepsilon(K^-\pi^+) \times correction. \tag{5.10}$$

Les rapports d'embranchement viennent des moyennes mondiales [9], les efficacités du Monte Carlo de signal et les corrections systématiques aux efficacités sont résumées dans le tableau 6.4, dans le chapitre consacré aux effets systématiques.

On peut inverser les formules 5.6-5.9 pour exprimer les nombres d'évènements mesurés en fonction des observables GLW :

$$N^{B^+}_{CP+} = \frac{\omega_{CP+}}{\omega_{non-CP}} \cdot N^{sig}_{non-CP} \cdot \mathcal{R}_+ \frac{(1-\mathcal{A}_+)}{2} \tag{5.11}$$

$$N^{B^-}_{CP+} = \frac{\omega_{CP+}}{\omega_{non-CP}} \cdot N^{sig}_{non-CP} \cdot \mathcal{R}_+ \frac{(1+\mathcal{A}_+)}{2} \tag{5.12}$$

$$N^{B^+}_{CP-} = \frac{\omega_{CP-}}{\omega_{non-CP}} \cdot N^{sig}_{non-CP} \cdot \mathcal{R}_- \frac{(1-\mathcal{A}_-)}{2} \tag{5.13}$$

$$N^{B^-}_{CP-} = \frac{\omega_{CP-}}{\omega_{non-CP}} \cdot N^{sig}_{non-CP} \cdot \mathcal{R}_- \frac{(1+\mathcal{A}_-)}{2} \tag{5.14}$$

Ces relations permettent de déduire les quatre quantités physiques $\mathcal{A}_+$, $\mathcal{A}_-$, $\mathcal{R}_+$ et $\mathcal{R}_-$ de l'ajustement.

5.3.4 Fonction de vraisemblance pour les modes CP

Les distributions de $m_{\rm ES}$ sont ajustées de différentes façons dans les trois zones de signal et pour les trois types de données.

- Les bandes de ΔE ne comprennent que du bruit de fond combinatoire. Le bruit de fond est ajusté uniquement par la fonction $\mathcal{A}$rgus $\mathcal{A}$.
- Les bandes de D^0 contribuent à caractériser la forme de l'$\mathcal{A}$rgus $\mathcal{A}$. Elles permettent surtout d'estimer le bruit de fond venant de vrais évènements B qui ne contiennent pas de D^0 à partir de la $\mathcal{G}$aussienne $\mathcal{G}$. Ce type de bruit de fond dans la boîte est extrapolé par une règle de trois comme dans le paragraphe 5.2.4. L'ajustement est donc fait par $\mathcal{A} + \mathcal{G}$.
- Dans la région de signal, on ajuste la distribution avec les fonctions $\mathcal{A}$rgus $\mathcal{A} + 2\,\mathcal{G}$aussiennes de même forme $\mathcal{G}$. La première $\mathcal{G}$aussienne est celle du bruit de fond piquant sans charme dont le nombre d'évènements est fixé à partir du nombre de B dans les bandes de m(D^0). La deuxieme $\mathcal{G}$aussienne est celle du signal $B^\pm \to D^0\,K^{*\pm}$.

On suppose que le bruit de fond B avec de faux D^0 ne viole pas CP et l'on sépare le nombre d'évènement piquant de manière égale entre les échantillons de B^+ et de B^-. Une erreur systématique est associée à cette hypothèse dans la section 7.4.

La fonction de vraisemblance de l'ajustement total est le produit de onze fonctions de vraisemblance de chaque échantillon (tableau 5.5).

non-CP

	Produit	Signal	BDF piquant	BDF comb.
région de signal	$L^{non-CP}_{\text{signal}} = e^{-N'_a} \prod_{N_a} \Big(\boldsymbol{N}^{non-CP}_{B} \cdot \mathcal{G} + \boldsymbol{\alpha}^{non-CP} \cdot N^{non-CP}_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_3 \cdot \mathcal{A} \Big)$			
ailes en $m(D^0)$	$L^{non-CP}_{\text{hors } m(D^0)} = e^{-N'_b} \prod_{N_b} \Big(N^{non-CP}_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_4 \cdot \mathcal{A} \Big)$			
ailes en ΔE	$L^{non-CP}_{\text{hors } \Delta E} =$			$\prod_{N_j} \mathcal{A}$

$CP+$

	Produit	Signal	BDF piquant	BDF comb.
région de signal B^+	$L^{CP+}_{\text{signal}} = e^{-N'_c} \prod_{N_c} \Big(\boldsymbol{N}^{CP+}_{B^+} \cdot \mathcal{G} + \frac{\alpha^{CP+}}{2} \cdot N^{CP+}_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_8 \cdot \mathcal{A} \Big)$			
région de signal B^-	$L^{CP+}_{\text{signal}} = e^{-N'_d} \prod_{N_d} \Big(\boldsymbol{N}^{CP+}_{B^-} \cdot \mathcal{G} + \frac{\alpha^{CP+}}{2} \cdot N^{CP+}_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_9 \cdot \mathcal{A} \Big)$			
ailes en $m(D^0)$	$L^{CP+}_{\text{hors } m(D^0)} = e^{-N'_e} \prod_{N_e} \Big(N^{CP+}_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_{10} \cdot \mathcal{A} \Big)$			
ailes en ΔE	$L^{CP+}_{\text{hors } \Delta E} =$			$\prod_{N_k} \mathcal{A}$

$CP-$

	Produit	Signal	BDF piquant	BDF comb.
région de signal B^+	$L^{CP-}_{\text{signal}} = e^{-N'_f} \prod_{N_f} \Big(\boldsymbol{N}^{CP-}_{B^+} \cdot \mathcal{G} + \frac{\alpha^{CP-}}{2} \cdot N^{CP-}_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_{14} \cdot \mathcal{A} \Big)$			
région de signal B^-	$L^{CP-}_{\text{signal}} = e^{-N'_g} \prod_{N_g} \Big(\boldsymbol{N}^{CP-}_{B^-} \cdot \mathcal{G} + \frac{\alpha^{CP-}}{2} \cdot N^{CP-}_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_{15} \cdot \mathcal{A} \Big)$			
ailes en $m(D^0)$	$L^{CP-}_{\text{hors } m(D^0)} = e^{-N'_h} \prod_{N_h} \Big(N^{CP-}_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_{16} \cdot \mathcal{A} \Big)$			
ailes en ΔE	$L^{CP-}_{\text{hors } \Delta E} =$			$\prod_{N_l} \mathcal{A}$

TAB. 5.5 – La fonction de vraisemblance totale est le produit de ces 11 fonctions de vraisemblance, une par ligne pour chaque échantillon de données. N_i ($i \in \{a, ..., l\}$) correspond au nombre d'évènements dans un échantillon. N'_i ($i \in \{a, ..., h\}$) correspond au nombre d'évènements total ajusté pour un échantillon. N_i ($i \in \{3, ..., 15\}$) correspond au nombre d'évènements combinatoires ajustés. α est défini pour les modes non-CP, $CP+$ et $CP-$ dans le tableau 5.1. $N^{B^+}_{CP+}$, $N^{B^-}_{CP+}$, $N^{B^+}_{CP-}$ et $N^{B^-}_{CP-}$ sont exprimés en fonction des paramètres d'ajustement $\mathcal{A}_+$, $\mathcal{A}_-$, $\mathcal{R}_+$ et $\mathcal{R}_-$ dans les formules de 5.11 à 5.14. Il y a 19 paramètres ajustés, dont 3 paramètres de forme.

5.4 Validation de l'ajustement en aveugle

La validation de l'ajustement a été faite *en aveugle*, c'est à dire sans regarder le contenu de la boîte de signal pour les modes CP. La statistique des modes non-CP permet de fixer la forme des *fdp*. Les paramètres de forme utilisés sont donc les mêmes que ceux du tableau 5.6 où l'on a ouvert la boîte de signal. La validation de l'ajustement se fait par la génération rapide d'évènements de Monte Carlo. On engendre 500 fois les onze échantillons d'évènements de la méthode d'ajustement à une luminosité équivalente à 112,5 fb^{-1}. Ceci permet d'estimer un éventuel biais de la méthode d'ajustement. Les *pulls* sont définis comme la différence entre la valeur engendrée et la valeur ajustée divisée par l'erreur sur la valeur ajustée. L'ajustement est bon si les distributions des *pulls* sont centrées en 0 et ont un *RMS* de 1. On peut aussi déduire de l'ajustement un degré de confiance que l'on exprimera en nombre de d'écarts-type σ.

On simule un premier cas en prenant les nombres d'évènements de signal attendus dans le Monte Carlo de signal pour r_B = 0. Le bruit de fond irréductible non-charmé est fixé à 0. Les

nombres d'évènements sont engendrés selon une distribution poissonnienne centrée sur la valeur d'entrée. La figure 5.9 montre le résultat de 500 simulations rapides. Les valeurs moyennes sont de 3,6σ et 3,1σ pour les modes $CP+$ et $CP-$ respectivement.

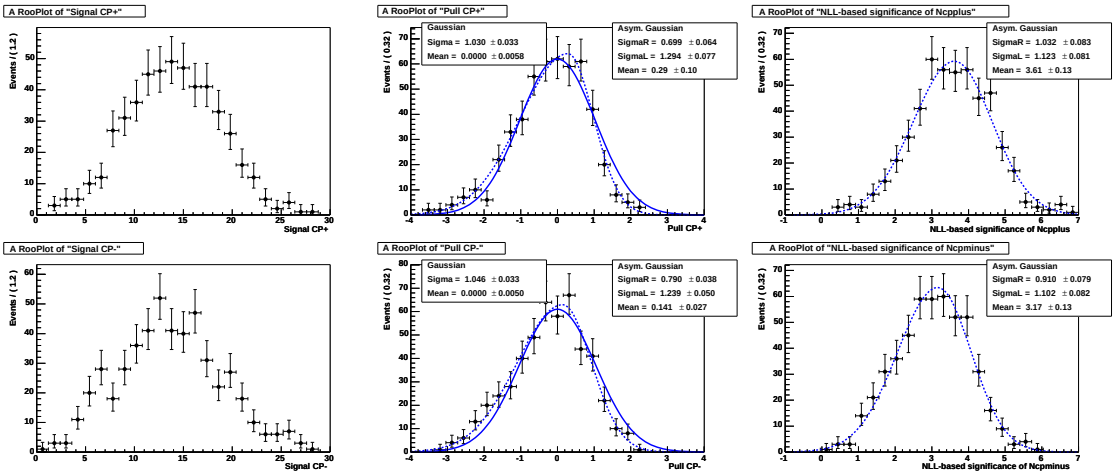

FIG. 5.9 – Le résultat des 500 simulations où le nombre d'évènement est engendré autour de 14,5 pour les modes $CP+$ et 14,1 pour les modes $CP-$. Les graphes du haut concernent les modes $CP+$ et ceux du bas les modes $CP-$. A gauche, se trouvent les distributions des nombres d'évènements ajustés, au milieu les *pulls* des nombres d'évènement et à droite les distributions de $\sqrt{-2(\mathcal{L}-\mathcal{L}_0)}$ ($\mathcal{L}_0$ correspond à l'hypothèse qu'il n'y a pas d'évènement de signal). Les distributions de *pulls* sont ajustées avec une $\mathcal{G}$aussienne symétrique (traits pleins) et asymétrique (pointillés). On note que les distributions sont légèrement asymétriques. Si la valeur engendrée est plus petite que la valeur ajustée, l'erreur a tendance à être un peu plus grande que celle attendue. Cet effet est cependant négligeable.

Un second cas simulé est celui où on a considéré les valeurs réalistes : $\gamma = 60^o$, $\delta = 90^o$ et $r_B = 0,2$, les asymétries valent $\pm 10\%$, $\mathcal{R}_+$ = 1,2 et $\mathcal{R}_-$ = 0,8. La stabilité de l'ajustement est testée sur le bruit de fond piquant sans charme en engendrant 10 évènements dans les bandes de m(D^0). La figure 5.10 montre les distributions de la valeur mesurée pour les $\mathcal{A}_\pm$ et $\mathcal{R}_\pm$ pour 500 simulations ainsi que les distributions de *pulls*. L'ajustement ne montre pas de biais pour ces valeurs de la simulation. Les largeurs des distributions des *pulls* sont compatibles avec l'unité.

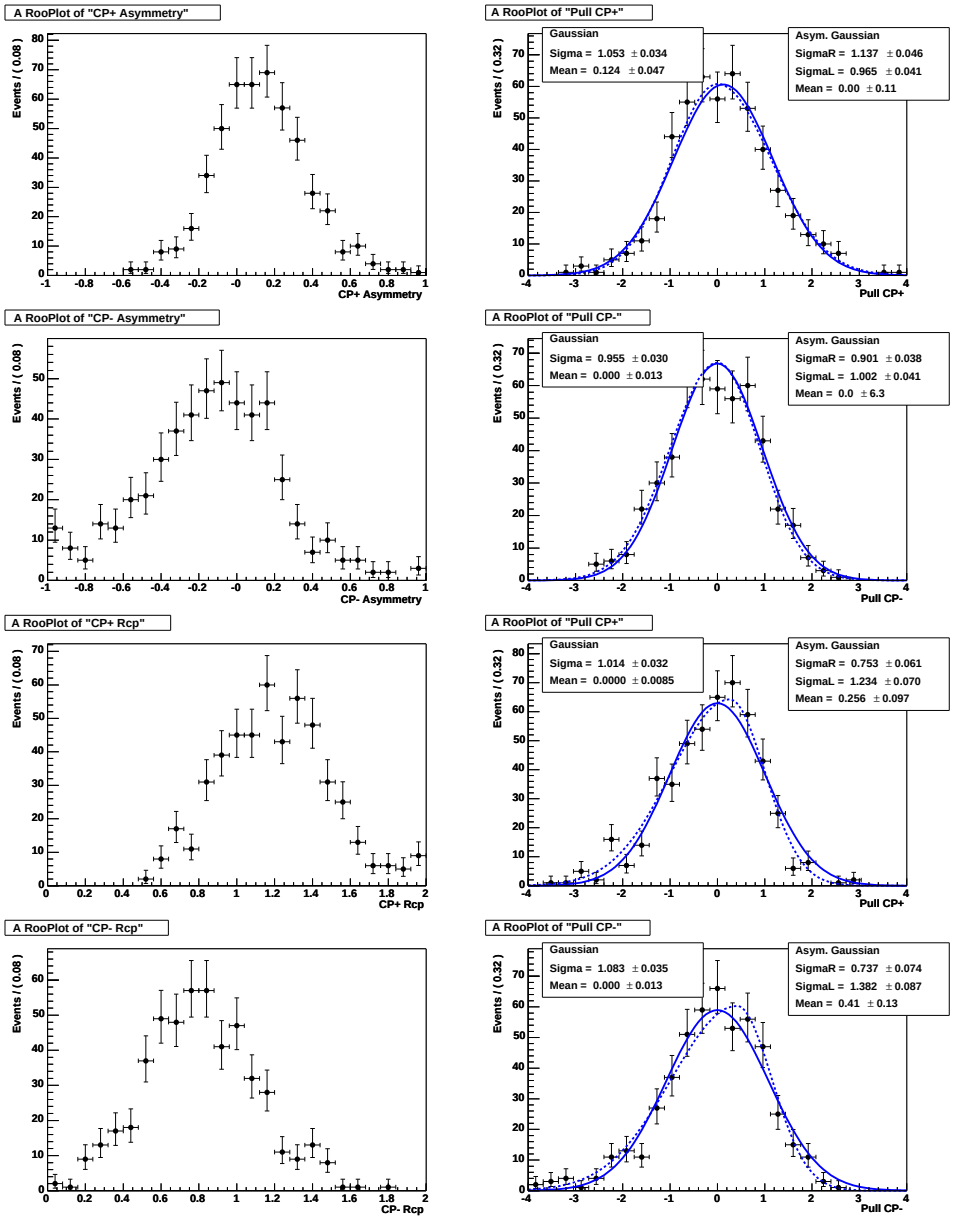

FIG. 5.10 – Le résultat des 500 simulations d'ajustement où $\mathcal{R}_+ = 1,2$, $\mathcal{R}_- = 0,8$, $\mathcal{A}_+ = +0,1$, $\mathcal{A}_- = -0,1$ et 10 évènements de bruit de fond piquant sont engendrés pour les modes $CP+$ et $CP-$. La première ligne concernent $\mathcal{A}_+$,la deuxième $\mathcal{A}_-$, la troisième $\mathcal{R}_+$ et la dernière $\mathcal{R}_-$. A gauche, se trouvent les distributions des $\mathcal{A}_\pm$ et à droite, les *pulls*. L'extraction de ces variables est non-biaisée et les incertitudes sont correctement estimées comme l'indiquent les largeurs des distributions des *pulls*.

5.5 Résultats expérimentaux

5.5.1 Estimation des $\mathcal{R}_\pm$ et $\mathcal{A}_\pm$

La figure 5.11 montre les distributions expérimentales des 11 échantillons de données sur lesquels le résultat de l'ajustement est superposé. Le tableau 5.6 contient le résultat sur les paramètres ajustés. La signification statistique ($\sqrt{-2(\mathcal{L}-\mathcal{L}_0)}$) des nombres d'évènements de B des deux signes est de 6,8 σ et 2,9σ respectivement pour les modes $CP+$ et $CP-$.

Ajustement des asymétries		non-CP	$CP+$	$CP-$
Paramètres de forme				
Seuil d'$\mathcal{A}$rgus	(MeV/c^2)		$5291,00$(fixé)	
Paramètre de forme, ξ			$-20,20 \pm 1,26$	
Valeur centrale de la $\mathcal{G}$aussienne	(MeV/c^2)		$5279,89 \pm 0,15$	
Largeur de la $\mathcal{G}$aussienne	(MeV/c^2)		$2,73 \pm 0,14$	
#évènements (bandes de ΔE)				
$\mathcal{A}$rgus		3460±58	316±18	228±15
#évènements (bandes de m(D^0))				
$\mathcal{A}$rgus		2807±56	456±22	93,2±9,6
$\mathcal{G}$aussienne (bruit de fond B)		51,9±18,2	24,1±8,4	4,8±3,7
#évènements (région de signal)				
$\mathcal{A}$rgus		1522±42	54,6±7,7 (B^+) 53,5±7,8 (B^-)	70,3±8,8 (B^+) 59,8±8,0 (B^-)
$\mathcal{G}$aussienne (signal)		489±27	*37,6±7,4* *20,3 (B^+)* *17,3 (B^-)*	*14,8±5,9* *9,2 (B^+)* *5,6 (B^-)*
$\mathcal{G}$aussienne (bruit de fond piquant)		*20,1*	*4,1*	*3,0*
$\mathcal{R}_\pm$			1,96±0,40	0,73±0,28
$\mathcal{A}_\pm$			-0,08±0,19	-0,24±0,35

TAB. 5.6 – Le résultat de l'ajustement sur 210,7 fb^{-1} de données. Le nombre d'évènements de bruit de fond piquant non-charmé est ajusté pour chaque population de données. L'ajustement sort directement les estimations des observables GLW. Les erreurs sont purement statistiques. Les chiffres en italiques correspondent aux évènements de signal pour les modes $CP+$ et $CP-$ et les mésons B de charges opposées.

Le tableau 5.7 contient les corrélations entre les 4 observables GLW.

	$\mathcal{R}_-$	$\mathcal{R}_+$	$\mathcal{A}_-$	$\mathcal{A}_+$
$\mathcal{R}_-$	+1,000	+0,033	+0,125	+0,003
$\mathcal{R}_+$	+0,033	+1,000	-0,007	+0,011
$\mathcal{A}_-$	+0,125	+0,007	+1,000	-0,008
$\mathcal{A}_+$	+0,003	-0,011	-0,008	+1,000

TAB. 5.7 – Les corrélations entre les 4 observables GLW venant de l'ajustement.

L'ajustement a été fait en variant certains paramètres pour voir leur impact sur la mesure des observables :

La forme d'$\mathcal{A}$rgus est différente pour les modes non-CP, $CP+$ et $CP-$.
$\mathcal{R}_+ = 1,95 \pm 0,40$, $\mathcal{R}_- = 0,72 \pm 0,30$, $\mathcal{A}_+ = -0,08 \pm 0,19$, $\mathcal{A}_- = -0,24 \pm 0,36$.
L'hypothèse d'une forme d'$\mathcal{A}$rgus commune pour tous les modes est légitime. Les valeurs centrales des observables ne varient pas.

Ajustements individuels des modes $CP+$.
$\mathcal{R}_{K^+K^-} = 1,61 \pm 0,38$, $\mathcal{R}_{\pi^+\pi^-} = 2,75 \pm 0,99$,
$\mathcal{A}_{K^+K^-} = -0,05 \pm 0,22$, $\mathcal{A}_{\pi^+\pi^-} = -0,28 \pm 0,34$
Les observables $\mathcal{R}_\pm$ sont égales à 1 si r_B est nulle. Or, r_B est attendu faible et on observe de larges valeurs pour $\mathcal{R}_+$ présumant une valeur importante de r_B. Les ajustements individuels des modes $K^+\,K^-$ et $\pi^+\,\pi^-$ sont compatibles entre elles et favorisent une grande valeur de $\mathcal{R}_+$.

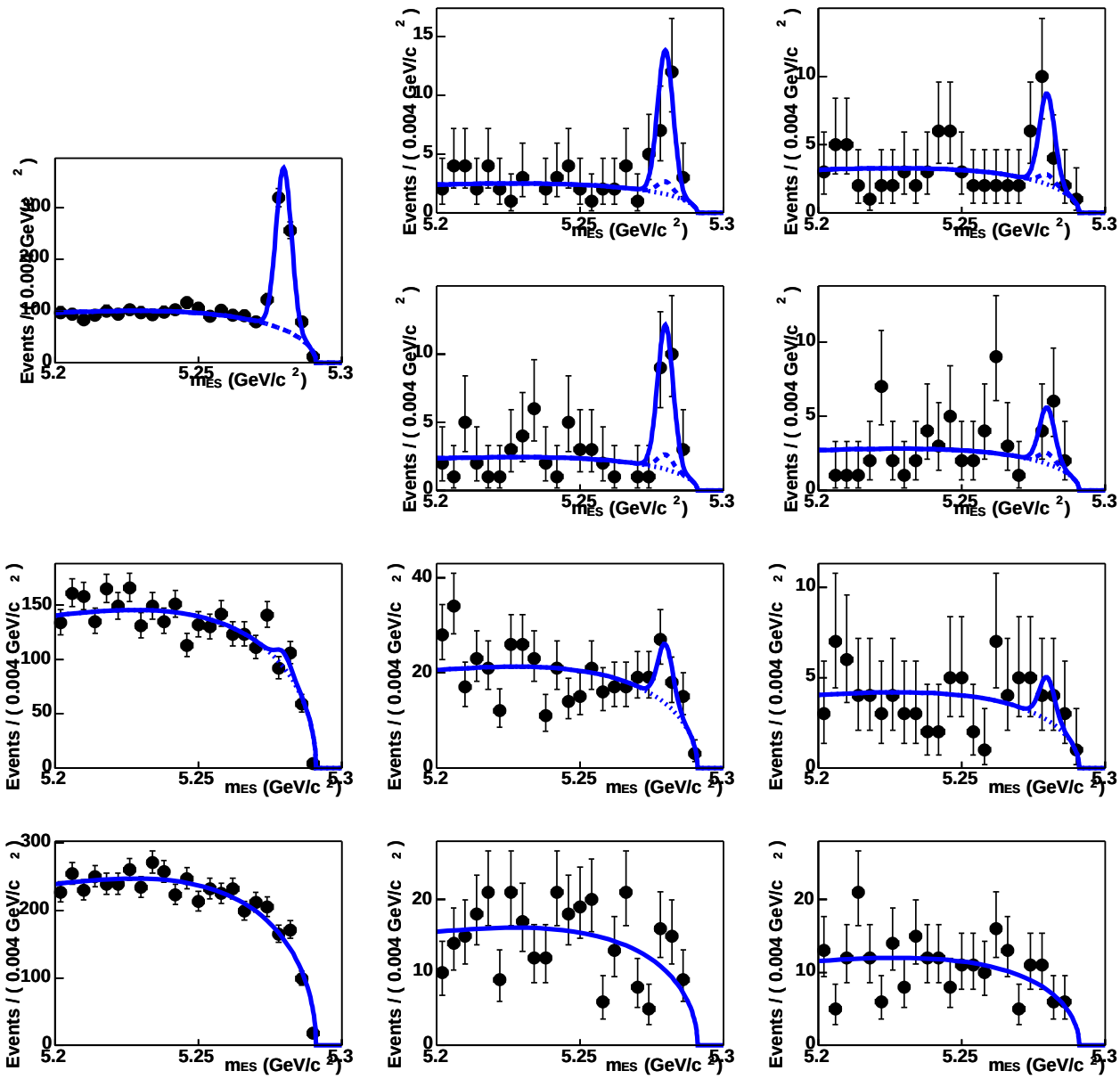

FIG. 5.11 – Distributions des 11 échantillons de données en $m_{\rm ES}$ sur lesquelles on a superposé le résultat de l'ajustement. Les distributions des modes non-CP, $CP+$ et $CP-$ vont de la première colonne à la dernière. Les deux premières lignes en partant du haut correspondent aux régions de signal pour les B^+ et B^- (une seule ligne pour les modes non-CP). Les deux dernières lignes correspondent aux ailes du D^0 et de ΔE.

5.5.2 Maximum de vraisemblance (*Goodness of fit*)

On fait 1000 simulations rapides basées sur les résultats de l'ajustement. La distribution de maximum de vraisemblance est visible sur la figure 5.12. La flèche correspond à la valeur du maximum de vraisemblance de l'ajustement sur les données. L'ajustement ne montre encore une fois pas de problème majeur.

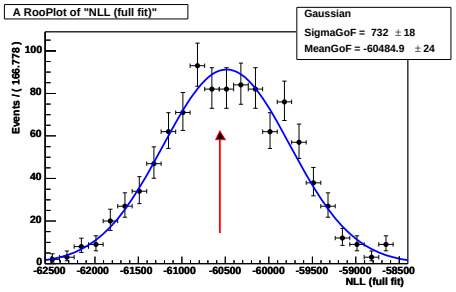

FIG. 5.12 – La distribution de maximum de vraisemblance à partir de 1000 simulations Monte Carlo rapides. La flèche correspond à la valeur du maximum de vraisemblance de l'ajustement *CP* final sur les données.

5.5.3 La fonction de vraisemblance autour de son maximum

La figure 5.13 est la variation de la fonction de vraisemblance autour de son maximum en fonction des observables GLW. La variation est faite entre -1 et 1 pour les asymétries et de 0 à 3 pour les $\mathcal{R}_{\pm}$.

La variation de la fonction de vraisemblance est exprimée en nombre d'écart-type. Ceci permet de déduire les intervalles de confiance. On a à 90% de niveau de confiance sur les erreurs statistiques :

$$-0,45 < \mathcal{A}_{+} < +0,27 \qquad 1,15 < \mathcal{R}_{+} < 2,53$$
$$-1,0 < \mathcal{A}_{-} < +0,38 \qquad 0,23 < \mathcal{R}_{-} < 1,36$$

L'étude du bruit de fond piquant a permis de mettre en place une méthode d'extraction des observables GLW et du rapport d'embranchement. Les valeurs sortant de l'ajustement doivent maintenant être corrigées en tenant compte des systématiques.

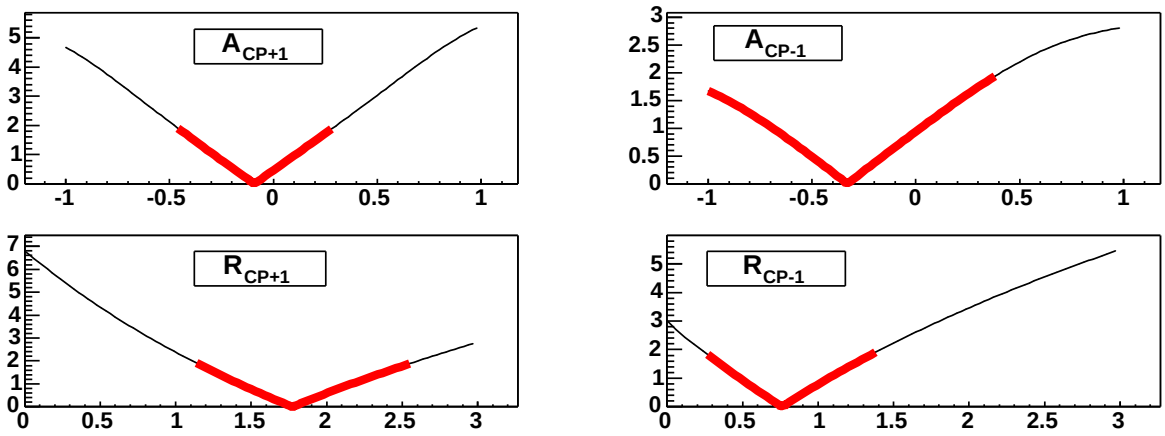

FIG. 5.13 – Variation du maximum de vraisemblance en fonction des observables GLW. Les axes y sont exprimés en unité de $\sigma = \sqrt{-2(\mathcal{L} - \mathcal{L}_0)}$.

Chapitre 6

Mesure des observables GLW

Pour obtenir les résultats finaux, il reste à prendre en compte les effets systématiques qui induisent des incertitudes et pour certains, nécessitent des corrections. Un point important est la distinction entre les évènements résonnants $B^- \to D^0\ K^{*-}$ et non résonnants. Nous avons choisi de corriger les observables GLW mesurées pour déterminer celles qui caractérisent $B^- \to D^0\ K^{*-}$.

6.1 Corrections des coefficients ω_{REL} pour la mesure des $\mathcal{R}_\pm$

Dans le calcul des $\mathcal{R}_\pm$ intervient le rapport ω_{REL}, produits des efficacités et des rapports d'embranchement pour les modes CP et les modes non-CP (voir section 5.3.3). Ces corrections viennent de la reconstruction des traces, des π^0 et des K^0_S. Les K^0_S reconstruits en deux traces, sont traités indépendamment car ils volent dans le détecteur. Les traces venant du K^0_S ne traversent pas systématiquement le SVT et nécessitent un traitement particulier.

Les études de ces corrections sont effectuées par des groupes de travail spécialisés pour l'ensemble de la collaboration *BABAR*. Quand une correction est appliquée sur plusieurs particules d'un candidat, les erreurs systématiques correspondantes doivent être additionnées linéairement. Ceci est dû au fait que l'étude a été faite sur un seul échantillon de données. Par contre, les erreurs systématiques venant des traces, des π^0, des sélecteurs d'identification et des K^0_S peuvent être additionnées quadratiquement car elles ont été faites sur des échantillons de données différents.

Dans cette partie, on explique brièvement les études faites et les résultats que l'on utilise dans cette analyse.

6.1.1 Corrections d'efficacité pour les traces de particules chargées

Les graphes de la figure 6.1 représentent l'efficacité des traces de qualité *GoodTracksLoose*. Ces efficacités viennent de traces d'impulsion transverse supérieure à 100 MeV reconstruite par 10 impacts dans le SVT pour lesquelles on peut associer des traces de la DCH. Les études sur le critère *GoodVeryTracksLoose* sont faites sur les désintégrations de paires $\tau^+\tau^-$ [67].

Les résultats de cette étude sont une correction moyenne assortie d'une erreur, à appliquer sur chacune des traces en fonction du critère de qualité et de la multiplicité de la désintégration que l'on reconstruit [82].

La correction sur l'efficacité de reconstruction d'une trace de particule chargée *GoodVeryTracksLoose* est de **0,995** avec une erreur de **1,2%**. Pour une trace *GoodTracksLoose*, les chiffres sont de **0,992** et de **1,3%**.

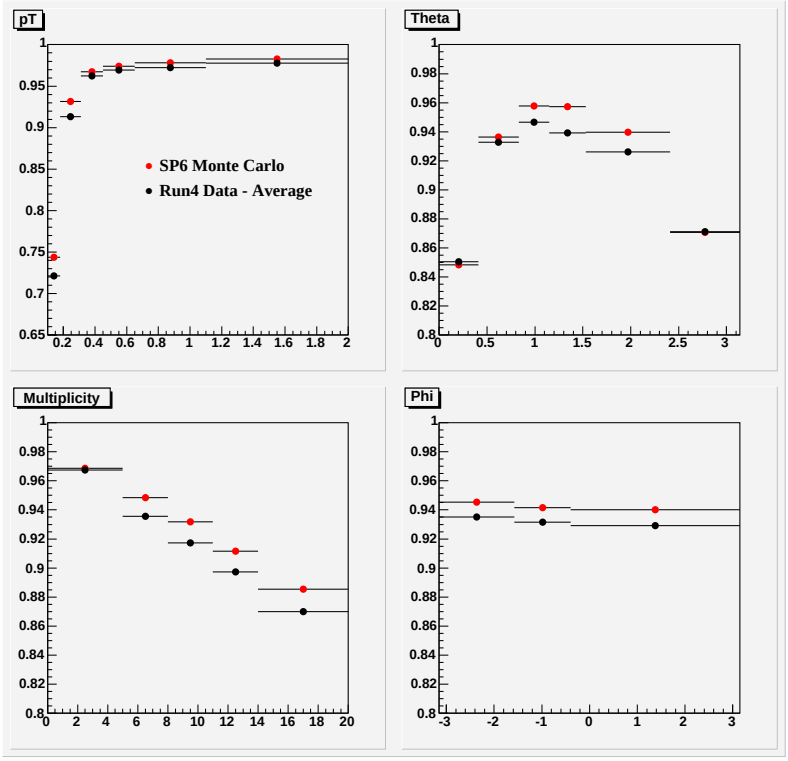

FIG. 6.1 – Efficacité de reconstruction des traces de qualité *GoodTracksLoose* dans le *run* 4 (points noirs) et le Monte Carlo (points rouges) en fonction de l'impulsion transverse p_T, de la direction (θ et Φ) et de la multiplicité de l'évènement. La correction de l'efficacité est le rapport entre les points rouges et noirs. L'erreur sur la correction vient de la connaissance des efficacités [66].

6.1.2 Corrections d'efficacité pour les K_S^0

Les K_S^0 sont reconstruits en deux pions chargés. Les corrections des traces standards ne peuvent pas être appliquées en raison du temps de vie du K_S^0. Le K_S^0 peut se désintégrer dans la chambre à dérive où les corrections précédentes ne sont pas valables.

Une étude a été menée sur les K_S^0 provenant de la désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+ D^-$ ($K_S^0 \pi^-$). Les corrections pour les K_S^0 sont présentées en fonction de différentes variables : 4 bins d'impulsion transverse, 8 bins sur l'angle polaire , 10 bins sur la longueur de vol dans le plan transverse. Ce maillage est représenté à droite sur la figure 6.2. A gauche, se trouve la correction à l'efficacité moyenne en fonction de la longueur de vol pour la maille encadrée en vert sur la figure de droite.

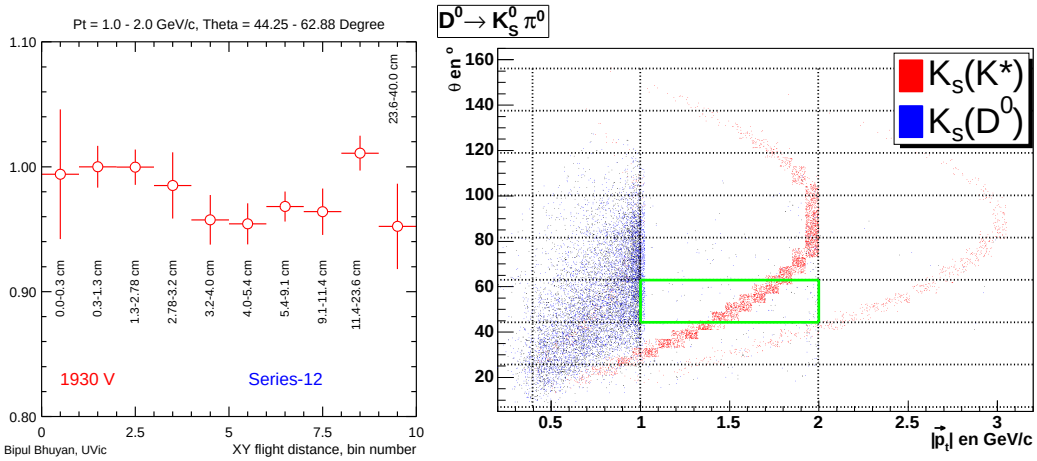

FIG. 6.2 – A gauche sont représentées les corrections moyennes à l'efficacité de reconstruction pour la désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+ D^-$ ($D^- \rightarrow K_S^0 \pi^-$) en fonction de la longueur de vol transverse. Ces corrections sont appliquées aux candidats K_S^0 dont l'impulsion transverse et l'angle polaire de situe dans le rectangle vert de la figure de droite. La figure de droite représente les candidats B^- $\rightarrow D^0$ ($K_S^0 \pi^0$)K^{*-} en fonction de l'impulsion transverse et de l'angle polaire pour les K_S^0 issus du D^0 et du K^*.

Les corrections sont disponibles pour différents jeux de coupures utilisant la longueur de vol et l'angle entre l'impulsion du K_S^0 et sa distance de vol. On prend les corrections associées aux sélections les plus proches des notres.

- Pour le K_S^0 venant du K^*, on considère les corrections avec une coupure sur la longueur de vol divisee par l'erreur à 3σ.
- Pour le K_S^0 venant du D^0 où on n'utilise pas de coupure sur la distance de vol, la correction sans coupure est la plus appropriée.

Les corrections à l'efficacité sont aussi différentes entre les *runs* 1 à 3 et le *run* 4. En effet, l'efficacité de reconstruction des traces est moins bonne dans le run 4 en raison du taux d'occupation accru dans la chambre à dérive du fait de l'augmentation de luminosité. Cet effet n'est pas pris en compte dans la simulation et on observe de plus grands écarts entre données et simulation que pour les autres *runs*. Le résultat de cette étude avec les recettes standards est visible dans le tableau 6.1 pour les différents modes reconstruits.

6.1.3 Corrections d'efficacité pour les π^0

L'étude des π^0 est faite à partir des désintégrations de paires $\tau^+\tau^-$. Elle aboutit à une correction moyenne à apporter aux π^0 de l'analyse [85]. La correction dépend de la coupure autour de

	Run 1–3				Run 4			
	$K^* \to K^0_S$		$D^0 \to K^0_S$		$K^* \to K^0_S$		$D^0 \to K^0_S$	
	correction	erreur	correction	erreur	correction	erreur	correction	erreur
$K^+\,K^-$	0,991	1,5%			0,975	1,7%		
$\pi^+\,\pi^-$	0,991	1,4%			0,975	1,7%		
$K^0_S\,\pi^0$	0,992	1,8%	0,984	1,8%	0,976	2,3%	0,966	2,3%
$K^0_S\,\phi$	0,992	1,6%	0,991	1,7%	0,976	1,9%	0,970	2,0%
$K^0_S\,\omega$	0,992	2,4%	0,988	2,4%	0,977	3,1%	0,970	3,1%
$K^-\,\pi^+$	0,991	1,5%			0,974	1,7%		
$K^-\,\pi^+\,\pi^0$	0,991	1,8%			0,973	2,0%		
$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$	0,992	1,7%			0,976	1,9%		

TAB. 6.1 – La correction à l'efficacité et l'erreur systématique associée à appliquer aux candidats K^0_S.

la masse du π^0 et de l'ajustement cinématique. Pour notre analyse, la correction à apporter est de **0,968** par π^0 avec une erreur de **3%**.

6.1.4 Corrections d'efficacité pour les sélecteurs d'identification

On utilise deux critères d'identification : *PionLHVeryLoose* pour certains pions et *KLHVeryLoose* pour certains kaons (figure 6.3). Des tables de correction ont été faites à partir de désintégrations de D^* inclusifs. Pour chaque sélecteur PID, on dispose de correction en fonction du signe et de l'impulsion d'une particule. Le tableau 6.2 contient les corrections d'efficacité à appliquer sur le Monte Carlo de signal.

Le groupe qui a mené cette étude ne propose pas d'erreur systématique associée à cette correction. On utilise une erreur conservative de **2%** par coupure d'identification, utilisée dans les analyses similaires [73, 87].

	$K^+\,K^-$	$\pi^+\,\pi^-$	$K^0_S\,\phi$	$K^0_S\,\omega$	$K^-\,\pi^+$	$K^-\,\pi^+\,\pi^0$	$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$
Run 1–3	0,977	1,024	0,994	1,005	0,986	0,981	0,987
Run 4	0,994	1,003	1,023	0,994	1,007	0,988	1,005

moyennes pondérées des corrections : Kaons 0,989±0,020 0,981 en excluant $K^0_S\,\phi$
Pions 1,007±0,020

TAB. 6.2 – Corrections apportées par les sélecteurs d'identification pour chacun des modes.

6.1.5 Corrections venant des coupures de sélection

Les asymétries $\mathcal{A}_\pm$ dépendent uniquement des nombres d'évènements de signal et aucune correction venant de la sélection est nécessaire. Les $\mathcal{R}_\pm$ dépendent des rapports $\omega_{REL} = \omega_{CP}/\omega_{non-CP}$ (formule 5.10) :

$$\mathcal{R}_\pm = \frac{N(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) + N(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+})}{N(B^- \to D^0(non-CP)K^{*-})} \cdot \frac{\omega_{non-CP}}{\omega_{CP\pm}} \tag{6.1}$$

On fait l'hypothèse que l'efficacité d'une coupure commune est la même pour les modes CP et non-CP. Les corrections et leur erreurs se compensent entre le numérateur et le dénominateur de la formule 6.1.

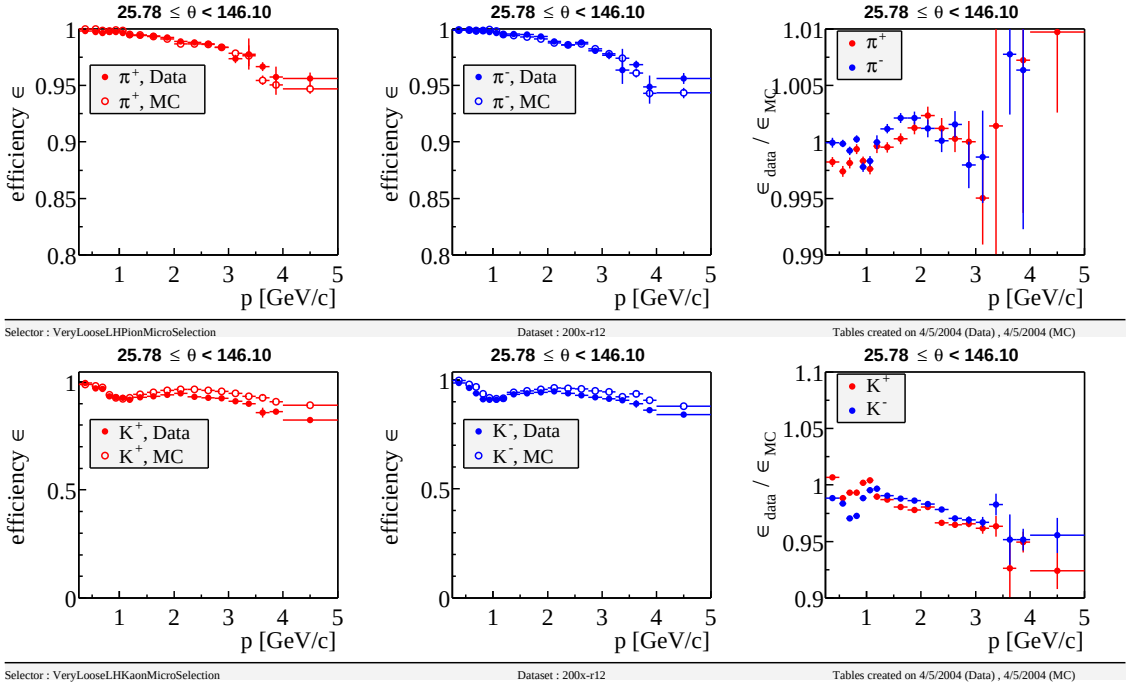

FIG. 6.3 – Comparatif des efficacités des sélecteurs d'identification pour les données et la simulation. La première ligne est la comparaison entre les efficacités du sélecteur *PionLHVeryLoose* du Monte Carlo et des données pour les pions en fonction de l'impulsion. La seconde ligne est la comparaison entre les efficacités du sélecteur *KLHVeryLoose* du Monte Carlo et des données pour les kaons. Les première et seconde colonnes contiennent respectivement les efficacités des traces positives et négatives. La troisième est la correction pour les traces des deux signes. Les spectres des traces de l'analyse sont représentées sur la figure 4.3.

Les modes $CP-$ sont reconstruits à partir de particules composites K^0_S, ϕ et ω et les coupures sont sensiblement différentes pour le Fisher et la masse du D^0 entre modes non-CP de celles utisées pour les modes $CP-$.

En extrapolant les résultats d'échantillon de contrôle, on s'attend à ce que l'erreur systématique soit négligeable devant l'erreur statistique. On fait un traitement simple des erreurs en négligeant les corrections et en supposant que les valeurs des coupures ne peuvent différer de plus de 10% entre le Monte Carlo de signal et les données réelles. On estime ces erreurs systématiques à partir de la formule suivante :

$$\sigma(coupure) = \frac{\varepsilon^{MC}_{coupure\ relachee\ de\ 10\%} - \varepsilon^{MC}_{coupure\ originale}}{\varepsilon^{MC}_{coupure\ originale}} \tag{6.2}$$

où l'erreur systématique correspond à la différence d'efficacité ε d'une coupure quand on relâche sa valeur de 10%.

Les erreurs systématiques sont rassemblées dans le tableau 6.3.

désintégration du D dans les modes $CP-$	$K^0_S\,\pi^0$	$K^0_S\,\phi$	$K^0_S\,\omega$
Sans échantillon de contrôle			
$m(\phi)$		$1,4\%$	
$m(\omega)$			$3,5\%$
θ_{HEL}			$1,3\%$
θ_{DALITZ}			$2,0\%$
Variation de la coupure			
Fisher		$1,1\%$	
m(D^0)	$1,2\%$		$1,2\%$
Erreurs systématiques de sélection	$1,2\%$	$1,8\%$	$4,4\%$

TAB. 6.3 – Erreurs systématiques pour $\mathcal{R}_-$ venant de la sélection des modes $CP-$.

6.1.6 Résumé des effets systématiques pour ω_{REL}

Les calculs des erreurs systématiques pour les $\mathcal{R}_\pm$ qui viennent de l'incertitude sur les ω_{REL} des modes $CP+$, $CP-$ et non-CP sont décomposés dans le tableau 6.4.

6.2 Fond non résonnant $K^0_S(K^+K^-)_\phi$ et $K^0_S(\pi^+\pi^-\pi^0)_\omega$

Les évènements ou $D^0 \to K^0_S\,\phi$ sont en fait sélectionnés avec un fond d'évènements $K^0_S\,K^+\,K^-$. L'étude, interne à *BABAR* [81] des désintégrations $D^0 \to K^+\,K^-\,K^0_S$ montre que le fond est essentiellement dû à une mauvaise résonance scalaire a^0 de haute masse. Nous estimons avec nos coupures que le niveau de fond représente $(30 \pm 10)\%$ du nombre d'évènements ϕK^0_S. Un raisonnement analogue à celui détaillé plus loin 6.3 pour le système $K^0_S\,\pi$, conduit à supposer que les canaux ϕK^0_S et $K^0_S(K^+K^-)_{NR}$ se superposent de façon incohérente. Il suffit donc de soustraire $K^0_S(K^+K^-)$ en veillant bien à tenir compte de leurs valeurs propres opposées.

Nous n'avons pas de données sur le mode $K^0_S\,\omega$ et le fond de continu $K^0_S(\pi^+\pi^-\pi^0)_\omega$. Nous appliquons néanmoins le même raisonnement en supposant un niveau de fond de $(30 \pm 30)\%$ du signal ωK^0_S, sans vraiment connaître ce chiffre.

Dans la section 5.2, nous avons vu que des bruits de fond non résonnants $K^0_S\,K^+\,K^-$ sous le ϕ et $K^0_S\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^0$ sous le ω *polluent* la mesure des observables $\mathcal{A}_-$ et $\mathcal{R}_-$. Les états $K^0_S\,\phi$ et $K^0_S\,\omega$ sont états propres de $CP-$ et les états $K^0_S\,K^+\,K^-$ et $K^0_S\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^0$ sont majoritairement $CP+$. Leur asymétries respectives sont $\mathcal{A}_-$ et $\mathcal{A}_+$.

non-CP	$K^-\,\pi^+$		$K^-\,\pi^+\,\pi^0$		$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$	
π^0 corr.			0,968±0,03	*3,1%*		
Tracking					0,990±0,024	*2,4%*
correction	1,000±0,000	*0,0%*	0,968±0,03	*3,1%*	0,990±0,024	*2,4%*
raw eff.(MC)	0,1400±0,0050	*1,2%*	0,0500±0,0070	*1,4%*	0,0865±0,090	*1,0%*
$\mathcal{B}(D^0 \to X)$	0,038±0,0009	*2,4%*	0,128±0,008	*6,2%*	0,0746±0,0031	*4,2%*
$10^4\times$ produit	53,20±1,34	*2,5%*	62,18±4,41	*7,1%*	63,89±3,14	*4,9%*
somme			179,27±5,58	*3,11%*		

$CP+$	$K^-\,K^+$		$\pi^-\,\pi^+$	
PID corr,	0,981±0,02	*2,0%*	1,034±0,06	*6,0%*
correction	0,981±0,02	*2,0%*	1,034±0,06	*6,0%*
raw eff.(MC)	0,1339±0,0011	*0,8%*	0,1374±0,0011	*0,8%*
$\mathcal{B}(D^0 \to X)$	0,00389±0,0014	*3,6%*	0,00138±0,00005	*3,6%*
$10^4\times$ produit	5,11±0,22	*4,2%*	1,96±0,14	*6,9%*
somme	7,07±0,33	*4,71%*		

$CP-$	$K^0_S\,\pi^0$		$K^0_S\,\phi$		$K^0_S\,\omega$	
PID corr.	$(0{,}981)^{-1}$±0,02	*2,0%*	0,989±0,02	*2,0%*	1,026±0,06	*5,8%*
K^0_S corr.	0,976±0,021	*2,1%*	0,981±0,02	*1,7%*	0,970±0,031	*3,1%*
π^0 corr.	0,968±0,030	*3,1%*			0,968±0,030	*3,1%*
Eff. Traces	$(0{,}990)^{-1}$±0,025	*2,5%*				
Coupures de sélection	1±0,012	*1,2%*	1±0,018	*1,8%*	1±0,044	*4,4%*
Correction	0,968±0,050	*5,0%*	0,970±0,03	*3,4%*	0,937±0,080	*8,4%*
raw eff.(MC)	0,0563±0,0070	*1,2%*	0,1029±0,0010	*1,0%*	0,0252±0,0010	*4,0%*
$\mathcal{B}(D^0 \to X)$	0,0078±0,0007	*9,0%*	0,0016±0,0002	*12,3%*	0,0070±0,0011	*15,2%*
$10^4\times$ produit	4,27±0,46	*10,9%*	1,59±0,20	*12,3%*	1,66±0,29	*17,8%*
somme			7,52±0,61	*8,2%*		

$\omega_{REL}(CP+)$	(3,94±0,22)%	*5,6%*
$\omega_{REL}(CP-)$	(4,19±0,37)%	*8,7%*

TAB. 6.4 – Feuille de calcul pour la détermination des facteurs ω_{REL}. L'efficacité du Monte Carlo avant correction vient des tableaux 4.9 ($CP+$), 4.10 ($CP-$) et 4.14 (non-CP). On reconstruit chaque mode avec au moins deux traces ne provenant pas d'un K^0_S à l'exception du mode $K^0_S\,\pi^0$. On n'applique pas de correction aux différents modes pour ces deux traces sauf pour le mode $K^0_S\,\pi^0$ où on applique une correction inverse.

Pour estimer le biais qu'introduisent ces bruits de fond sur $\mathcal{R}_-$ et $\mathcal{A}_-$, appelons $N_{B^-}^{res}$ le nombre de candidat B^- résonnant (ϕ ou ω) et $N_{B^-}^{non}$ celui du fond. L'asymétrie effective mesurée est :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_-^{mes} &= \frac{(N_{B^-}^{res}+N_{B^-}^{non})-(N_{B^+}^{res}+N_{B^+}^{non})}{(N_{B^-}^{res}+N_{B^-}^{non})+(N_{B^+}^{res}+N_{B^+}^{non})} = \frac{(N_{B^-}^{res}-N_{B^+}^{res})+(N_{B^-}^{non}-N_{B^+}^{non})}{(N_{B^-}^{res}+N_{B^+}^{res})+(N_{B^-}^{non}+N_{B^+}^{non})} \\
&= \frac{\mathcal{A}_-(N_{B^-}^{res}+N_{B^+}^{res})+\mathcal{A}_+(N_{B^-}^{non}+N_{B^+}^{non})}{(N_{B^-}^{res}+N_{B^+}^{res})+(N_{B^-}^{non}+N_{B^+}^{non})} \\
&= \frac{\mathcal{A}_- + \mathcal{A}_+\epsilon}{1+\epsilon} \qquad \text{avec } \epsilon \equiv \frac{N_{B^-}^{non}+N_{B^+}^{non}}{N_{B^-}^{res}+N_{B^+}^{res}}
\end{aligned}$$

Finalement, on exprime l'asymétrie réelle $\mathcal{A}_-$ des modes $CP-$ en fonction de l'asymétrie mesurée :

$$\mathcal{A}_- = (1+\epsilon)\,\mathcal{A}_-^{mes} - \epsilon\,\mathcal{A}_+ \tag{6.3}$$

De la même facon, on peut exprimer $\mathcal{R}_-$ en fonction de $\mathcal{R}_-^{mes}$ mesuré :

$$\mathcal{R}_- = \frac{\mathcal{R}_-^{mes}}{1+\epsilon} \tag{6.4}$$

Pour estimer le coefficient ϵ, on fait la moyenne pondérée par le nombre d'évènements de signal attendu, de la proportion de bruit de fond. Parmi les 25,2 évènements pour les modes $CP-$ (210,7 fb^{-1}), on attend 14,5 d'évènements $K_S^0\,\pi^0$, 5,5 d'évènements $K_S^0\,\phi$ et 5,2 d'évènements $K_S^0\,\omega$, d'où :

$$\begin{aligned}
\epsilon &= (30\pm10)\% \times \frac{5,5}{25,2} + (30\pm30)\% \times \frac{5,2}{25,2} \\
&= 0,13 \pm 0,07
\end{aligned}$$

À partir des formules 6.3 et 6.4, on déduit les valeurs corrigées des mesures de $\mathcal{A}_-$ et $\mathcal{R}_-$ (tableau 5.6) :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_- &= (1,13\pm0,07)(-0,24\pm0,35) - (0,13\pm0,07)(-0,08\pm0,19) \\
&= (-0,26\pm0,40)\pm0,02 \\
\\
\mathcal{R}_- &= (0,73\pm0,29)/(1,13\pm0,07) \\
&= (0,65\pm0,26)\pm0,04
\end{aligned}$$

La première erreur est l'erreur statistique et la deuxième est l'erreur systématique venant du paramètre ϵ.

6.3 Fond non résonnant $B^- \to D^0\,K_S^0\,\pi^-$

Le signal $B^- \to D^0\,K^*$ ne peut être traité indépendamment de la désintégration $B^- \to D^0\,K_S^0\,\pi^-$ avec laquelle il interfère. Nous intégrons l'état final $D^0\,K_S^0\,\pi$ sur l'espace des phases accepté par nos coupures. Nous avons le choix entre deux méthodes. Soit nous déterminons les observables GLW à partir de l'ensemble des événements, c'est à dire que nous utilisons les résultats de l'ajustement corrigés des effets systématiques précédents. Soit nous soustrayons l'effet du fond non résonnant pour obtenir les observables GLW* propres au canal $D^0\,K^*$. C'est cette méthode que nous avons choisie et décrivons dans ce paragraphe. L'autre qui est basée sur la référence [88] est traitée dans l'annexe C.

6.3.1 Amplitudes avec une contribution non résonnante

Nous séparons les parties résonnante (R), onde P et non résonnante (NR), onde S dans les processus $b \to c,\ b \to u$. Les données obtenues dans différentes réactions pour le système $K\pi$ pour des masses voisines de celle du K^* (892) [90–92] montrent qu'il n'est pas nécessaire d'ajouter d'autres ondes.

4 paramètres supplémentaires apparaissent dans les expressions de $\mathcal{R}_\pm$ et $\mathcal{A}_\pm$. En chaque point de l'espace des phases défini par s, la masse invariante $K^0_S\ \pi^-$ au carré et $\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}$, se superposent les amplitudes :

$$\begin{aligned} A(B^- \to D^0 K^{*-}) &= a\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(s) & A(B^- \to D^0 K^0_S\pi^-) &= a\,\rho_c\, e^{i\Delta c} \\ A(B^- \to \overline{D}^0 K^{*-}) &= a\, r_B\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(s)\, e^{i\delta}\, e^{-i\gamma} & A(B^- \to \overline{D}^0 K^0_S\pi^-) &= a\,\rho_u\, e^{i(\Delta_u+\delta)}\, e^{-i\gamma} \end{aligned}$$

où les notations sont :

- $\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}$ est l'amplitude d'hélicité du K^* d'hélicité nulle produit dans la désintégration du B [93]. $BW(s)$ est la paramétrisation complexe Breit-Wigner de la résonance décrite dans la référence [9]. Elle comprend la variation de la phase de la résonance. Il est commode d'effectuer le changement de variable $s \to x$ pour effectuer les intégrales (voir l'appendice D).
- r_B, γ et δ sont les paramètres théoriques définis dans la section 2.1.1 pour le mode résonnant. Nous avons suivi la réference [42] pour cette paramétrisation où sont négligées les variations de r_B et δ avec s.
- ρ_c, ρ_u correspondent aux rapports des modules des amplitudes non résonnantes $b \to c$ (respectivement $b \to u$) aux amplitudes résonnantes des mêmes processus de quarks. On pose $\lambda = \rho_u/\rho_c$. μ_c et μ_u correspondent à $\rho_c,\ \rho_u$ après le changement de variable $s \to x$.
- $\Delta c, \Delta u$ sont les phases fortes d'interaction dans l'état final. On pose $\phi = \Delta u - \Delta c$. Δ_c peut dépendre de s sans dommage pour le modèle.

Les amplitudes de désintégrations du D dans les états propres de CP s'écrivent alors :

$$A(B^- \to D^0_{CP+}(K^0_S\pi^-)_{K^{*-}}) = a\big((\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(x) + \mu_c e^{i\Delta c}) + r_B(\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(x) + \mu_u e^{i\Delta u})e^{i(\delta-\gamma)}\big) \quad (6.5)$$

$$A(B^+ \to D^0_{CP+}(K^0_S\pi^+)_{K^{*+}}) = a\big((\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(x) + \mu_c e^{i\Delta c}) + r_B(\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(x) + \mu_u e^{i\Delta u})e^{i(\delta+\gamma)}\big) \quad (6.6)$$

$$A(B^- \to D^0_{CP-}(K^0_S\pi^-)_{K^{*-}}) = a\big((\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(x) + \mu_c e^{i\Delta c}) - r_B(\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(x) + \mu_u e^{i\Delta u})e^{i(\delta-\gamma)}\big) \quad (6.7)$$

$$A(B^+ \to D^0_{CP-}(K^0_S\pi^+)_{K^{*+}}) = a\big((\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(x) + \mu_c e^{i\Delta c}) - r_B(\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}\, BW(x) + \mu_u e^{i\Delta u})e^{i(\delta+\gamma)}\big) \quad (6.8)$$

6.3.2 Corrections des relations GLW

Les observables GLW pour le système $D^0\ K^0_S\ \pi$ s'écrivent :

$$\mathcal{A}_\pm = \frac{\Gamma(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) - \Gamma(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+})}{\Gamma(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) + \Gamma(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+})} \quad (6.9)$$

$$\mathcal{R}_\pm = \frac{\Gamma(B^- \to D^0_{CP\pm}K^{*-}) + \Gamma(B^+ \to D^0_{CP\pm}K^{*+})}{\Gamma(B^- \to D^0K^{*-})} \quad (6.10)$$

Les largeurs partielles de désintégration dépendent a priori de $\gamma,\ r_B,\ \mu_c,\ \lambda,\ \delta,\ \phi,\ \Delta c$. Elles se calculent par intégration sur l'espace des phases :

$$\Gamma(B^- \to D^0_{CP\pm} K^{*-}) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{c_{min}}^{c_{max}} |A(B^- \to D^0_{CP\pm} K^{*-})|^2 dx\, d\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-} \qquad (6.11)$$

Les bornes d'intégration de la masse invariante et du cosinus de l'angle d'hélicité sont égales aux coupures effectuées sur ces variables. En présence de fond non résonnant (onde S), toutes les intégrales donnant les largeurs partielles ont la même structure :

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{c_{min}}^{c_{max}} |BW(x)\sqrt{3}\cos\theta + \beta|^2 dx d\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-} \qquad (6.12)$$

Comme les bornes d'intégration (coupures) en $\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}$ sont symétriques ($c_{min} = -c_{max}$), les termes impairs en $\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}$ de l'intégrant se somment à zéro et :

- Les largeurs résonnantes et non résonnantes s'ajoutent de façon incohérente.
- Les largeurs partielles ne dépendent pas de la phase Δ_c. On voit donc que si Δ_c est une fonction de s, le modèle n'en sera pas affecté. Selon les mesures antérieures sur le système $K\pi$ [91], Δ_c augmente de 20^o au travers du K^*.

Le calcul final donne pour les relations GLW modifiées :

$$R^*_\pm = 1 \pm 2r_B \frac{\cos\delta + \rho_c^2\lambda\cos(\delta+\phi)}{1+\rho_c^2}\cos\gamma + r_B^2 \frac{1+\rho_c^2\lambda^2}{1+\rho_c^2} \qquad (6.13)$$

$$A^*_\pm R^*_\pm = \pm 2r_B \frac{\sin\delta + \rho_c^2\lambda\sin(\delta+\phi)}{1+\rho_c^2}\sin\gamma \qquad (6.14)$$

En l'absence de fond non résonnant, on retrouve les formules 2.34 établies par Gronau, London et Wyler. En plus des paramètres r_B, γ et δ, les formules dépendent maintenant de la différence de phase des deux diagrammes non résonnants ϕ et de leurs amplitudes (par l'intermédiaire de ρ_c et λ). λ est estimé dans l'annexe D et est compris entre 1/2 et 2. La valeur de ρ_c est inférieure à 0,3 mais elle peut être contrainte par une étude sur les modes non-CP.

6.3.3 Contraintes sur ρ_c avec les modes non-CP

La distribution de l'hélicité du K^* permet de voir les effets de l'interférence entre des amplitudes $B^- \to D^0\ K^{*-}$ et $B^- \to D^0\ K^0_S\ \pi^-$. Les modes non-$CP$ ont les mêmes bruits de fond non résonnants, mais les amplitudes $b \to u$ sont négligeables (i.e. $r_B = \lambda = 0$). L'amplitude de désintégration d'un B dans l'espace de phase est :

$$A(B^- \to D^0(K^0_S\pi^-)_{K^{*-}}) = a\left(\sqrt{3}\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-} \cdot BW(s) + \rho_c\, e^{i\Delta c}\right)$$

$|A(B^- \to D^0(K^0_S\pi^-)_{K^{*-}}|^2$ est intégrable analytiquement en fonction de la masse invariante. Ce calcul est fait dans l'annexe D. et permet d'écrire la forme de la distribution des évènements selon l'angle d'hélicité :

$$d\Gamma(B^- \to D^0(K^0_S\pi^-)_{K^{*-}})/d\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-} \propto 3\cos^2\theta + 4\sqrt{3}\frac{\rho_c}{2,76}\sin\Delta_c\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-} + \rho_c^2. \qquad (6.15)$$

C'est un polynôme d'ordre 2 dont les paramètres dépendent de ρ_c et $\sin\Delta_c$. Le fond non résonnant $D^0\ K^0_S\ \pi^-$ introduit une asymétrie avant-arrière. Un ajustement de la distribution peut contraindre les paramètres ρ_c et $\sin\Delta_c$.

On fait un ajustement à deux dimensions en $\cos\theta_H^{K_S^0\pi^-}$ et $m_{\rm ES}$ (pour estimer le nombre d'évènements bruit de fond combinatoire). L'acceptance du détecteur n'est pas uniforme pour $\cos\theta_H^{K_S^0\pi^-}$. On la corrige en divisant la distribution de $\cos\theta_H^{K_S^0\pi^-}$ dans le signal par une distribution en $\cos^2$ de même intégrale (figure 6.4) apres avoir vérifié que les effets de résolution sont négligeables.

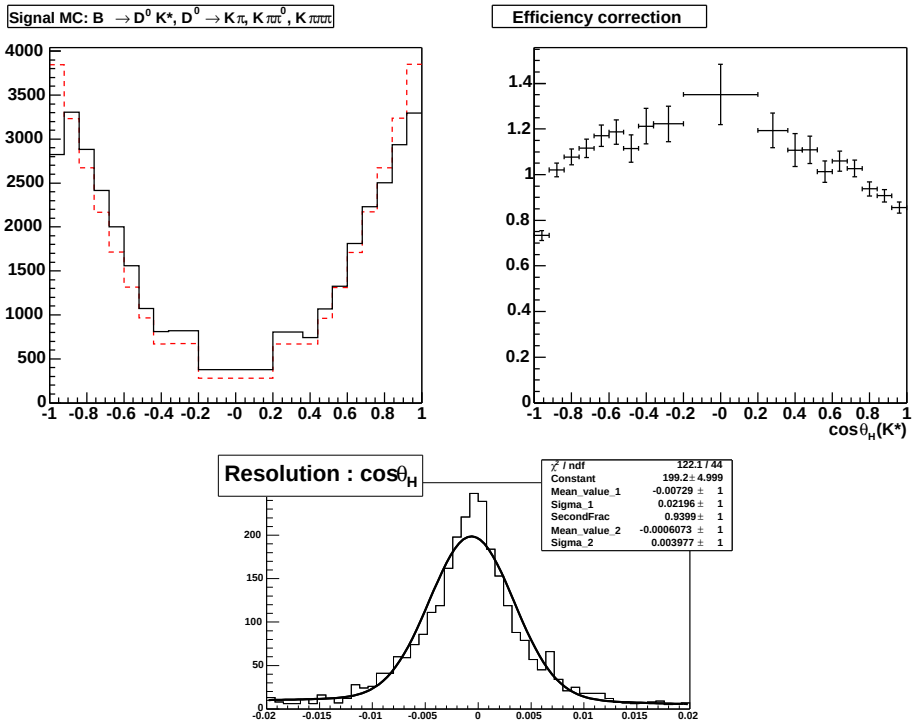

FIG. 6.4 – (à gauche) Distribution du Monte Carlo de signal en $\cos\theta_H^{K_S^0\pi^-}$ après reconstruction et sélection pour les trois modes non-*CP*. La parabole de même surface est représentée en pointillé. (à droite) Rapport des distributions de Monte Carlo de signal par la parabole précédente. Les erreurs viennent de la statistique du Monte Carlo. (en bas) La résolution sur la mesure de $\cos\theta_H^{K_S^0\pi^-}$ ajustée par une double $\mathcal{G}$aussienne. La résolution est très bonne et il n'y a pas lieu de corriger la correction parabolique.

La figure 6.5 représente la distribution des données ainsi que le résultat de l'ajustement. La distribution des données est clairement asymétrique (plus d'évènements pour $\cos\theta_H^{K_S^0\pi^-}$ <0). Cela vient du signal. On a en effet vérifié que la distribution des évènements de bruit de fond ($m_{\rm ES}$ <5,26 MeV/c^2) est symétrique (voir figure 6.6 en haut à gauche).

L'ajustement ne converge que si la valeur de ρ_c est fixée. On fait alors l'ajustement pour différentes valeurs de ρ_c pour produire les graphes de droite de la figure 6.6. Le maximum de la fonction de vraisemblance est atteint pour $\rho_c = 0,185$ et $\sin\Delta_c$ proche de -1. On exclut $\rho_c > 0,33$ et $\rho_c < 0,12$ à 90% de niveau de confiance.

L'erreur systématique venant du fond non résonnant est estimée en prenant la valeur supérieure de ρ_c à 68% de niveau de confiance soit 0,22.

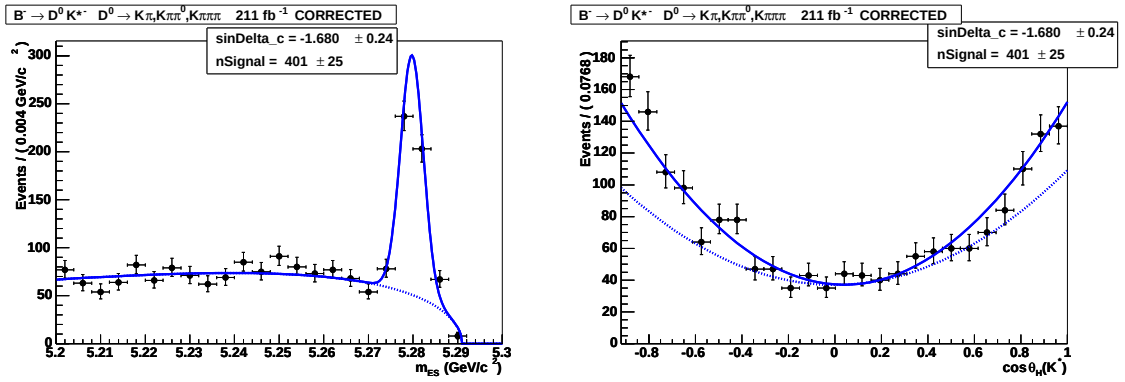

FIG. 6.5 – Résultat de l'ajustement à deux dimensions en $m_{\rm ES}$ (à gauche) et en $\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}$ (à droite). La courbe d'ajustement totale est représentée par les traits pleins et celle du bruit de fond en pointillé.

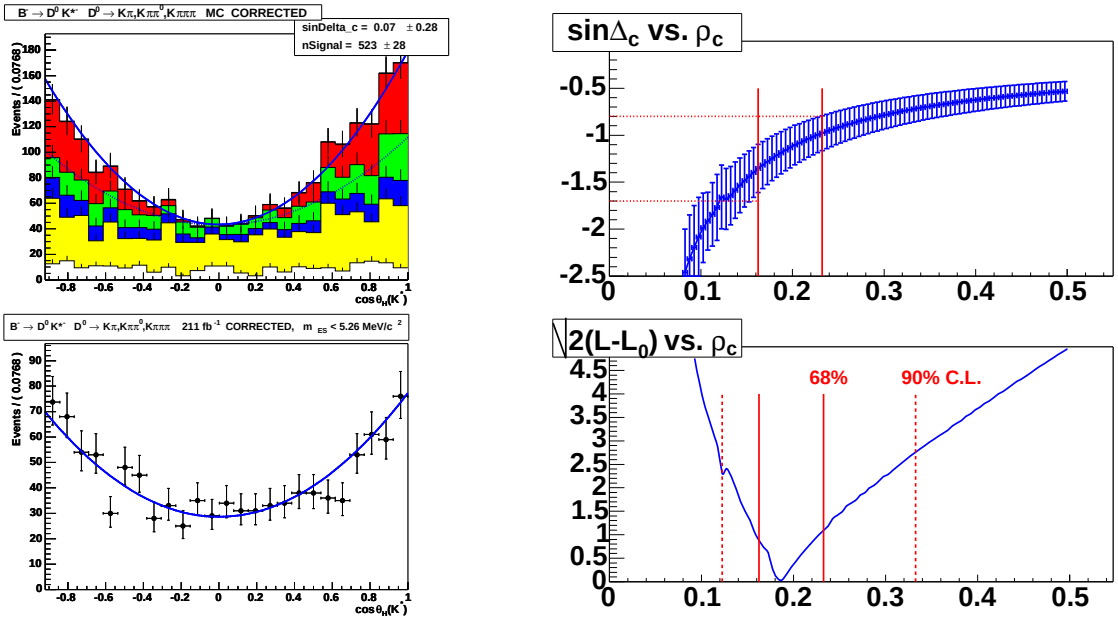

FIG. 6.6 – En haut à gauche, la distribution de la simulation en $\cos\theta_H^{K^0_S\pi^-}$. L'ajustement ne montre pas d'asymétrie significative (interférence non-modélisée). En bas à gauche, l'ajustement d'un polynôme d'ordre 2 sur les données pour $m_{\rm ES}$ <5,26 MeV/c^2. On n'observe pas d'asymétrie significative. À droite, la figure du haut représente la valeur de $sin\Delta_c$ ajustée en fonction de la valeur fixée de ρ_c. La courbe centrale est l'hyperbole $\rho_c \sin\Delta_c = -0,24$, la valeur supérieure est à plus de un écart-type de ρ_c La figure du bas représente le niveau de confiance $\sqrt{(2*(\mathcal{L}-\mathcal{L}_0))}$ où $\mathcal{L}_0$ est la valeur minimale observée de la vraisemblance.

6.3.4 Corrections systématiques

La stratégie est de corriger nos observables GLW pour soustraire le fond non résonnant $B^- \to D^0\ K^0_S\ \pi^-$ du signal. Pour ce faire, on choisit r_B = 0,2, γ = 1 radian, $\rho_c = 0,22$. λ peut varier entre $1/2$ et 2. Nous avons utilisé MATHEMATICA [95] pour calculer $\Delta R_\pm = R^*_\pm - R_\pm$ et $\Delta A_\pm = A^*_{CP\pm} - A_\pm$ pour toutes les variations des phases Δ_c, Δ_u et δ de notre modèle d'amplitudes. Pour $R_{CP\pm}$, l'incertitude systématique de $\pm 0,03$. Pour $A_\pm$, l'erreur systématique

est de $\pm 0,051$

6.4 Résultats finaux pour $\mathcal{A}_\pm$

Par construction, on a quelques erreurs venant de la mesure de l'asymétrie. Cela inclut :

– Un biais de charge dans l'analyse. Cette erreur est estimée à partir de l'asymétrie de charge observée pour un échantillon de données $B^- \to D^0\,\pi^-$ ($D^0 \to$ non-CP) de 110 fb^{-1}. La sélection finale est définie de manière similaire aux modes $B^- \to D^0_{non-CP} K^{*-}$ sans les coupures de K^*. Une asymétrie de $(1,86 \pm 0,83)$% est observée dans l'intervalle $(5,2 < m_{\rm ES} < 5,3)$ GeV/c^2 et on en deduit une erreur systématique inhérente du détecteur = $(1,86 + 0,83)$% = 2,7%.

– On suppose que l'asymétrie de charge est nulle lors de l'ajustement dans le bruit de fond piquant avec les faux D^0 dans les ailes de m(D^0). L'erreur systématique introduite par cette hypothèse est reliée au nombre d'évènements de signal et de bruit de fond piquant et d'une hypothétique asymétrie CP dans le bruit de fond : $\sigma = \mathcal{A}_{bkgd} \times N_{bkgd}/N_{signal}$ avec N_{bkgd} est le nombre d'évènements de bruit de fond piquant dans le région de signal. En prenant les résultats du tableau 5.6 et d'une asymétrie de CP dans le bruit de fond de 50%, cette erreur systématique est 0,051 and 0,082 pour respectivement $\mathcal{A}_{CP+1}$ et $\mathcal{A}_{CP-1}$.

La somme de ces erreurs systématiques avec celles venant des bruits de fond non résonnants permet d'estimer l'erreur systématique totale (tableau 6.5).

	$\mathcal{A}_+$	$\mathcal{A}_-$
Asymétrie du détecteur	0,027	0,027
Asymétrie du bruit piquant avec les faux D^0	0,055	0,101
Bruit de fond sous les modes $K^0_S\,\phi$ et $K^0_S\,\omega$		0,011
Bruit de fond $B^- \to D^0\,K^0_S\,\pi^-$	0,051	
	0,079	0,117

TAB. 6.5 – Erreurs systématiques pour les $\mathcal{A}_\pm$.

Les résultats finaux pour les $\mathcal{A}_\pm$ sont :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_+ &= -0,08 \pm 0,19(stat.) \pm 0,08(syst.) \\ \mathcal{A}_- &= -0,26 \pm 0,40(stat.) \pm 0,12(syst.) \end{aligned}$$

6.5 Résultats finaux pour $\mathcal{R}_\pm$

Les erreurs systématiques sur $\mathcal{R}_+$ et $\mathcal{R}_-$ sont rassemblées dans le tableau 6.6. Les erreurs systématiques absolues des ω_{REL} sont calculées en multipliant les erreurs relatives par la valeur centrale des $\mathcal{R}_\pm$.

Les résultats finaux pour les $\mathcal{R}_\pm$ sont :

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_+ &= 1,96 \pm 0,40(stat.) \pm 0,11(syst.) \\ \mathcal{R}_- &= 0,65 \pm 0,26(stat.) \pm 0,08(syst.) \end{aligned}$$

	$\mathcal{R}_+$	$\mathcal{R}_-$
ω_{REL}	0,110 *(5,6%)*	0,055 *(8,7%)*
Bruit de fond sous les modes $K_S^0\,\phi$ et $K_S^0\,\omega$		0,040
Bruit de fond $B^- \to D^0\,K_S^0\,\pi^-$	0,0299	
	0,113	0,076

TAB. 6.6 – Erreurs systématiques absolues pour les $\mathcal{R}_\pm$. Les erreurs relatives des ω_{REL} sont écrites en italique.

Chapitre 7

Mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^- \to D^0\ K^{*-})$

Ce chapitre décrit la méthode utilisée pour la mesure du rapport d'embranchement $B^- \to D^0\ K^{*-}$ à partir des trois modes non-CP. Le rapport d'embranchement est calculé pour chaque mode X de désintégration du D^0 à partir de la formule :

$$\mathcal{B}(B^- \to D^0(X)K^{*-}) = \frac{N(B^- \to D^0(X)K^{*-}) - N^{pic}}{N_B \times \varepsilon \times \mathcal{B}(K^{*-} \to K^0_S\pi^-) \times \mathcal{B}(D^0 \to X)} \tag{7.1}$$

où $N(B^- \to D^0(X)K^{*-})$ est le nombre d'évènements mesuré, N^{pic} représente le bruit de fond piquant, N^0_B le nombre de B, ε l'efficacité de sélection du signal corrigée, $\mathcal{B}(K^{*-} \to K^0_S\ \pi^-)$ et $\mathcal{B}(D^0 \to \mathrm{X})$ sont des rapports d'embranchement connus.

Les nombres d'évènements des modes non-CP $N(B^- \to D^0(X)K^{*-})$ sont extraits par une méthode de maximum de vraisemblance similaire à celle du chapitre 5. Après extraction, on a besoin de corriger les efficacités entre la simulation et les données. Les corrections affectant la sélection des candidats π, K, K^0_S et π^0 ont été étudiées au chapitre précédent. On va décrire dans ce chapitre les corrections d'efficacité permettant d'estimer ε.

On doit aussi soustraire le bruit de fond piquant N^{pic} des évènements $B^- \to D^0\ K^0_S\ \pi^-$.

Les mesures séparées du rapports d'embranchement pour les modes non-CP sont finalement combinées en tenant compte des corrélations entre les erreurs.

7.1 Ajustement utilisé pour déterminer les rapports d'embranchement

7.1.1 Fonction de vraisemblance pour le rapport d'embranchement

La mesure du rapport d'embranchement est basée sur la même méthodologie que celle employée pour les observables GLW. Les distributions de m_{ES} sont ajustées dans les trois zones de signal pour chacun des modes.

- Les bandes de ΔE ne comprennent que du bruit de fond combinatoire. Le bruit de fond est ajusté uniquement par la fonction $\mathcal{A}$rgus $\mathcal{A}$.
- Les bandes de D^0 contribuent à caractériser la forme de l'Argus $\mathcal{A}$. Elles permettent surtout d'estimer le bruit de fond venant de vrais évènements B qui ne contiennent pas de D^0 à partir de la $\mathcal{G}$aussienne $\mathcal{G}$. Ce type de bruit de fond dans la boîte est extrapolé par une règle de trois comme dans le paragraphe 5.2.4. L'ajustement est donc fait par $\mathcal{A} + \mathcal{G}$.

– Dans la région de signal, on ajuste la distribution avec les fonctions $\mathcal{A}$rgus $\mathcal{A} + 2\ \mathcal{G}$aussiennes de même forme $\mathcal{G}$. La première $\mathcal{G}$aussienne est celle du bruit de fond piquant sans charme dont le nombre d'évènements est fixé à partir du nombre de B dans les bandes de m(D^0). La deuxième $\mathcal{G}$aussienne est celle du signal $B^\pm \to D^0\ K^{*\pm}$.

Contrairement à l'extraction GLW, la statistique des trois modes non-CP reconstruits est assez grande pour ajuster indépendamment les formes du bruit de fond combinatoire pour chaque mode X. On fixe dans l'ajustement le seuil des trois *fdp* $\mathcal{A}$rgus à 5,291 GeV/c^2. Les coefficients α ont été fixés aux valeurs du tableau 5.1. La fonction de vraisemblance totale est le produit des fonctions de vraisemblance de chaque mode, avec une parametrisation commune pour la forme du signal et des évènements piquants.

non-CP

	Produit	Signal	BDF piquant	BDF comb.
région de signal	$L^X_{\text{signal}} = e^{-N'_a} \prod_{N_a} \Big(\boldsymbol{N}^X_B \cdot \mathcal{G} + \boldsymbol{\alpha}^X \cdot N^X_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_3 \cdot \mathcal{A}^X \Big)$			
ailes en $m(D^0)$	$L^X_{\text{hors } m(D^0)} = e^{-N'_b} \prod_{N_b} \Big($		$N^X_{pic} \cdot \mathcal{G} + N_4 \cdot \mathcal{A}^X \Big)$	
ailes en ΔE	$L^X_{\text{hors } \Delta E} =$			$\prod_{N_c} \mathcal{A}^X$

TAB. 7.1 – La fonction de maximum de vraisemblance pour chaque mode non-CP X est le produit des trois lignes. X correspond à $K^-\ \pi^+$, $K^-\ \pi^+\ \pi^0$ et $K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$. N_a et N_b correspondent aux nombres d'évènements dans la région de signal et dans les ailes de m(D^0). N'_a et N'_b correspondent aux nombres d'évènements totaux ajustés dans la région de signal et dans les ailes de m(D^0). N_3 et N_4 sont les nombres d'évènements de bruit de fond combinatoire. N^X_B est le nombre d'évènements de signal extrait pour chaque mode non-CP. Il y a 9 paramètres ajustés pour l'ensemble des modes non-CP, dont 5 paramètres de forme (formes d'$\mathcal{A}$rgus différentes).

7.1.2 Résultats de l'ajustement

L'ajustement est fait indépendemment pour les trois modes non-CP à l'exception de la paramétrisation de la $\mathcal{G}$aussienne. Les distributions des modes non-CP sont visibles sur la figure 7.1. Les résultats de l'ajustement se trouvent dans le tableau 7.2.

7.2 Corrections d'efficacité

Pour faire la mesure des rapports d'embranchement à partir des nombres d'évènements, il est nécessaire d'avoir une estimation des efficacités de la sélection du signal dans les données. L'efficacité est estimée à partir du Monte Carlo de signal corrigé par des effets systématiques venant des différences de comportement entre les données et la simulation.

Les corrections d'efficacité pour les traces de particules chargées, les K^0_S et les π^0 ont été prises en compte dans la section 6.1. On utilise quand c'est possible un échantillon de contrôle $B^- \to D^0\ \pi^-$ pour estimer les corrections systématiques des coupures de sélection.

7.2.1 Échantillon de contrôle $B^- \to D^0\ \pi^-$

Le canal de désintégration $B^- \to D^0\ \pi^-$ a été choisi pour plusieurs raisons :
– la haute statistique disponible,
– la cinématique des évènements $B^- \to D^0\ \pi^-$ est proche de celle du signal,
– la très bonne pureté permet une comparaison directe des données avec le signal sans soustraction de bruit de fond.

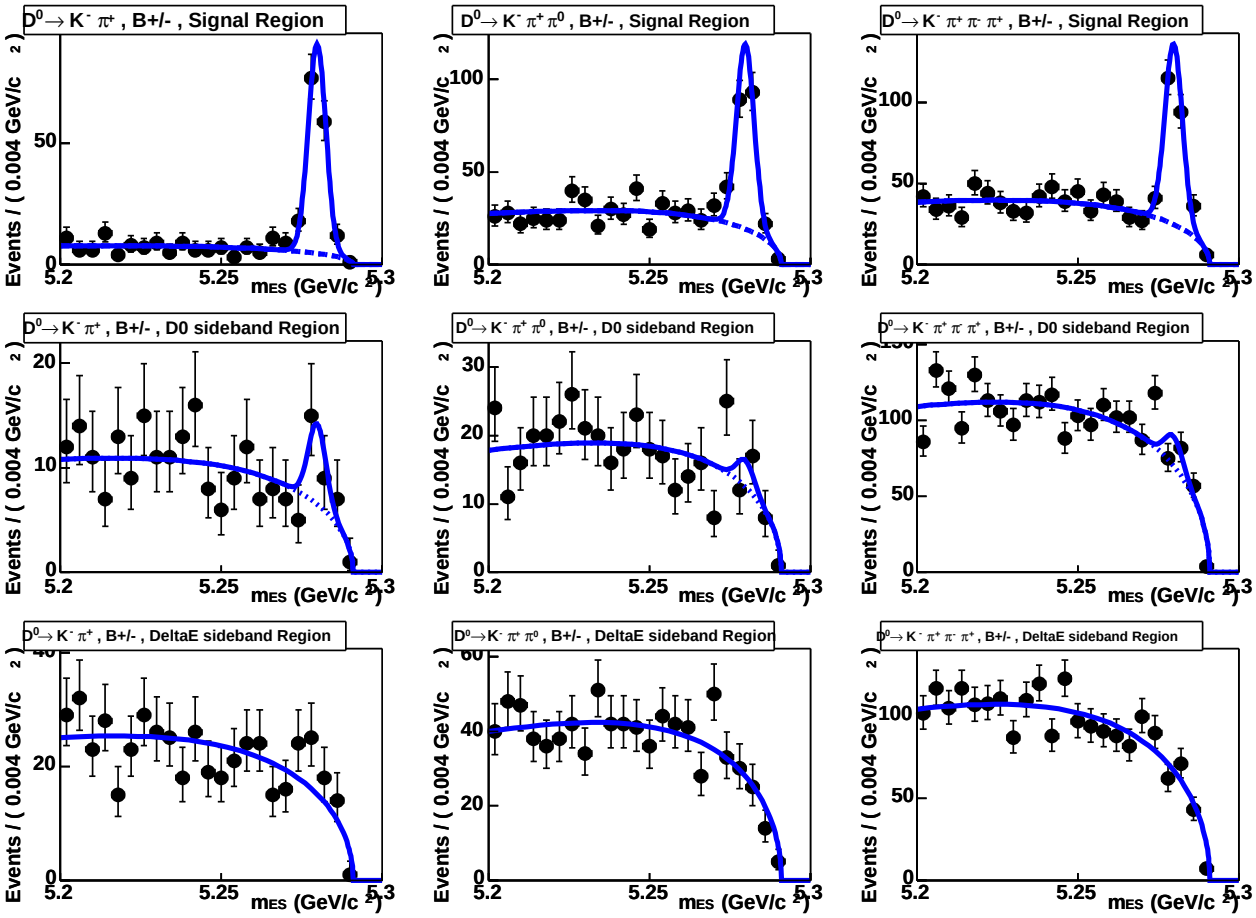

FIG. 7.1 – Distributions en $m_{\rm ES}$ des 3 modes non-*CP* dans les 3 zones de signal. Le résultat de l'ajustement est superposé aux distributions. Les colonnes correspondent (de gauche à droite) aux modes $K^-\ \pi^+$, $K^-\ \pi^+\ \pi^0$ et $K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$. Chaque ligne correspond à une zone de signal différente : zone de signal en haut, ailes de m(D^0) au milieu et ailes de ΔE en bas. Le bruit de fond piquant est représenté dans la région de signal par une $\mathcal{G}$aussienne en pointillé qu'il est difficile d'observer.

La correction (κ) est définie comme le rapport de l'efficacité propre aux données sur celle du signal pour une coupure donnée.

$$\kappa(cut) = \frac{\varepsilon^{data}}{\varepsilon^{MC}} = \frac{N^{data}_{avec}/N^{data}_{sans}}{N^{MC}_{avec}/N^{MC}_{sans}} \tag{7.2}$$

où N^{MC} et N^{data} (*avec* et *sans* l'application de la coupure) sont mesurés de differentes façons suivant les coupures.

Pour ΔE et m(D^0), N^{MC} et N^{data} sont estimés par un ajustement de leurs distributions. Pour les autres variables de sélection, on ajuste la distribution en $m_{\rm ES}$ par une $\mathcal{A}$rgus et une $\mathcal{G}$aussienne, sur les données avec et sans coupure.

Les erreurs systématiques (σ) de ces corrections sont définies par :

$$\sigma(cut) = \sqrt{\left(\frac{\Delta N^{data}}{N^{data}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N^{MC}}{N^{MC}}\right)^2} \tag{7.3}$$

Ajustement # evts		$K^-\ \pi^+$	$K^-\ \pi^+\ \pi^0$	$K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$
Paramètres de forme				
Moyenne de la $\mathcal{G}$aussienne	(MeV/c^2)		$5279,79 \pm 0,16$	
Largeur de la $\mathcal{G}$aussienne	(MeV/c^2)		$2,74 \pm 0,15$	
Seuil de l'Argus	(MeV/c^2)		$5291,00$ (fixé)	
Paramètre de forme de l'Argus, ξ		-17,6±4,0	22,5±2,8	19,6±1,7
# évènements (bandes de ΔE)				
Argus		492,9±22,2	847,0±29,1	2120±46,0
# évènements (bandes de m(D^0))				
Argus		212,9±15,2	378,4±20,4	2215±49,3
Gaussienne (bruit de fond des B)		13,2±5,6	6,62±6,7	33,3±16,0
# évènements (région de signal)				
Argus		150,9±13,2	586,1±25,8	784,3±29,6
Gaussienne (signal)		**144,9 ± 13,1**	**165,1 ± 16,5**	**182,4 ± 17,1**

TAB. 7.2 – Résultat de l'ajustement des modes non-CP pour extraire la mesure des rapports d'embranchement.

Cette erreur est dominée par la statistique de l'échantillon de contrôle.

Si une correction est compatible avec l'unité, on ne tient pas compte d'effet systématique (pas de correction, pas d'erreur).

7.2.1.1 Coupures sur le Fisher, $\cos B_{MOM}$, $\cos B_H(D^0)$ et l'amplitude Dalitz

La figure 7.2 contient les distributions de Monte Carlo de signal et des données pour l'échantillon de contrôle $B^- \to D^0\ \pi^-$. Les corrections systématiques sont estimés par un ajustement en m_{ES} des nombres d'évènements. Les corrections obtenues se trouvent dans le tableau 7.3. On n'applique pas de correction pour les variables $\cos B_{MOM}$, $\cos B_H(D^0)$ et l'amplitude Dalitz où la correction est compatible avec 1. Le calcul du Fisher est fait en utilisant principalement l'information du reste de l'évènement et sa correction dépend peu du mode de désintégration du D^0. On applique une correction moyenne pour les trois modes de 97,7 % dans le calcul du rapport d'embranchement.

	$K^-\ \pi^+$	$K^-\ \pi^+\ \pi^0$	$K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$	Les trois ensembles	Correction ?
$\cos B_{MOM}$ cut	1,000±0,019	1,006±0,019	0,998±0,021	1,001±0,011	NON
Fisher cut	0,973±0,019	0,966±0,019	0,993±0,021	0,977±0,011	OUI
$\theta_{HEL}(D^0)$ cut	1,008±0,019	1,007±0,019	1,001±0,021	1,008±0,011	NON
$\mathcal{W}_{Dalitz}$ cut		1,000±0,018			NON

TAB. 7.3 – Correction d'efficacité venant des quatres variables de forme. Seul le Fisher est significativement différent pour les données et le signal.

7.2.1.2 Coupures en ΔE

La figure 7.3 contient les ajustements par un $\mathcal{P}$olynôme plus une $\mathcal{G}$aussienne des distributions en ΔE des modes non-CP sur le Monte Carlo de signal et les données. L'ajustement des données

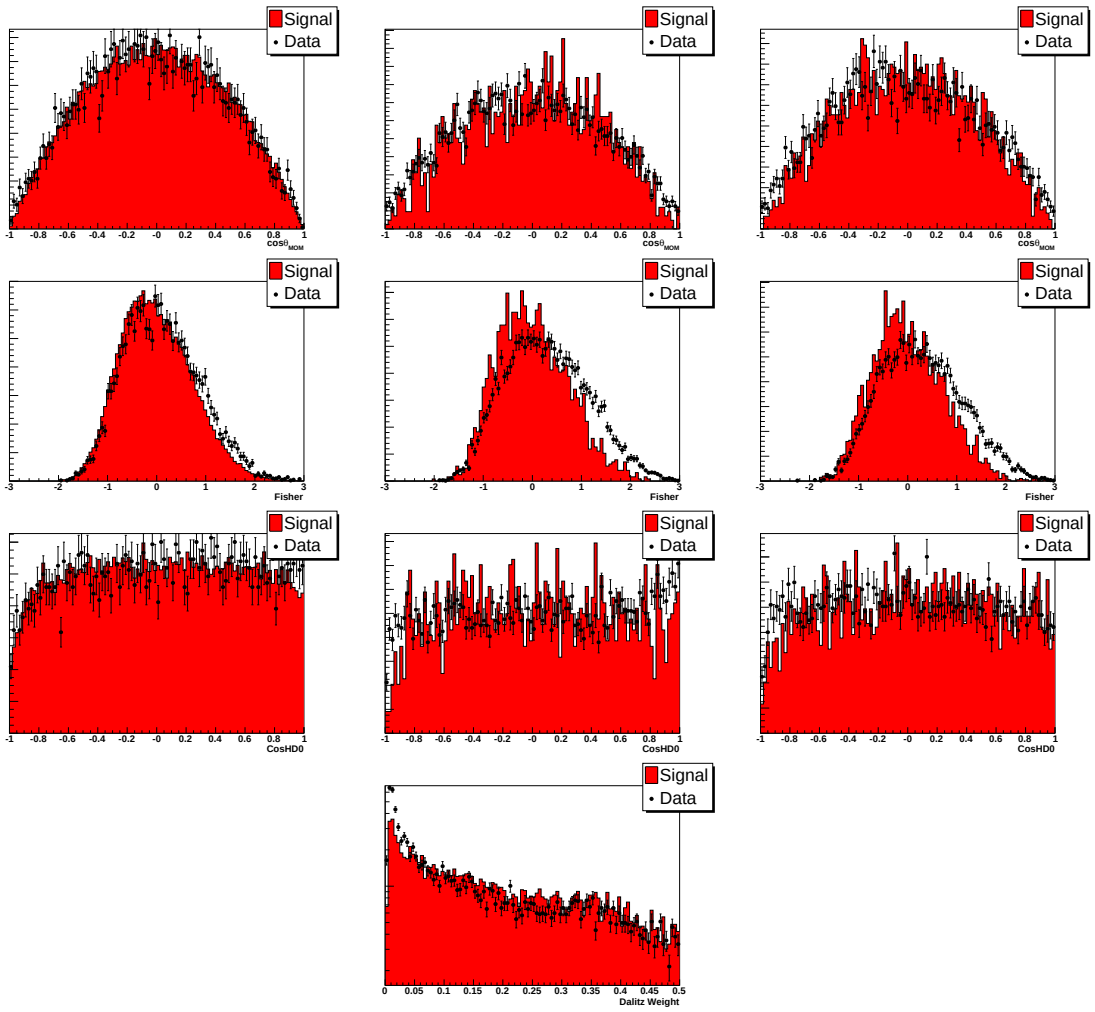

FIG. 7.2 – Comparaisons des distributions venant $B^- \to D^0\,\pi^-$ pour 110 fb^{-1} de données(points) et un large échantillon de Monte Carlo de signal normalisé à une surface commune. Les figures sont rangées en fonction du mode de désintégration du D^0 (colonne) et de la coupure (ligne). De gauche à droite, les colonnes correspondent respectivement aux modes $D^0 \to K^-\,\pi^+$, $D^0 \to K^-\,\pi^+\,\pi^0$ et $D^0 \to K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$. De haut en bas, les lignes correspondent aux variables : $\cos B_{MOM}$, Fisher, $\cos B_H(D^0)$ et l'amplitude Dalitz.

est fait par une $\mathcal{G}$aussienne pour extraire le signal, plus un $\mathcal{P}$olynôme modéliser pour le bruit de fond combinatoire et une autre $\mathcal{G}$aussienne à gauche du pic pour modeliser le bruit de fond cinématique venant du mode $B^- \to D^0\ K^-$. Le signal est ajustée par une double $\mathcal{G}$aussienne.

Les paramètres des $\mathcal{G}$aussiennes de signal et de données ajustés sont utilisés dans une simulation rapide pour en extraire les corrections d'efficacité pour chacun des modes (colonne de droite de la figure 7.3).

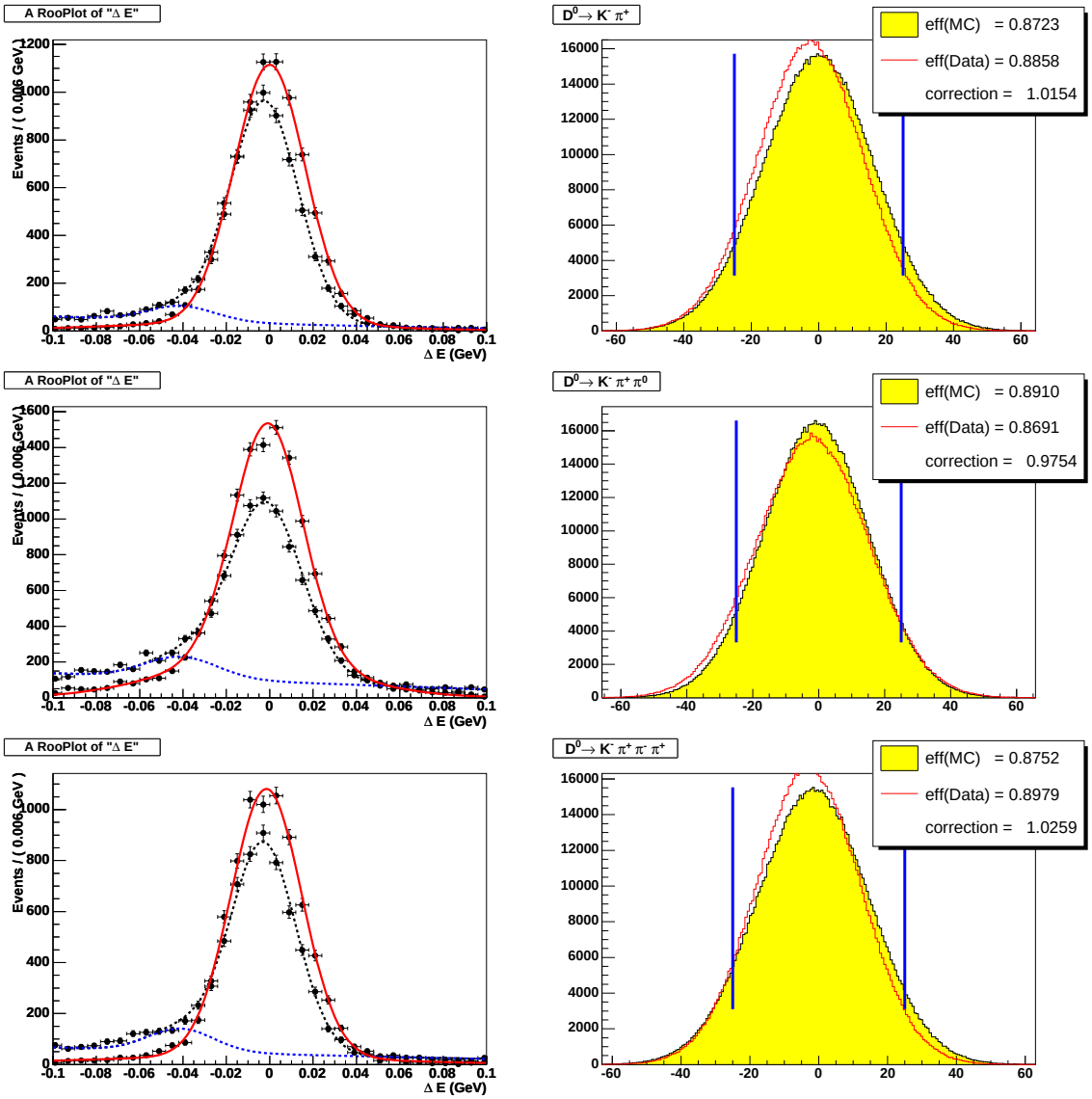

FIG. 7.3 – Distributions en ΔE du Monte Carlo de signal et des données pour l'échantillon de contrôle $B^- \to D^0\ \pi^-$. La colonne de gauche contient l'ajustement des données avec une $\mathcal{G}$aussienne $(D^0\ \pi)\oplus\mathcal{G}$aussienne $(D^0\ K)\oplus\mathcal{P}$olynôme (comb.) (lignes noires cassées). L'ajustement du signal par une double $\mathcal{G}$aussienne est superposée (courbe rouge). La colonne de droite montre une simulation rapide du pic de signal, utilisée pour faire les corrections d'efficacité données/simulation.

7.2.1.3 Coupures sur le D^0

On traite m(D^0) de façon similaire à ΔE. Les distributions en m(D^0) pour le signal et les données sont visibles sur la figure 7.4. L'accord entre les distributions de signal et de données est suffisamment bon pour ne pas considérer de correction systématique en m(D^0).

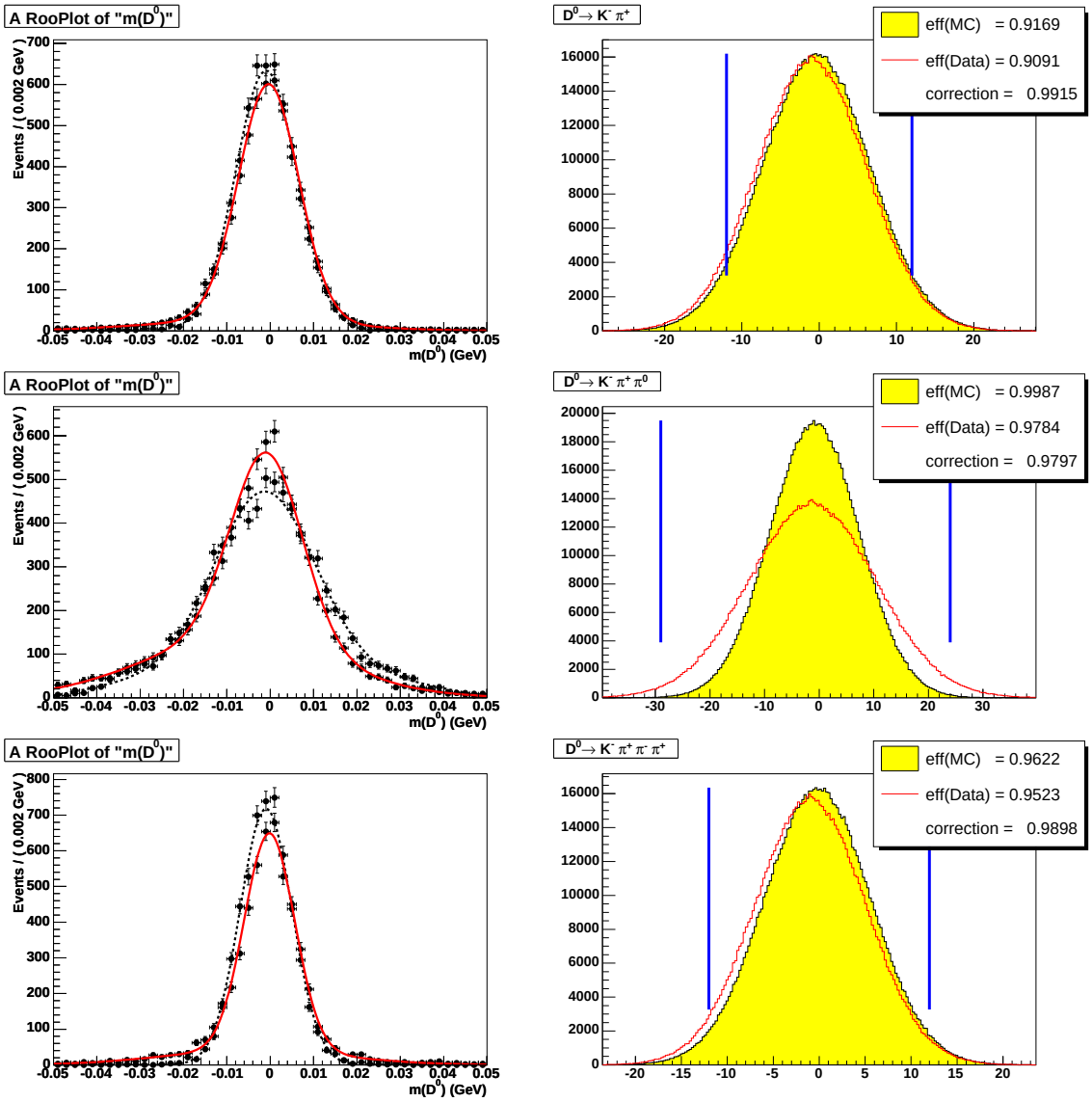

FIG. 7.4 – Distributions en m(D^0) du Monte Carlo de signal et des données pour l'échantillon de contrôle $B^- \to D^0\,\pi^-$. La colonne de gauche contient l'ajustement par une double $\mathcal{G}$aussienne des données (lignes noires cassées) et du signal (courbe rouge). La colonne de droite montre une simulation rapide du pic de signal, utilisée pour faire les corrections d'efficacité données/simulation.

7.2.2 Sélection du candidat K^*

On fait des coupures de sélection sur la masse invariante et le cosinus de l'angle d'hélicité du candidat K^*. On ne dispose pas d'échantillon de contrôle pour le K^*.

Les distributions de masse invariante du K^* pour le signal et les données sont comparées sur

la figure 7.5 pour les trois modes non-CP. Les distributions sont ajustées par une constante plus une distribution Breit-Wigner. L'ajustement sur les données donne un résultat centré sur la masse nominale du K^* et une largeur de $46,8 \pm 5,7\ \mathrm{MeV}/c^2$, compatible avec la largeur naturelle de la résonance 50,8 MeV/c^2. La correction d'efficacité est déduite des distributions de Breit-Wigner et est compatible avec 1. La correction d'efficacité est finalement $\kappa = 1,01 \pm 0,02$.

L'hélicité du K^* est discutée en détail dans la section 6.3.3. L'asymétrie avant-arrière que l'on voit dans les données est interprétée comme résultant de l'interférence entre le signal et le bruit de fond $B^- \to D^0\ K^*$. La coupure est symétrique sur l'hélicité ($|\cos\theta_H(K^*)| > 0.35$) et on n'attend pas de grosse correction d'efficacité. On choisit un facteur de correction de 1 et une erreur systématique de 3,3% pour couvrir cette hypothèse. L'erreur systématique est estimée en relâchant la coupure de 25% (de 0,35 à 0,25) et correspond à la différence d'évènements relatives pour les deux valeurs de la coupure.

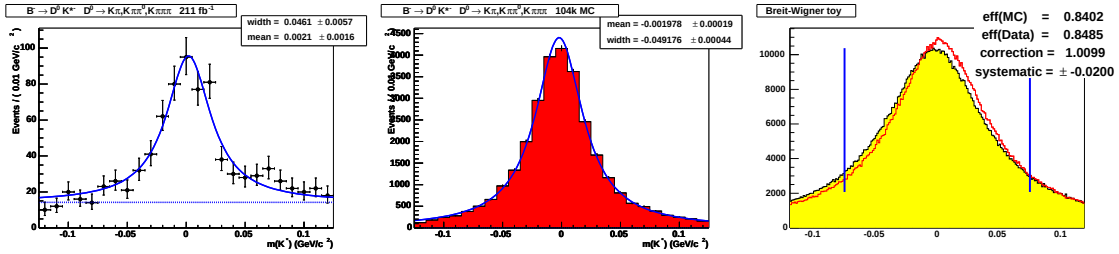

FIG. 7.5 – Ajustement par une Breit-Wigner de la distribution de m(K^*) pour 210,7 fb^{-1} de données (gauche). La figure du milieu correspond au même ajustement réalisé sur le Monte Carlo de signal. La figure de droite correspond à une simulation rapide en prenant en compte les formes de Breit-Wigner dans les données et le signal pour estimer la correction.

7.2.3 Effets des évènements de signal mal reconstruits

Distinguons les différents types de candidats reconstruits provenant de vrais évènements de signal :

- les candidats bien reconstruits, où les particules finales sont combinées correctement.
- les candidats *crossfeed*, où au moins une particule du reste de l'évènement est prise pour fabriquer le candidat.
- les candidats *self-crossfeed*, où les particules de l'état final viennent bien de l'évènement de signal mais ne sont pas combinées correctement (ex. : interversion du pion venant du K^* avec une particule provenant du D^0).
- les candidats provenant des désintégrations radiatives $D^0\ K^{*-}\ \gamma$.
- les candidats reconstruits dans un mode de désintégration du D^0, mais issus d'un évènement de signal d'un autre mode de désintégration du D^0.

7.2.3.1 Crossfeed et self-crossfeed

Les distributions de Monte Carlo de signal des 8 modes étudiés possèdent des ailes non-$\mathcal{G}$aussiennes. Ces ailes sont dues à des candidats mal reconstruits *crossfeed*, *self-crossfeed* ou ceux émettant un photon.

Les contributions des évènements mal reconstruits sont visibles pour les modes CP sur la figure 7.6 et résumés dans le tableau 7.4.

D^0 mode	**correct**	*crossfeed*	*self-crossfeed*	émission d'un γ
$K^+ K^-$	**87%**	9%	3%	1%
$\pi^+ \pi^-$	**87%**	9%	3%	1%
$K^0_S \pi^0$	**86%**	9%	4%	1%
$K^0_S \phi$	**84%**	10%	5%	1%
$K^0_S \omega$	**83%**	12%	4%	1%

TAB. 7.4 – Evènements de signal mal reconstruits après l'application des coupures de sélection.

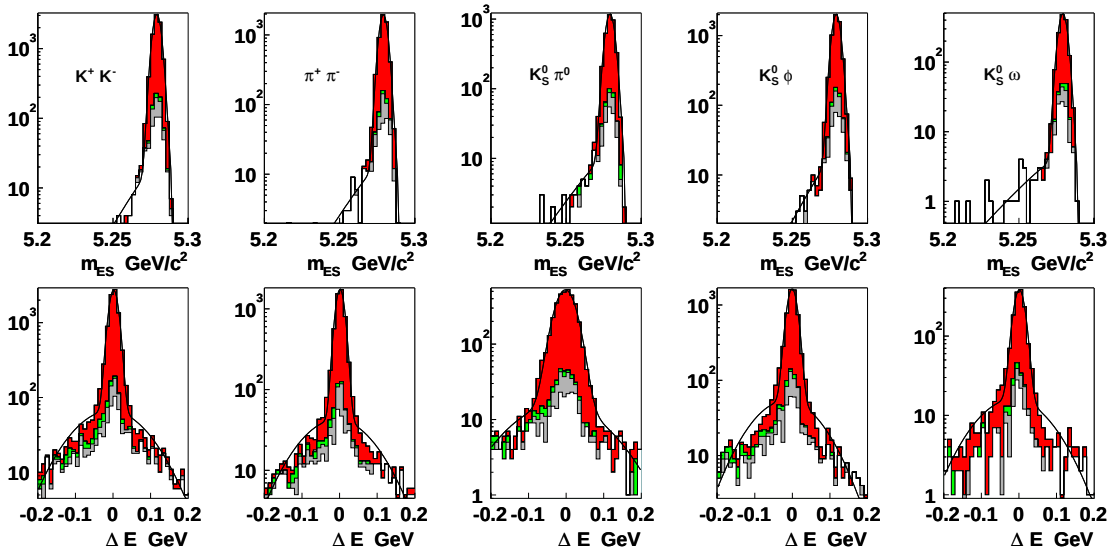

FIG. 7.6 – Les distributions de $m_{\rm ES}$ (en haut) et ΔE (en bas) pour les évènements de Monte Carlo de signal. Les candidats bien reconstruits sont en rouge, les candidats où des traces et/ou des γ servant à le reconstruire viennent du reste de l'évènement. En gris, les candidats pour lesquels les bonnes traces et γ ont été prises mais elles ont été mal combinées.

Une partie des évènements mal reconstruits est distribuée comme du bruit de fond combinatoire. Ces évènements vont être comptés comme du bruit de fond et vont faire baisser l'efficacité du signal en étant absorbés par la distribution $\mathcal{A}$rgus dans l'ajustement.

$K^+\ K^-$	$\pi^+\ \pi^-$
(99,4±0,1)%	(99,1±0,1)%
(99,3±0,2)%	

$K^0_S\ \pi^0$	$K^0_S\ \phi$	$K^0_S\ \omega$
(98,2±0,2)%	(99,2±0,1)%	(98,8±0,3)%
	(98,9±0,2)%	

$K^-\ \pi^+$	$K^-\ \pi^+\ \pi^0$	$K^-\ 3\pi$
(99,6±0,1)%	(97,3±0,3)%	(98,9±0,2)%
	(99,0±0,2)%	

TAB. 7.5 – Facteur de dilution du Monte Carlo de signal par un ajustement avec une $\mathcal{A}$rgus et une $\mathcal{G}$aussienne. Le facteur de dilution correspond à la proportion d'évènements dans la $\mathcal{G}$aussienne.

Les facteurs de dilution se compensent pour les $\mathcal{R}_\pm$ et $\mathcal{A}_\pm$. La correction d'efficacité doit être appliquée pour la mesure du rapport d'embranchement.

7.2.3.2 Contamination entre les modes de signal

Nous avons vérifié avec le Monte Carlo, qu'un candidat dans un mode de désintégration du D^0 ne peut pas être reconstruit dans un autre mode de désintégration. La figure 7.7 montre la séparation en masse du D^0 pour différentes hypothèses de masse pour les modes $K^+\ K^-$, $K^-\ \pi^-$ et $\pi^+\ \pi^-$.

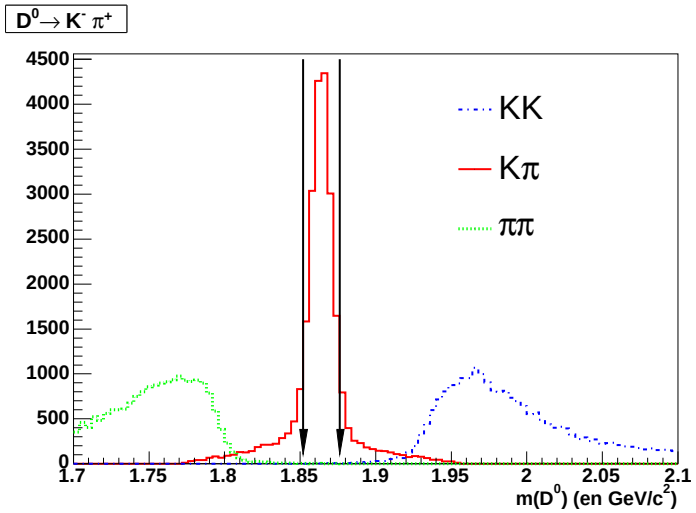

FIG. 7.7 – Reconstruction de la masse d'un D^0 à partir de deux traces chargées générées à partir du Monte Carlo de signal du mode $B^- \to D^0\ (K^-\ \pi^+)K^{*-}$. On calcule la masse invariante du D^0 avec différentes hypothèses de masse sur les traces. On constate l'absence d'ambiguïté cinématique pour les coupures employées (flèches).

On n'introduit pas d'erreur systématique pour cet effet.

7.2.4 Correction d'efficacité totale

Les corrections d'efficacité et le calcul des efficacités corrigées sont rassemblées dans le tableau 7.6.

	$K^-\ \pi^+$		$K^-\ \pi^+\ \pi^0$		$K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$	
K_S^0 corr.	0,983±0,016	$1,6\%$	0,983±0,019	$1,9\%$	0,984±0,018	$1,8\%$
PID corr.	0,981±0,020	$2,0\%$	0,981±0,020	$2,0\%$	0,981±0,020	$2,0\%$
π^0 corr.			0,968±0,030	$3,1\%$		
Traces	0,982±0,037	$3,8\%$	0,982±0,037	$3,1\%$	0,972±0,061	$6,3\%$
Feed-down	0,996±0,001	$0,1\%$	0,973±0,001	$0,1\%$	0,989±0,001	$0,1\%$
ΔE cut	1,015±0,019	$1,9\%$	0,975±0,018	$1,8\%$	1,026±0,021	$2,0\%$
Fisher cut	0,977±0,011	$1,1\%$	0,977±0,011	$1,1\%$	0,977±0,011	$1,1\%$
$\cos\theta_H(K^*)$	1±0,033	$3,3\%$	1±0,033	$3,3\%$	1±0,033	$3,3\%$
Correction totale	0,950±0,057	$6,0\%$	0,853±0,059	$6,0\%$	0,945±0,075	$7,9\%$
Eff. du MC signal (%)	14,00±0,120	$2,0\%$	5,00±0,070	$2,0\%$	8,65±0,090	$2,0\%$
Eff. corrigée (%)	**13,30±0,81**	$6,1\%$	**4,26±0,29**	$7,0\%$	**8,17±0,66**	$8,0\%$

TAB. 7.6 – Correction d'efficacité totale pour les modes non-*CP*. Les chiffres à droite de chaque colonne sont les erreurs relatives pour chaque correction. On n'applique pas de correction pour m(D^0).

7.3 Soustraction du fond non résonnant $B^- \to D^0\ K_S^0\ \pi^-$

Au chapitre précédent (section 6.3.3), nous avons obtenu une mesure du rapport de l'amplitude $b \to c$ de $B^- \to D^0\ K_S^0\ \pi^-$ à celle de $B^- \to D^0\ K^*$:

$$\rho_c = 0,2 \pm 0,03 \tag{7.4}$$

La coupure symétrique sur l'hélicité du K^* annule les effets d'interférence. On peut estimer la contribution du fond non résonnant en prenant $\rho_c^2 = 0,04 \pm 0,011$.

On doit donc retrancher 4% des nombres d'évènements mesurés qui viennent de ce bruit de fond non résonnant.

7.4 Erreurs systématiques pour $\mathcal{B}(B^- \to D^0\ K^{*-})$

Les sources d'erreurs systématiques pour la mesure du rapport d'embranchement sont les suivantes :

- l'incertitude sur le nombre de B enregistrée [62].
- l'erreur statistique sur le nombre d'évènements Monte Carlo de signal.
- les corrections d'efficacité venant de la différence entre la simulation et les données. Ces corrections sont rassemblées dans le tableau 7.6.
- les moyennes mondiales des rapports d'embranchement des D^0, K^{*-} et K_S^0 [9].
- les erreurs systématiques venant du bruit de fond piquant $B^- \to D^0\ K_S^0\ \pi^-$. Le bruit de fond piquant avec un faux D^0 est pris en compte dans l'ajustement et n'a pas besoin d'être soustrait.

Les contributions sont toutes repertoriées dans le tableau 7.7.

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B^- \to D^0\ K^{*-}$, en reconstruisant le D dans un mode X, s'écrit 5.5 :

$$\mathcal{B}(B^- \to D^0(X)K^{*-}) = \frac{N(B^- \to D^0(X)K^{*-}) - N^{pic}}{N_B \times \varepsilon \times \mathcal{B}(K^{*-} \to K_S^0\pi^-) \times \mathcal{B}(D^0 \to X)} \tag{7.5}$$

où $N(B^- \to D^0(X)K^{*-})$ est le nombre d'évènement mesuré, N_B^0 le nombre de B, ε l'efficacité de sélection, $\mathcal{B}(K^{*-} \to K_S^0\ \pi^-)$ et $\mathcal{B}(D^0 \to$ X) sont les rapports d'embranchement mesurés [9].

Pour optimiser la combinaison des trois mesures de rapport d'embranchement, on sépare les erreurs corrélées et non-corrélées. Les erreurs corrélées entre les trois modes sont celles venant des

Rapport d'embranchement	$K^-\ \pi^+$	$K^-\ \pi^+\ \pi^0$	$K^-\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+$	3 modes ensemble	
Comptage des B, N_B	1,1%	1,1%	1,1%	1,1%	corr.
$\mathcal{B}(K^{*-} \to K^0_S(\pi^+\pi^-)\pi^-)$	0,2%	0,2%	0,2%	0,2%	corr.
Signal Monte Carlo	0,9%	1,4%	1,0%	0,6%	n.corr.
Corrections d'efficacité					
K^0_S	1,6%	1,9%	1,8%	1,8%	corr.
PID	2,0%	2,0%	2,0%	2,0%	corr.
π^0		3,1%		0,8%	corr.
tracking	3,8%	3,8%	6,3%	4,6%	corr.
feeddown	0,1%	0,1%	0,1%	0,1%	n.corr.
ΔE *cut*	1,9%	1,8%	2,0%	1,1%	n.corr.
$\cos\theta_H(K^*)$	3,3%	3,3%	3,3%	3,3%	corr.
Fisher	1,1%	1,1%	1,1%	1,1%	corr.
$\mathcal{B}(D^0 \to X)$	2,4%	6,2%	4,2%	2,0%	corr.
Soustraction du bruit de fond $D^0\ K^0_S\ \pi^-$	1,1%	1,1%	1,1%	1,1%	corr.
Erreurs systématiques	6,7%	9,5%	9,2%	**7,0%**	corr.

TAB. 7.7 – Erreurs systématiques sur la mesure du rapport d'embranchement. Les corrélations sont prises en compte dans l'erreur systématique totale des trois modes combinés. Les erreurs non-corrélées sont additionnées quadratiquement. Les erreurs corrélées sont additionnées linéairement en prenant en compte le poids statistique de chaque mode.

traces, des sélecteurs PID, des corrections K^0_S, du comptage des B et du rapport d'embranchement du K^*, corrélées de l'ordre de 1 entre les modes. On va faire une moyenne pondérée des mesures sur les trois modes en prenant comme poids :

$$w_i = \frac{1}{(\sigma_i^{Stat})^2 + (\sigma_i^{Sys.n.c.})^2} \quad \text{avec} \quad i = \{K\pi, K\pi\pi^0, K\pi\pi\pi\}. \tag{7.6}$$

Les poids ne dépendent pas des erreurs systématiques corrélées. Les erreurs systématiques non-corrélées sont moyennées quadratiquement (de la même façon que les erreurs statistiques) et les erreurs corrélées sont moyennées linéairement.

7.5 Résultat final

Le tableau 7.8 contient les rapports d'embranchement et les termes qui servent à le calculer. Les rapports d'embranchement du K^* et du D^0 viennent des mesures existantes [9]. Les résultats des trois modes sont en bon accord entre eux.

Le résultat final du rapport d'embranchement est :

$$\mathcal{B}(B^- \to D^0 K^{*-}) \quad = \quad (\ 5,31 \pm 0,29(stat.) \pm 0,37(syst.)\ ) \times 10^{-4}$$

Rapport d'embranchement	$K^-\,\pi^+$	$K^-\,\pi^+\,\pi^0$	$K^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^+$
N_B^0	$2,318 \times 10^8$		
$\mathcal{B}(K^{*-} \to (\pi^+\pi^-)_{K_S^0}\pi^-)$	0,230		
$\varepsilon_{\text{corrigee}}$	13,30%	4,26%	8,17%
$\mathcal{B}(D^0 \to X)$	3,80%	12,84%	7,46%
# évènements (210,7 fb^{-1})	144,9$\pm$13,1	165,1$\pm$16,5	182,4$\pm$17,1
$\mathcal{B}(B^- \to D^0 K^{*-})$	5,17$\pm 0,45$	5,43$\pm 0,52$	5,39$\pm 0,49$
	5,31 $\pm$ **0,29** $(stat.)$		

résultat publié par BABAR pour les runs 1 et 2 (81,5 fb^{-1})

$\mathcal{B}(B^- \to D^0\ K^{*-})$	5,8$\pm 1,0 \pm 0,5$	5,8$\pm 1,2 \pm 0,7$	8,7$\pm 1,5 \pm 0,9$
	6,3$\pm 0,7(stat.) \pm 0,5(syst.)$		

TAB. 7.8 – Rapports d'embranchement pour les trois états propres de saveur et la moyenne. Les coefficients de la formule 5.5 sont explicités. On rappelle aussi la valeur du rapport d'embranchement publié sur les runs 1 et 2 à comparer avec le résultat de cette analyse sur les mêmes données.

Chapitre 8

Résultats et Interprétation

Le but de cette thèse est d'apporter des contraintes sur l'angle γ du triangle d'unitarité par les désintégrations $B^- \to D^0\ K^*$. Ces désintégrations ne se font que par un échange d'un boson W (pas de contribution pingouin). Le déphasage mesuré est directement la phase δ_{13} de la matrice CKM dans la parametrisation 1.14. Ce chapitre présente les imformations que l'on peut tirer de la mesure des quatre observables GLW pour les paramètres γ et r_B.

Le résultat a été obtenu en considérant 232 millions de paires de $B\overline{B}$, soit 210,7 fb^{-1} de luminosité équivalente.

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_+ &= -0,08 \pm 0,19(stat.) \pm 0,08(syst.) \\
\mathcal{A}_- &= -0,26 \pm 0,40(stat.) \pm 0,12(syst.) \\
\mathcal{R}_+ &= \ \ 1,96 \pm 0,40(stat.) \pm 0,11(syst.) \\
\mathcal{R}_- &= \ \ 0,65 \pm 0,26(stat.) \pm 0,08(syst.)
\end{aligned}$$

$$\mathcal{B}(B^- \to D^0 K^{*-}) = (\ 5,31 \pm 0,29(stat.) \pm 0,37(syst.)\ ) \times 10^{-4}$$

La quasi-intégralité des graphes présentés dans cette section ont été produits avec le code du groupe CkmFitter [19]. Ce programme calcule un niveau de confiance pour toute valeur de chaque paramètre théorique recherché en se plaçant dans le cadre du modèle standard.

8.1 Interprétation de nos résultats

Les observables GLW sont reliés aux parametres γ et r_B par les formules suivantes :

$$\mathcal{A}_\pm = \frac{\pm 2 r_B \sin\delta \sin\gamma}{1 \pm 2 r_B \cos\delta \cos\gamma + r_B^2} \tag{8.1}$$

$$\mathcal{R}_\pm = 1 \pm 2 r_B \cos\delta \cos\gamma + r_B^2 \tag{8.2}$$

où

$$r_B\, e^{i\delta} = \frac{A(B^- \to \overline{D}^0 K^{*-})}{A(B^- \to D^0 K^{*-})} \tag{8.3}$$

8.1.1 Sensibilité de notre mesure à γ en fonction de r_B

Dans les chapitres précédents, les distributions de Monte Carlo ont été faites en supposant r_B = 0. La comparaison du nombre d'évènements de signal dans le Monte Carlo et des données (tableau 8.1) renseigne sur r_B. est un indicateur des effets physiques des amplitudes supprimées. Le tableau 8.1 est la comparaison des nombres d'évènements dans le Monte Carlo et les données pour les modes $CP+$ et $CP-$.

	Simulation (r_B =0)	données
# évènements total $CP+$	25	36
# évènements total $CP-$	25	15

TAB. 8.1 – Comparaison des nombres d'évènements attendus (pour r_B = 0) et mesurés pour les modes $CP+$ et $CP-$ (210,7 fb^{-1}).

Cet effet se transpose dans l'écart entre les valeurs des $\mathcal{R}_\pm$ et l'unité. On peut estimer r_B de manière simple à partir de la formule 8.2 :

$$r_B = \sqrt{\frac{\mathcal{R}_+ + \mathcal{R}_-}{2} - 1} \tag{8.4}$$

$$r_B^l = \left| \frac{\mathcal{R}_+ - \mathcal{R}_-}{4} \right| < r_B \tag{8.5}$$

On obtient finalement les contraintes sur r_B :

$$r_B^2 = 0,30 \pm 0,25 \tag{8.6}$$

$$r_B = 0,54 \pm 0,23 \tag{8.7}$$

$$r_B^l = 0,33 \pm 0,12 < r_B \tag{8.8}$$

Les valeurs centrales sont élevées par rapport à la prédiction théorique décrite au paragraphe 2.4 : $r_B \simeq 0,1$ (section 2.4) pour les désintégrations de B^- en $D^{(*)\,0}K^{(*)-}$.

D'après la formule 8.1, les asymétries doivent être de signes opposés. Les asymétries mesurées ont leurs valeurs centrales de même signe. L'une est proche de 0 et l'autre en est éloignée d'environ 1σ. Les mesures des $\mathcal{A}_\pm$ ajoutent peu d'information sur γ et r_B.

La sensibilité de la mesure sur γ est représentée sur la figure 8.1 en fixant r_B à différentes valeurs. On observe comme prévu que la contrainte sur γ s'affine à mesure que rapport des amplitudes qui interfèrent (r_B) se rapproche de 1.

8.1.2 Contraintes sur r_B et γ

On ne possède pas de relation analytique directe pour contraindre les paramètres γ, r_B et δ à partir des quatre observables $\mathcal{R}_\pm$ et $\mathcal{A}_\pm$. On utilise une approche fréquentiste numérique pour estimer γ et r_B à partir de nos mesures. On définit un χ^2 à 4 degrés de liberté :

$$\chi^2 = (\Delta\mathcal{R}_-,\ \Delta\mathcal{R}_+,\ \Delta\mathcal{A}_-,\ \Delta\mathcal{A}_+) Cor^{-1} \begin{pmatrix} \Delta\mathcal{R}_- \\ \Delta\mathcal{R}_+ \\ \Delta\mathcal{A}_- \\ \Delta\mathcal{A}_+ \end{pmatrix} \tag{8.9}$$

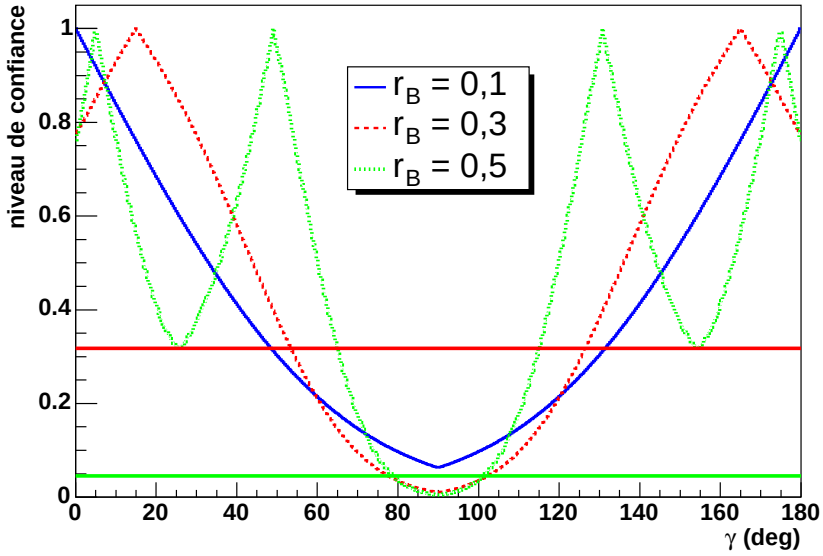

FIG. 8.1 – Niveau de confiance sur l'angle γ en fixant la valeur de r_B à 0,1 ; 0,3 et 0,5 obtenu avec CkmFitter [19]. La droite en rouge donne le niveau à 1 σ. La contrainte sur γ prend sens quand r_B augmente. Notre mesure a tendance à privilégier de grandes valeurs de r_B. Pour de petites valeurs de r_B, l'ajustement estime $\gamma \simeq 0(\mod \pi)$ pour maximiser $\cos\gamma\cos\delta$ dans la formule 8.2.

où par exemple $\Delta\mathcal{R}_- = \mathcal{R}_-{}^{mes} - \mathcal{R}_-{}^{theo}(r_B,\gamma,\delta)$, $\mathcal{R}_-{}^{theo}$ est donné par 8.2 et Cor^{-1} est l'inverse de la matrice de corrélations (4×4) des erreurs statistiques donnée dans le tableau 5.7. Les corrélations sont faibles entre les 4 paramètres et n'influencent pas les résultats. Chaque terme avec un Δ est la différence de la mesure d'une observable et de son calcul théorique pour r_B, γ et δ donnés.

On va chercher les minima du χ^2 dans l'espace des paramètres r_B, γ et δ et extraire les valeurs les plus probables de ces paramètres. Le code du groupe CkmFitter [19] utilise le logiciel `minuit` [96].

La figure 8.2 représente les niveaux de confiance de γ et r_B ainsi que la variation du χ^2 dans le plan γ-r_B.

Le tableau 8.2 contient l'estimation de r_B.

à 1 σ (68,3%)	$r_B = 0,54^{+0,20}_{-0,29}$
à 2 σ (95,5%)	$r_B > 0,09$

TAB. 8.2 – Estimation de r_B venant les désintégrations $B^- \to D^0\ K^{*-}$ sur *BABAR*.

La valeur centrale de l'ajustement est la même que la valeur trouvée analytiquement (8.7).
Le χ^2 a un minimum local pour huit valeurs de γ :

$$\gamma = \{-176; -128; -52; -5; 5; 52; 128; 176\} \tag{8.10}$$

Les intervalles exclus de γ se trouvent dans le tableau 8.3.

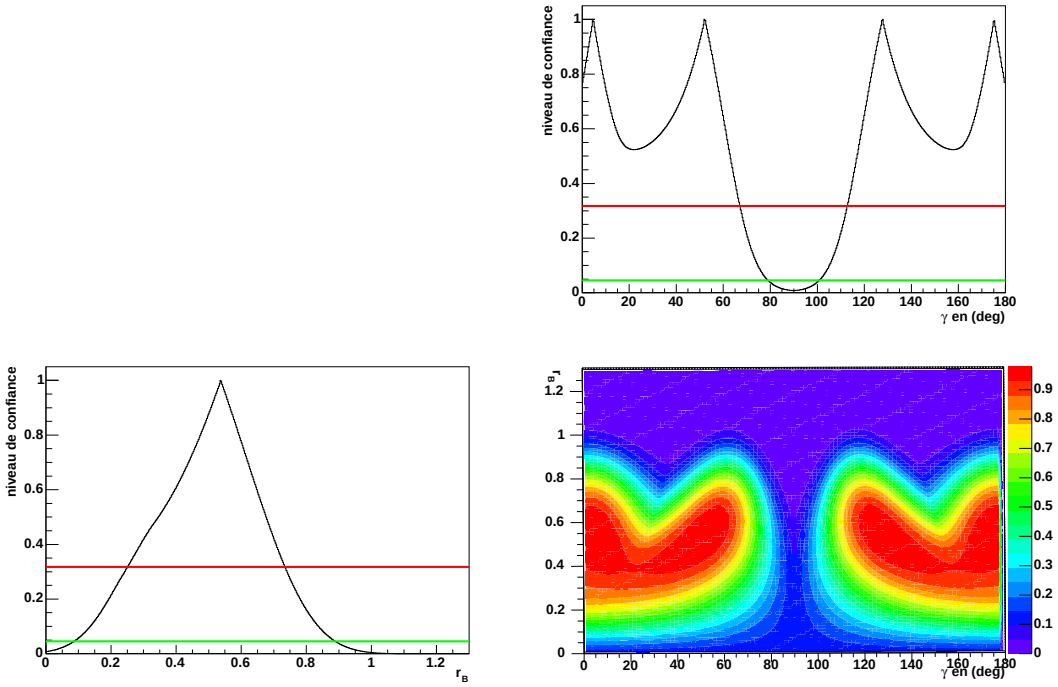

FIG. 8.2 – Les graphes représentent les niveaux de confiance de r_B et γ à 1 et 2 dimensions de l'ajustement des $\mathcal{R}_\pm$ et $\mathcal{A}_\pm$ par CkmFitter [19].

	Intervalles des valeurs exclues de γ
à 1 σ (68,3%)	67 < γ et γ > 113
à 2 σ (95,5%)	79 < γ et γ > 101

TAB. 8.3 – Domaines d'exclusion de γ par les mesures faites dans les désintégrations $B^- \to D^0 K^{*-}$ sur *BABAR*.

Les contraintes apportées sur r_B et γ par seulement trois des quatre observables sont représentées sur la figure 8.3.

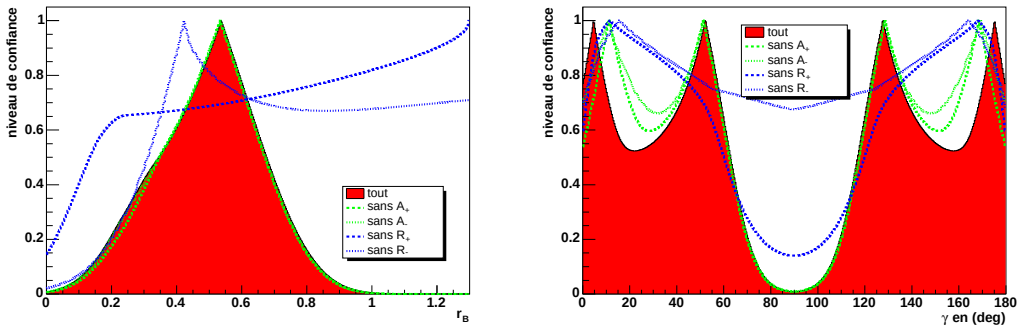

FIG. 8.3 – En rouge est représentée la contrainte due à nos quatre observables. Les autres courbes correspondent aux contraintes obtenues lorsqu'on enlève une observable de l'ajustement. On voit que les mesures sont dominées par le paramètre $\mathcal{R}_+$ et puis celle de $\mathcal{R}_-$.

En conclusion, la methode GLW pour $B^- \to D^0\ K^{*-}$ exclut une petite zone voisine de $\pi/2$ pour γ au niveau de confiance de 95%. Les contraintes sont dominées par les observables $\mathcal{R}_\pm$.

8.2 Combinaison de nos résultats avec d'autres mesures de *BABAR* et Belle

La combinaison des résultats a été fait avec ceux des autres analyses GLW et ADS.

8.2.1 Comparaison avec Belle sur $B^- \to D^0\ K^{*-}$

Belle a produit un résultat sur les asymétries de $B \to \mathrm{D}^0_{CP}K^{*-}$ pour les conférences de l'été 2003 [47] qui reste préliminaire.

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_+ &= -0,02 \pm 0,33(stat.) \pm 0,07(syst.) \\
\mathcal{A}_- &= -0,19 \pm 0,50(stat.) \pm 0,04(syst.) \\
\mathcal{B}(B^- \to D^0 K^{*-}) &= (\ 5,2 \pm 0,5(stat.) \pm 0,6(syst.)\ ) \times 10^{-4}
\end{aligned}$$

Les modes reconstruits sont les mêmes que ceux de notre analyse. Ce résultat a été présenté en conférence et n'a pas donné lieu à une publication. Les contraintes apportées par Belle sont visibles sur la figure 8.4.

8.2.2 Mise en commun des mesures des désintégrations $B^- \to D^{(*)\,0}K^{(*)-}$ de *BABAR* et Belle

La plupart des modes $B^- \to D^{(*)\,0}K^{(*)-}$ ont été étudiés pour contraindre γ avec la méthode GLW et la méthode ADS. Les mesures actuelles sont regroupées dans le tableau 8.4.

La combinaison de toutes ces mesures permet de donner quatre valeurs de γ (en degrés) à 68% de niveau de confiance.

$$\gamma = \left\{\ -135^{+29}_{-19}\ ;\ 44^{+19}_{-29}\ ;\ 44^{+19}_{-29}\ ;\ 135^{+29}_{-19}\ \right\} \tag{8.11}$$

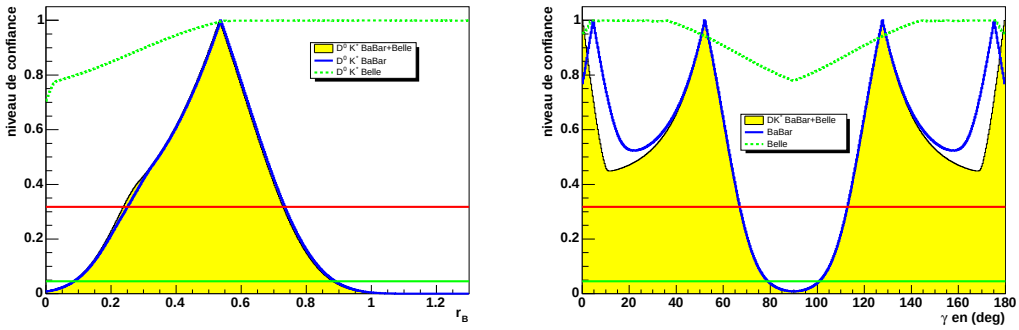

FIG. 8.4 – Niveaux de confiance de r_B et γ provenant de l'ajustement des mesures sur les désintégrations $B^- \to D^0\ K^{*-}$ dans les expériences *BABAR* et Belle. Les droites rouge et verte correspondent à un et deux σ.

Observable	Valeur mesurée par *BABAR*	Valeur mesurée par Belle
$\mathcal{A}_+^{D^0K^*}$	-0,08 $\pm$ 0,19 $\pm$ 0,08	-0,02 $\pm$ 0,33 $\pm$ 0,07
$\mathcal{A}_-^{D^0K^*}$	-0,26 $\pm$ 0,40 $\pm$ 0,12	-0,19 $\pm$ 0,50 $\pm$ 0,04
$\mathcal{R}_+^{D^0K^*}$	1,94 $\pm$ 0,40 $\pm$ 0,11	-
$\mathcal{R}_-^{D^0K^*}$	0,63 $\pm$ 0,26 $\pm$ 0,07	-
$\mathcal{A}_+^{D^0K}$	0,40 $\pm$ 0,15 $\pm$ 0,08	0,07 $\pm$ 0,14 $\pm$ 0,06
$\mathcal{A}_-^{D^0K}$	0,21 $\pm$ 0,17 $\pm$ 0,07	-0,11 $\pm$ 0,14 $\pm$ 0,05
$\mathcal{R}_+^{D^0K}$	0,87 $\pm$ 0,14 $\pm$ 0,06	0,98 $\pm$ 0,18 $\pm$ 0,10
$\mathcal{R}_-^{D^0K}$	0,80 $\pm$ 0,14 $\pm$ 0,08	1,29 $\pm$ 0,16 $\pm$ 0,08
$A_{K\pi}^{D^0K}$	-	0,49 $^{+0,53}_{-0,46}$ $\pm$ 0,06
$R_{K\pi}^{D^0K}$	0,013 $\pm$ 0,011 $\pm$ 0,009	0,028$\pm^{0,015}_{0,014}$ $\pm$ 0,010
$\mathcal{A}_+^{D^{*0}K}$	-0,02 $\pm$ 0,24 $\pm$ 0,05	-0,27 $\pm$ 0,25 $\pm$ 0,04
$\mathcal{A}_-^{D^{*0}K}$	-	0,26 $\pm$ 0,26 $\pm$ 0,03
$\mathcal{R}_+^{D^{*0}K}$	1,09 $\pm$ 0,26 $\pm$ $^{+0,10}_{-0,08}$	1,43 $\pm$ 0,28 $\pm$ 0,06
$\mathcal{R}_-^{D^{*0}K}$	-	0,94 $\pm$ 0,28 $\pm$ 0,06
$R_{K\pi}^{D^{*0}K}$	$-0,001 \pm 0,010 \pm 0,006$	-
$R_{K\pi}^{D^{*0}K}$	$0,0011 \pm 0,019 \pm 0,013$	-

TAB. 8.4 – Observables mesurées des méthodes ADS et GLW pour les désintégrations B^- en $D^{(*)\,0}K^{(*)-}$. $R_{K\pi}^{D^{(*)}K}$ est une observable de la méthode ADS (voir section 2.3.2).

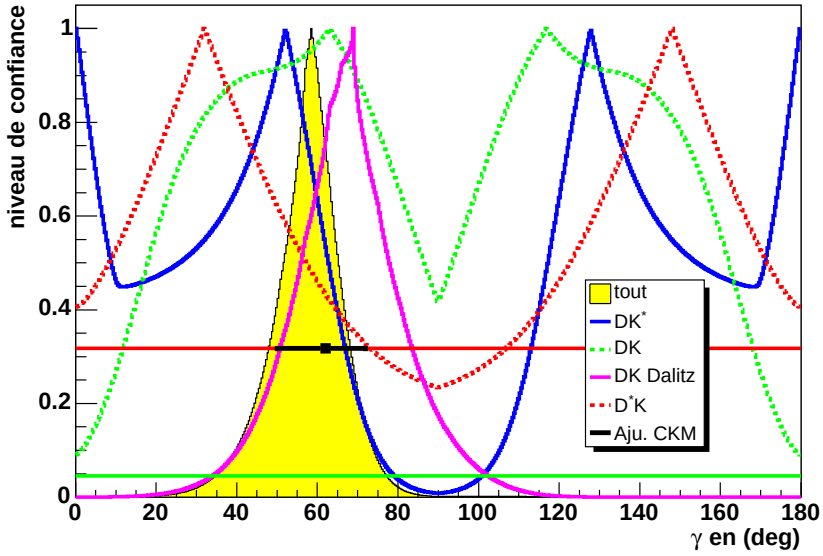

FIG. 8.5 – Niveaux de confiance de γ venant de l'étude des désintégrations de B^- en $D^{(*)\,0}K^{(*)-}$ dans les expériences *BABAR* et Belle. L'histogramme jaune correspond à toutes les données combinées. Les droites rouge et verte correspondent à un et deux σ. Le point avec la barre d'erreur horizontale représente la détermination indirecte de γ de l'ajustement CKM standard.

8.3 Autres contraintes expérimentales sur l'angle γ

Parmi les méthodes expérimentales introduites dans le chapitre 2, certaines permettent de contraindre actuellement γ. Les méthodes qui apportent actuellement le plus de contraintes sur γ sont les analyses Dalitz $B^- \to D^{(*)0}(K^0_S\,\pi^+\,\pi^-)K^-$ [97, 98] :

$$\gamma = 70 \pm 26 \pm 10 \pm 10\ ^o \qquad \text{pour } \textit{BABAR} \tag{8.12}$$

$$\gamma = 68^{+14}_{-15} \pm 13 \pm 11\ ^o \qquad \text{pour Belle} \tag{8.13}$$

où les trois erreurs sont respectivement statistiques, systématiques et dépendantes du modèle utilisé pour l'ajustement du plan de Dalitz.

La bonne connaissance expérimentale de l'angle β permet d'extraire des désintégrations $B^- \to D^{(*)0}\pi^-/\rho^-$ des contraintes sur l'angle γ (voir section 2.1.2). L'interprétation est faite en mettant une erreur théorique de 30% sur la détermination de r en utilisant la symétrie $SU(3)$ et en négligeant les diagrammes d'annihilation et d'échange. La valeur de $2\beta+\gamma$ à 1σ est de [99–102] :

$$2\beta + \gamma = 88^o\ ^{+40}_{-39}\ ^o \tag{8.14}$$

Les désintégrations $B \to D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ permettent d'apporter des contraintes sur γ en considérant la symétrie $SU(3)$ de saveur (voir section 2.2.2). Les contraintes actuelles sur γ ne sont pas significatives [35] :

$$\gamma = [19,4; 80,6]U[120,147]U[160,174] \mod 180^o \quad a1\sigma \tag{8.15}$$

La combinaison des mesures des désintégrations à deux corps sans charme en considérant la symétrie $SU(3)$ de saveur apporte des contraintes dans le plan $\rho-\eta$ (voir section 2.2.1).

La combinaison de ces résultats à 1σ permet de mettre des contraintes indirectes sur γ en considérant les désintégrations du B en un vecteur et un pseudo-scalaire [104] et la deuxième en deux pseudo-scalaires [103].

$$\gamma = (63 \pm 6)^o \qquad\qquad \gamma = (54^{+18}_{-24})^o$$

8.4 Conclusion

Les contraintes actuelles venant des mesures directes de γ n'en sont qu'à leurs débuts. Toutes les mesures actuelles de γ ont au moins une solution compatible avec le modèle standard.

Notre mesure des observables GLW apporte une contribution significative à la mesure de γ rassemblant tous les résultats des analyses GLW et ADS.

Bien que l'erreur statistique soit grande, une grande valeur centrale de r_B est observée pour $B^- \to D^0\ K^{*-}$. Si cette valeur se confirmait, un signal pourrait être observé pour la méthode ADS.

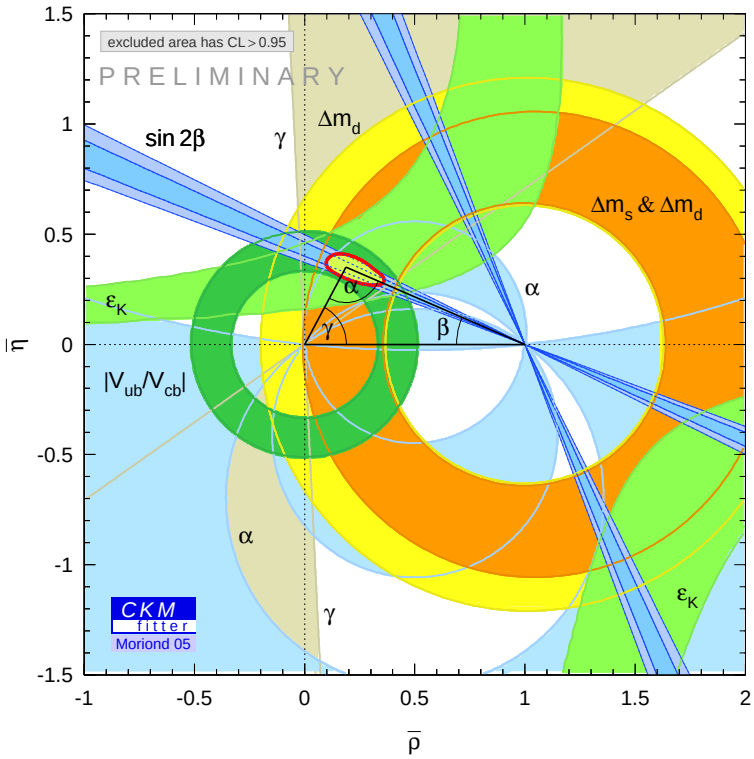

FIG. 8.6 – L'ajustement global de CKM Fitter dans le plan $\bar{\rho} - \bar{\eta}$ [19].

Les mesures de $B^- \to D^0\ K^{*-}$ manquent surtout de statistique. Des progrès sont à attendre avec la taille des échantillons finaux des usines à B et de LHCb. Elles constituent une motivation pour la proposition de futures usines à mésons B.

Conclusion

Les données disponibles dans *BABAR* ont permis de mesurer les observables GLW pour les désintégrations $B^- \to D^0\ K^{*-}$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_+ &= -0,08 \pm 0,19(stat.) \pm 0,08(syst.) \\
\mathcal{A}_- &= -0,26 \pm 0,40(stat.) \pm 0,12(syst.) \\
\mathcal{R}_+ &= \ \ 1,96 \pm 0,40(stat.) \pm 0,11(syst.) \\
\mathcal{R}_- &= \ \ 0,65 \pm 0,26(stat.) \pm 0,08(syst.)
\end{aligned}$$

Une mise à jour du rapport d'embranchement $B^- \to D^0\ K^{*-}$ est aussi proposée :

$$\mathcal{B}(B^- \to D^0 K^{*-}) \ = \ (\ 5,31 \pm 0,29(stat.) \pm 0,37(syst.)\ ) \times 10^{-4}$$

Dans cette thèse, nous avons appliqué la méthode de Gronau-London-Wyler aux désintégrations $B^- \to D^0_{CP}\ K^{*-}$. La haute luminosité intégrée (211 fb^{-1}) fournie par le collisionneur PEP-II en constante amélioration et un détecteur fiable, efficace et performant, a conduit à un échantillon de quelques dizaines d'évènements exploitable pour la mesure. Malgré la faible statistique, les résultats sont significatifs. Une zone d'angle γ compris entre 67 et 128^o est exclue à 95% de niveau de confiance. La mesure est sensible à l'angle γ car le rapport $r_B = |\frac{A(B^- \to \overline{D}^0 K^{*-})}{A(B^- \to D^0 K^{*-})}|$ apparaît assez grand pour que les interférences soient détectables : $r_B = 0,54^{+0,20}_{-0,29}$. La valeur centrale élevée résulte sans doute d'une fluctuation statistique ; cependant r_B = 0 en est éloigné de plus de deux écarts-type. Le rapport r_B mesuré en DK^* est plus grand qu'en DK. La suppression du processus $b \to u$ par la couleur ou autre chose est moins efficace en DK^*. Les désintégrations $B^- \to DK^{*-}$ sont donc prometteuses pour les méthodes GLW et ADS aux usines à B lorsque la statistique augmentera. Nous verrons bientot si la méthode ADS pour $B^- \to DK^{*-}$ confirme une valeur élevée de r_B.

Cette thèse fait partie d'une première série de mesures. Nous sommes allés à l'essentiel par une approche *quasi 2 corps*. Les erreurs statistiques sont beaucoup plus élevées que les erreurs systématiques. Les études systématiques effectuées pour comprendre comment soustraire le fond non résonnant sous le K^* ont montré que la méthode est facilement améliorable. En traitant les évènements dans le plan de Dalitz $D^0 K\pi$ ou en examinant les distributions conjointes de la masse et de l'angle d'hélicité du système $K\pi$, la sensibilité de l'angle γ est accrue car on peut exploiter la variation rapide des phases fortes au travers de la résonance K^*. D'autres méthodes comme celles qui utilisent les modes de désintégration du D en trois corps, ont des sensibilités élevées pour la même raison. Toutes ces méthodes bénéficieront d'une valeur élevée de r_B, si elle se confirme. Actuellement les mesures de γ utilisant les désintégrations rares $D^{(*)}K^{(*)}$ ont des incertitudes essentiellement statistiques bien plus grandes que l'intervalle favorisé par l'ajustement global. De nombreux canaux de désintégrations du D sont exploitables pour de nouvelles méthodes ou

variantes. Les usines à mesons B PEP-II et KEK-B devraient multiplier leurs échantillons par un facteur de l'ordre de 4 soit une luminosité d'environ 1,5 ab^{-1} pour Belle et *BABAR* ensemble à la fin de la décennie. Une précision inférieure à 10^o sur l'angle γ devrait être obtenue, toujours limitée par la statistique. Viendront ensuite les expériences LHC avec des statistiques gigantesques et du bruit de fond.

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Diagrammes d'optimisation pour les modes CP

Cette annexe contient la suite des graphes relatifs à la procédure d'optimisation. Pour chacun des graphes, le code de couleur est le même pour tous les graphes :

La ligne continue (rouge) correspond à la distribution de signal et la ligne brisée (noire/jaune) à celle du bruit de fond. Les points bleus correspondent à ζ comme défini par l'équation 4.12. Le Monte Carlo de signal est normalisé à 165 fb^{-1}. Pour chacun des graphes, toutes les variables sont appliquées à l'exception de celle que l'on trace.

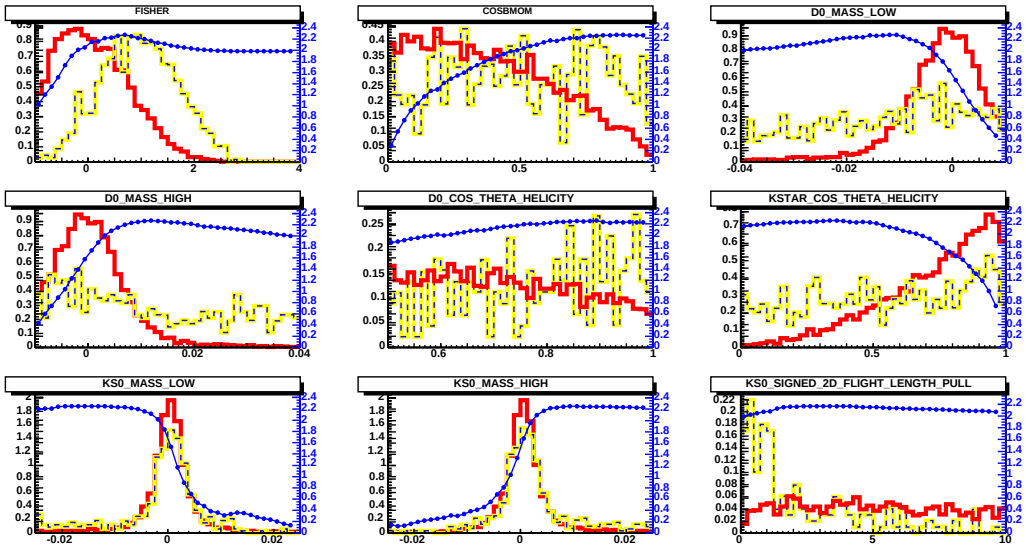

FIG. A.1 – Optimisation de $B \to (K^+\ K^-)_{D^0} K^{*-}$.

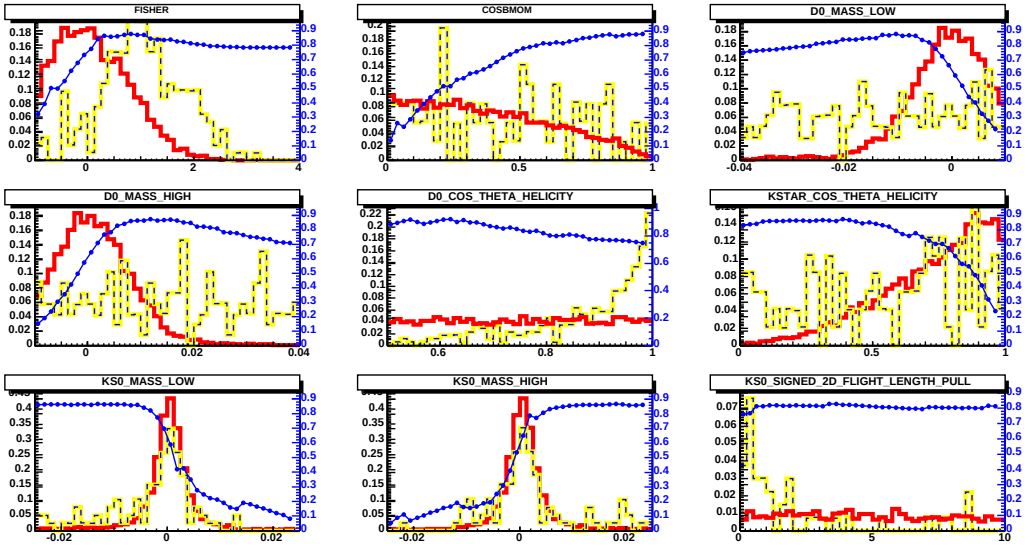

FIG. A.2 – Optimisation de $B \to (\pi^+ \pi^-)_{D^0} K^{*-}$.

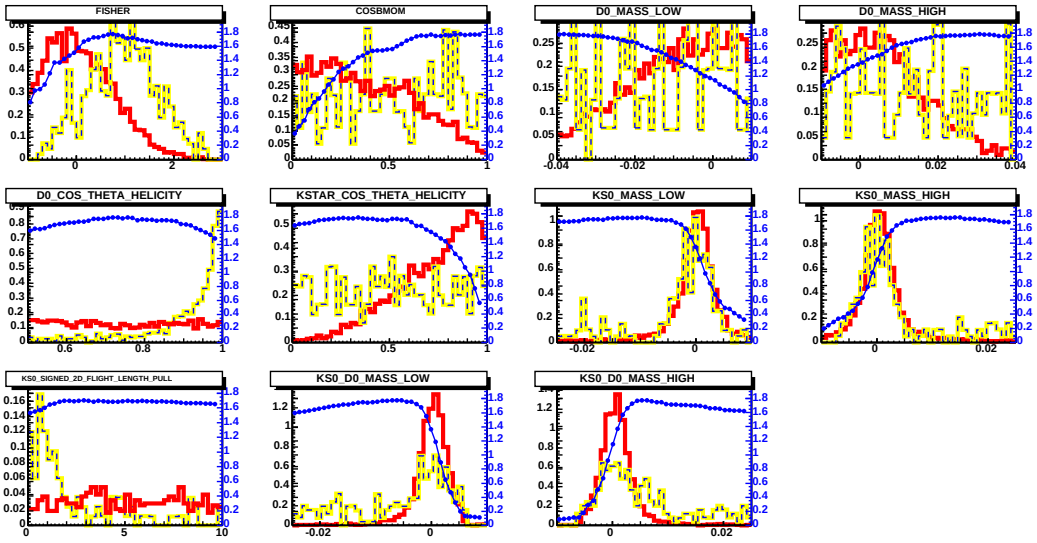

FIG. A.3 – Optimisation de $B \to (K^0_S \pi^0)_{D^0} K^{*-}$.

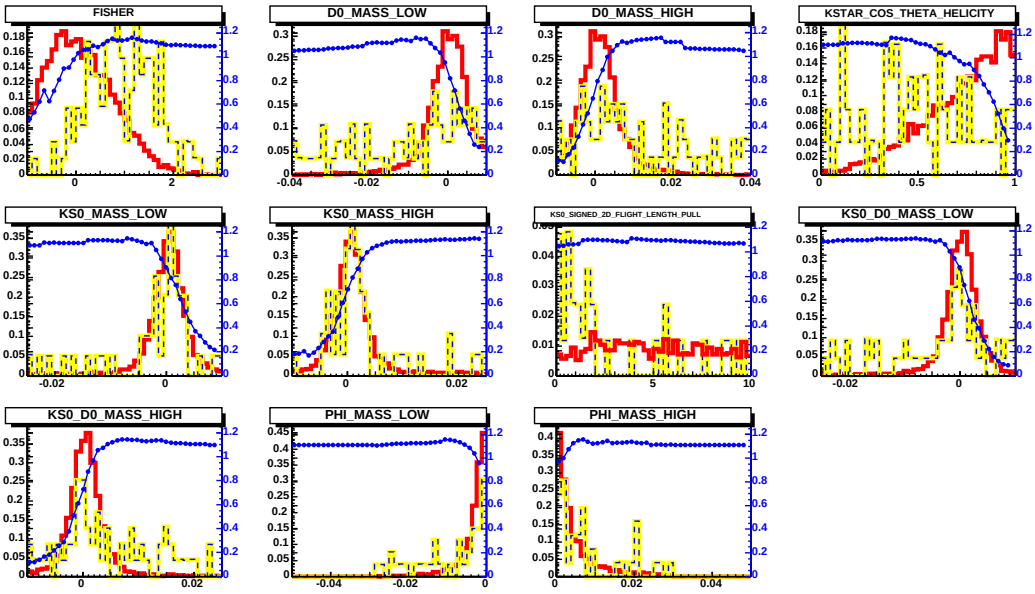

FIG. A.4 – Optimisation de $B \to (K^0_S\ \phi)_{D^0} K^{*-}$

Optimisation des sélecteurs PID

La figure A.5 contient les graphes d'optimisation des sélecteurs d'identification pour les différents modes de désintégration. Pour chaque sélecteur (un sélecteur par ligne), on calcule ζ. On choisit d'utiliser *KLHVeryLoose* pour les kaons dans cette analyse et *LHPionLoose* pour les pions des modes $D^0 \to \pi^+ \pi^-$ et de $\omega \to \pi^+ \pi^- \pi^0$.

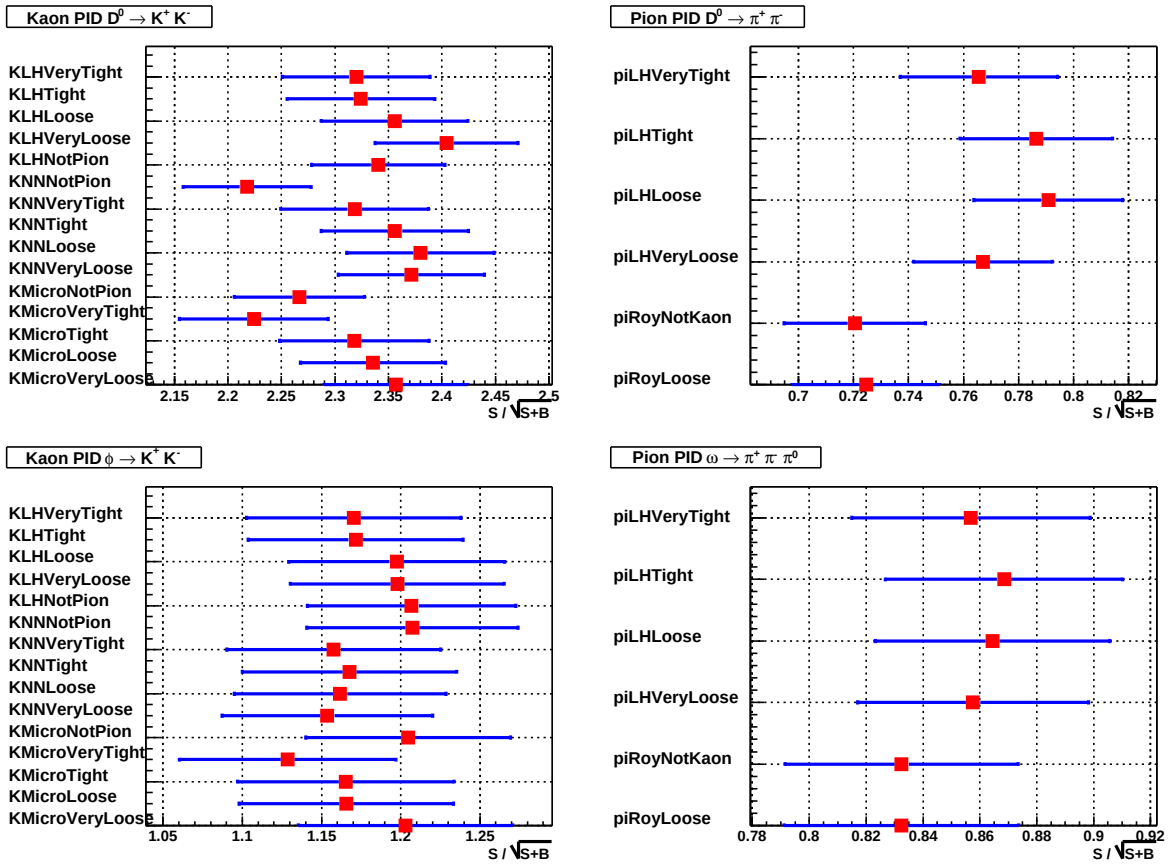

FIG. A.5 – Graphe d'optimisation des sélecteurs d'identification. L'axe x correspond à la signification statistique $S/\sqrt{S+B}$. Les noms des sélecteurs sont communs à la collaboration *BABAR*. En haut à gauche se trouve l'optimisation des sélecteurs PID pour les kaons pour le mode $D^0 \to K^+ K^-$. En haut à droite se trouve l'optimisation des sélecteurs PID pour les pions pour le mode $D^0 \to \pi^+ \pi^-$. En bas à gauche se trouve l'optimisation des sélecteurs PID pour les kaons pour les filles du ϕ. En bas à droite se trouve l'optimisation des sélecteurs PID pour les pions pour les filles du ω.

Optimisation de ΔE

On choisit d'appliquer comme coupure finale $|\Delta E| < 50\,\mathrm{MeV}$ pour le mode $D^0 \to K^0_S\,\pi^0$ et pour tous les autres $|\Delta E| < 25\,\mathrm{MeV}$.

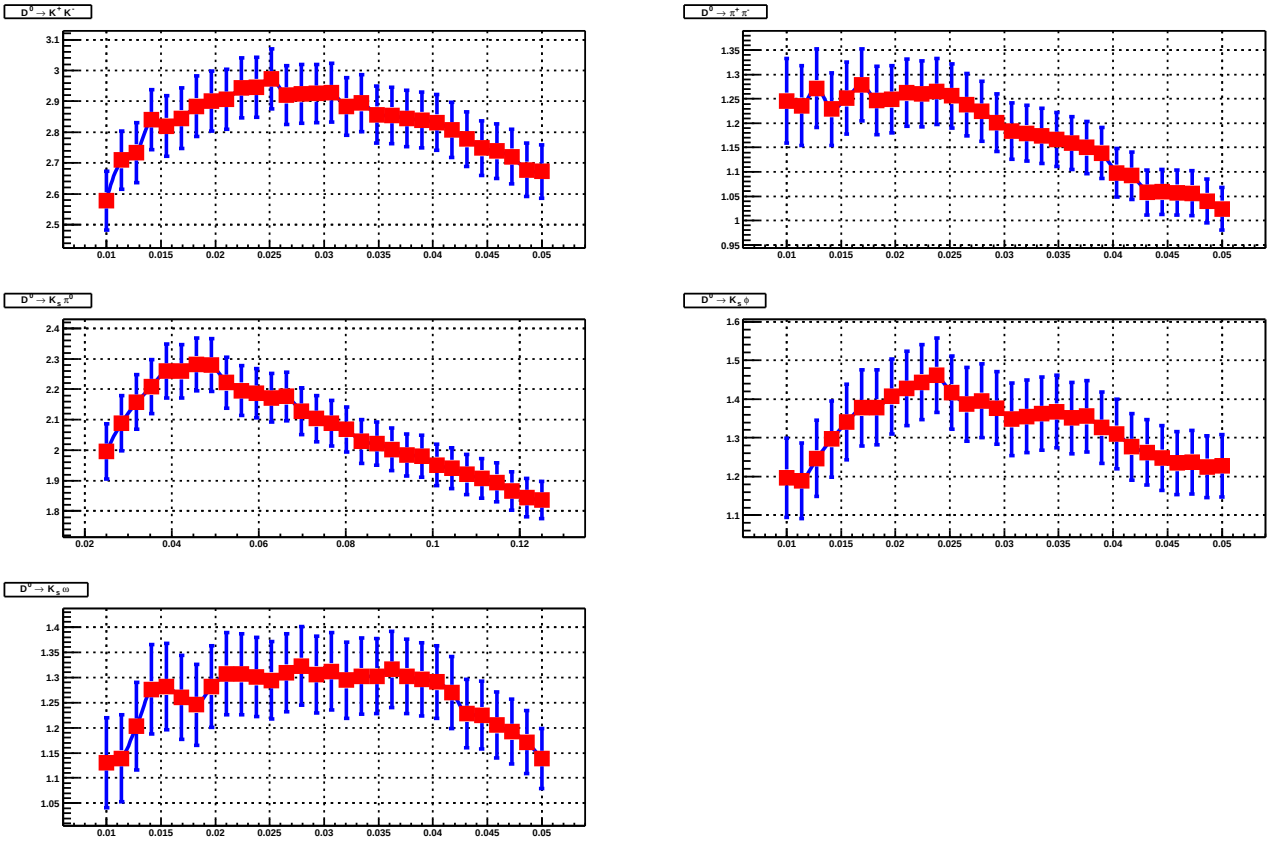

FIG. A.6 – Optimisation de ΔE pour les cinq modes CP. ζ, sur l'axe y, est définie dans la section 4.7.1. L'échelle est différente pour le mode $K^0_S\,\pi^0$.

Annexe B

Contenu du Monte Carlo générique

Le contenu de la simulation est décrit dans la section 5.2.5 Les tableaux de B.1 à B.6 explicitent le contenu du Monte Carlo pour les modes $CP-$ et non-CP. Les définitions des boîtes de signal et de grandes boîtes ont été données dans la section 4.4.

Désintégration	région de signal	(petite/grande) boîte
Signal bien reconstruits	12,23±0,17	0,742
Signal crossfeed	1,16±0,05	0,423
Signal self-crossfeed	0,67±0,04	0,598
Signal +γ	0,60±0,06	0,481
$B^- \to D^0\ \pi^-\ \pi^+\ \pi^-$	0,30±0,30	0,333
$B^- \to D^0\ K_S^0\ \pi^-$	0,91±0,53	0,188
$B^- \to D^0\ a_1^-$	0,91±0,53	0,125
$B^- \to D^0\ K_S^0\ K^-$	0,61±0,43	0,052
$B^0 \to D^-\ a_1^+$	0,31±0,31	0,111
$B^- \to D^{*0}\ K^{*-}$	0,30±0,30	0,026
$B^0 \to D^-\ \rho^+$	0,31±0,31	0,033
$u\overline{u}\ d\overline{d}\ s\overline{s}$	4,03±1,80	0,019
$c\overline{c}$	8,91±2,97	0,030
$B^0 \to$ 2 corps charmés	0,31±0,31	0,100
$B^0 \to$ 3 corps charmés	0,63±0,44	0,025
$B^0 \to$ 4 corps charmés	0,31±0,31	0,029
$B^0 \to$ 5 corps charmés	0,31±0,31	0,053
$B^0 \to$ 6 corps charmés	0,31±0,31	0,143
$B^0 \to$ 3 corps sans charme	0,31±0,31	0,143
$B^0 \to$ 5 corps sans charme	0,31±0,31	0,100
$B^- \to$ 3 corps charmés	0,30±0,30	0,026
$B^- \to$ 4 corps sans charme	0,003±0,003	0,001

TAB. B.1 – Contenu du Monte Carlo normalisé à 210,7 fb^{-1} pour la désintégration $B^- \to D^0\ (K_S^0\ \pi^0) K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$. Ce tableau est construit comme le tableau 5.2.

Désintégration	région de signal	(petite/grande) boîte
Signal bien reconstruits	4,64±0,05	0,842
Signal crossfeed	0,43±0,01	0,410
Signal self-crossfeed	0,26±0,01	0,626
Signal +γ	0,052±0,006	0,473
$B^- \to D^0\ (K^0_S\ K^+\ K^-)K^{*-}$	0,61±0,43	1,000
$B^- \to D^0\ K^0_S\ K^-$	0,30±0,30	0,588
$B^- \to D^{*0}\ K^{*-}$	0,30±0,30	0,53
$B^- \to D^0\ a_1^-$	0,30±0,30	0,333
$u\overline{u}\ d\overline{d}\ s\overline{s}$	0±0	0
$c\overline{c}$	2,98±1,72	0,010
$B^- \to$ 3 corps charmés	0,30±0,30	0,040

TAB. B.2 – Contenu du Monte Carlo normalisé à 210,7 fb^{-1} pour la désintégration $B^- \to D^0\ (K^0_S\ \phi)K^{*-}\ (K^0_S\ \pi^-)$. Ce tableau est construit comme le tableau 5.2.

Désintégration	région de signal	(petite/grande) boîte
Signal bien reconstruits	4,62±0,10	0,762
Signal crossfeed	0,60±0,04	0,340
Signal self-crossfeed	0,26±0,02	0,549
Signal +γ	0,41±0,07	0,496
$B^- \to D^0\ K^0_S\ \pi^-$	0,91±0,53	0,214
$B^- \to D^{*0}\ \rho^-$	0,30±0,30	0,500
$B^- \to D^{*0}\ K^{*-}$	0,30±0,30	0,333
$B^- \to D^0\ \rho^0\pi^-$	0,30±0,30	0,333
$B^- \to D^0\ D^{*-}\ K^0_S$	0,30±0,30	0,333
$B^0 \to D^{*-}\ K^{*+}$	0,31±0,31	0,111
$B^0 \to D^-\ K^{*+}$	0,31±0,31	0,100
$B^- \to D^{*0}\ a_1^-$	0,30±0,30	0,042
$u\overline{u}\ d\overline{d}\ s\overline{s}$	0±0	0
$c\overline{c}$	3,96±1,98	0,015
$B^0 \to$ 7 corps charmés	0,31±0,31	0,167
$B^- \to$ 4 corps sans charme	0,30±0,30	0,143
$B^0 \to$ 3 corps charmés	0,63±0,44	0,016

TAB. B.3 – Contenu du Monte Carlo normalisé à 210,7 fb^{-1} pour la désintégration $B^- \to D^0\ (K^0_S\ \omega)K^{*-}\ (K^0_S\ \pi^-)$. Ce tableau est construit comme le tableau 5.2.

Désintégration	région de signal	(petite/grande) boîte
Signal bien reconstruits	150,7±1,23	0,787
Signal crossfeed	1,57±0,13	0,169
Signal self-crossfeed	1,71±0,16	0,389
Signal +γ	1,84±0,17	0,365
$B^- \to D^0\ K_S^0\ \pi^-$	11,58±1,88	0,529
$B^- \to D^0\ (K^-\ \pi^+) a_1^-$	3,66±1,06	0,118
$B^- \to D^0\ \rho^0 \pi^-$	0,30±0,30	0,200
$B^0 \to \overline{D}^0\ K_S^0\ \pi^0$	0,63±0,44	0,111
$B^0 \to \overline{D}^{*0}\ K_S^0\ \pi^0$	0,31±0,31	0,111
$B^- \to D^0\ \pi^-\ \pi^+\ \pi^-$	0,30±0,30	0,100
$B^0 \to D^{*-}\ K^{*+}$	0,31±0,31	0,056
$B^0 \to D^{*-}\ \rho^+$	0,31±0,31	0,031
$B^- \to D^{*0}\ a_1^-$	0,61±0,43	0,030
$B^- \to D^{*0}\ \pi^-$	0,61±0,43	0,028
$B^0 \to D^{*-}\ a_1^+$	0,31±0,31	0,026
$B^0 \to D^-\ \rho^+$	0,31±0,31	0,017
$B^- \to D^0\ K_S^0\ K^-$	0,91±0,53	0,010
$B^- \to D^{*0}\ \mu^- \overline{\nu}_\mu$	0,30±0,30	0,197
$B^- \to D^0\ e^- \overline{\nu}_e$	0,30±0,30	0,023
$B^0 \to D^{*-}\ \mu^+ \nu_\mu$	0,31±0,31	0,020
$B^0 \to D^{*-}\ e^+\ \nu_e$	0,31±0,31	0,034
$u\overline{u}\ d\overline{d}\ s\overline{s}$	3,22±1,61	0,005
$c\overline{c}$	15,85±3,96	0,013
$B^- \to$ 4 corps charmés	0,61±0,43	0,020
$B^0 \to$ 3 corps charmés	0,31±0,31	0,007

TAB. B.4 – Contenu du Monte Carlo normalisé à 210,7 fb^{-1} pour la désintégration $B^- \to D^0\ (K^-\ \pi^+) K^{*-}\ (K_S^0\ \pi^-)$. Ce tableau est construit comme le tableau 5.2.

Désintégration	région de signal	(petite/grande) boîte
Signal bien reconstruits	180,1±2,57	0,625
Signal crossfeed	3,09±0,34	0,081
Signal self-crossfeed	2,5±0,30	0,257
Signal +γ	10,5±1,6	0,124
$B^- \to D^0\, K_S^0\, \pi^-$	19,81±2,46	0,275
$B^- \to D^{*0}\, K^{*-}$	5,79±1,33	0,017
$B^- \to D^0\, K_S^0\, K^-$	5,18±1,26	0,004
$B^0 \to \overline{D}^0\, \omega$	1,25±0,63	0,286
$B^- \to D^0\, (K^-\, \pi^+\, \pi^0) a_1^-$	3,35±1,01	0,050
$B^0 \to D^-\, K^{*+}$	1,88±0,77	0,041
$B^0 \to D^{*-}\, \rho^+$	1,56±0,70	0,022
$B^- \to D^{*0}\, \rho^-$	3,05±0,96	0,021
$B^0 \to D^{*-}\, K^{*+}$	1,56±0,70	0,015
$B^0 \to D^-\, \rho^+$	1,56±0,70	0,015
$B^- \to D^0\, \rho^-$	2,13±0,81	0,013
$B^0 \to D^{*-}\, a_1^+$	0,94±0,54	0,013
$u\overline{u}\, d\overline{d}\, s\overline{s}$	19,34±3,95	0,007
$c\overline{c}$	47,56±6,87	0,008
$B^0 \to$ 3 corps sans charme	1,25±0,63	0,023
$B^0 \to$ 3 corps charmés	3,75±1,08	0,010
$B^0 \to$ 4 corps charmés	1,56±0,70	0,011
$B^- \to$ 3 corps charmés	2,13±0,81	0,008
$B^- \to$ 4 corps charmés	1,56±0,64	0,008
$B^- \to$ 5 corps charmés	1,22±0,61	0,013

TAB. B.5 – Contenu du Monte Carlo normalisé à 210,7 fb^{-1} pour la désintégration $B^- \to D^0\, (K^-\, \pi^+\, \pi^0) K^{*-}\, (K_S^0\, \pi^-)$. Ce tableau est construit comme le tableau 5.2.

Désintégration	région de signal	(petite/grande) boîte
Signal bien reconstruits	178±1,93	0,798
Signal crossfeed	3,12±0,26	0,057
Signal self-crossfeed	3,92±0,29	0,360
Signal +γ	10,6±1,4	0,237
$B^- \to D^0\, K_S^0\, \pi^-$	17,07±2,28	0,175
$B^- \to D^0\, a_1^-$	4,57±1,18	0,028
$B^- \to D^0\, K_S^0\, K^-$	4,27±1,14	0,013
$B^- \to D^{*0}\, K_S^0\, \pi^-$	1,22±0,61	0,026
$B^0 \to D^-\, K^{*+}$	1,88±0,77	0,014
$B^0 \to D^-\, K_S^0\, \pi^+$	1,25±0,63	0,013
$B^0 \to D^{*-}\, K^{*+}$	1,56±0,70	0,008
$B^- \to D^{*0}\, a_1^-$	1,22±0,61	0,006
$B^0 \to D^{*-}\, a_1^+$	1,25±0,63	0,006
$B^0 \to \overline{D}^0\, K_S^0\, \pi^0$	1,56±0,70	0,005
$u\overline{u}\, d\overline{d}\, s\overline{s}$	8,06±2,55	0,002
$c\overline{c}$	44,59±6,65	0,004
$B^- \to$ 2 corps charmés	2,44±0,86	0,006
$B^- \to$ 3 corps charmés	1,22±0,61	0,002
$B^- \to$ 4 corps charmés	3,35±1,01	0,006
$B^- \to$ 5 corps charmés	1,83±0,75	0,005
$B^0 \to$ 3 corps charmés	6,88±1,47	0,005
$B^0 \to$ 4 corps charmés	4,38±1,17	0,007
$B^0 \to$ 5 corps charmés	0,94±0,54	0,002

TAB. B.6 – Contenu du Monte Carlo normalisé à 210,7 fb^{-1} pour la désintégration $B^- \to D^0\, (K^-\, \pi^+\, \pi^-\, \pi^+) K^{*-}\, (K_S^0\, \pi^-)$. Ce tableau est construit comme le tableau 5.2.

Annexe C

Interprétation alternative en considérant $B^- \to D^0 \left(K^0_S\pi^-\right)_{K^{*-}}$ comme le signal

Dans la section 6.3, on a construit un modèle pour soustraire le fond non résonnant $B^- \to D^0$ K^0_S π^- du signal $B^- \to D^0$ K^{*-}. Dans cette section, on change de point de vue et on regarde comment contraindre γ en considérant comme signal les désintégrations $B^- \to D^0$ $(K^0_S\pi^-)_{K^{*-}}$ avec des paires K^0_S π^- acceptées par nos coupures sur le K^* (892).

C.1 Définition du facteur k

Nous suivons ici la méthode proposée par Gronau dans la référence [41]. Il paramétrise les amplitudes complexes de désintégration sans recours à un modèle. Pour chaque point p du plan Dalitz D^0 K^0_S π^-, les amplitudes de désintégration s'écrivent :

$$A(B^- \to (D^0 K^0_S\pi^-)_p) = a_p \ , \quad A(B^- \to (\overline{D}^0 K^0_S\pi^-)_p) = \bar{a}_p e^{-i\gamma} \ , \tag{C.1}$$

et

$$A(B^- \to (D^0_{\mathrm{CP}\pm} K^0_S\pi^-)_p) = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_p \pm \bar{a}_p e^{-i\gamma}) \ , \tag{C.2}$$

où a_p et $\bar{a}_p$ sont des amplitudes complexes dont la phase et le module dépendent du point p.

Les taux de désintégration correspondants à ces amplitudes s'écrivent :

$$\Gamma(B^- \to D^0 K^0_S\pi^-) = \int dp\, |a_p|^2 \ , \quad \Gamma(B^- \to \overline{D}^0 K^0_S\pi^-) = \int dp\, |\bar{a}_p|^2 \ , \tag{C.3}$$

$$\Gamma(B^- \to D^0_{\mathrm{CP}\pm} K^0_S\pi^-) = \frac{1}{2}\left(\int dp\, |a_p|^2 + \int dp\, |\bar{a}_p|^2\right) \pm \int dp\, \Re(a_p \bar{a}^*_p e^{i\gamma}) \ , \tag{C.4}$$

où l'intégrale porte sur l'espace des phases.

Les taux de désintégration du B^+ pour les modes *CP* sont obtenus en changeant le signe de γ dans l'équation C.3. Les $\mathcal{R}_\pm$ et $\mathcal{A}_\pm$ définis par les formules 2.34 dans le cas résonnant deviennent maintenant :

$$\mathcal{R}^*_\pm \equiv \frac{2[\Gamma(B^- \to D^0_{\mathrm{CP}\pm} K^0_S\pi^-) + \Gamma(B^+ \to D^0_{\mathrm{CP}\pm} K^0_S\pi^+)]}{\Gamma(B^- \to D^0 K^0_S\pi^-) + \Gamma(B^+ \to \overline{D}^0 K^0_S\pi^+)} \ , \tag{C.5}$$

$$\mathcal{A}^*_\pm \equiv \frac{\Gamma(B^- \to D^0_{\mathrm{CP}\pm} K^0_S\pi^-) - \Gamma(B^+ \to D^0_{\mathrm{CP}\pm} K^0_S\pi^+)}{\Gamma(B^- \to D^0_{\mathrm{CP}\pm} K^0_S\pi^-) + \Gamma(B^+ \to D^0_{\mathrm{CP}\pm} K^0_S\pi^+)} \ . \tag{C.6}$$

En reportant C.3 et C.4 dans C.5 et C.6, nous obtenons :

$$\mathcal{R}^*_\pm = 1 + r_s^2 \pm 2\cos\gamma \frac{\Re(\int dp\, a_p \bar{a}^*_p)}{\int dp\, |a_p|^2} \ , \tag{C.7}$$

$$\mathcal{R}^*_\pm \mathcal{A}^*_\pm = \pm 2\sin\gamma \frac{\Im(\int dp\, a_p \bar{a}^*_p)}{\int dp\, |a_p|^2} \ . \tag{C.8}$$

où

$$r_s^2 \equiv \frac{\Gamma(B^- \to \overline{D}^0 K^0_S \pi^-)}{\Gamma(B^- \to D^0 K^0_S \pi^-)} \ . \tag{C.9}$$

r_s diffère de r_B car il tient compte de la composante non résonnante sous le signal $B^- \to DK^{*-}$. On pose :

$$k e^{i\delta_s} \equiv \frac{\int dp\, a_p \bar{a}^*_p}{\sqrt{\int dp\, |a_p|^2 \int dp\, |\bar{a}_p|^2}} \ , \tag{C.10}$$

L'inégalité de Schwarz implique $0 \leq k \leq 1$. Finalement, $\mathcal{R}_\pm$ et $\mathcal{A}_\pm$ s'écrivent :

$$\mathcal{R}^*_\pm = 1 + r_s^2 \pm 2 k r_s \cos\delta_s \cos\gamma \ , \tag{C.11}$$

$$\mathcal{R}^*_\pm \mathcal{A}^*_\pm = \pm 2 k r_s \sin\delta_s \sin\gamma \ . \tag{C.12}$$

L'intégration du fond non résonnant dans le signal nécessite un paramètre supplémentaire par rapport aux équations 2.34, le facteur k. Si $k = 0$, la méthode n'est plus sensible à l'angle γ. Si $k = 1$, nous retrouvons le cas étudié jusqu'ici. La question est donc de savoir si l'on peut estimer le paramètre k.

C.2 Estimation du facteur k

Pour estimer le facteur k, nous utilisons le modèle développé à la section 6.3.2, qui aboutit aux relations 6.13 et 6.14 que nous réécrivons :

$$R^*_\pm = 1 \pm 2 r_B \frac{\cos\delta + \rho_c^2 \lambda \cos(\delta + \phi)}{1 + \rho_c^2} \cos\gamma + r_B^2 \frac{1 + \rho_c^2 \lambda^2}{1 + \rho_c^2} \tag{C.13}$$

$$A^*_\pm R^*_\pm = \pm 2 r_B \frac{\sin\delta + \rho_c^2 \lambda \sin(\delta + \phi)}{1 + \rho_c^2} \sin\gamma \tag{C.14}$$

On identifie ces relations aux équations C.11 et C.12 pour obtenir k en fonction de ρ_c et λ :

$$r_s = r_B \sqrt{\frac{1 + \rho_c^2 \lambda^2}{1 + \rho_c^2}} \tag{C.15}$$

$$k e^{i\delta_s} = \frac{e^{i\delta}(1 + \lambda \rho_c^2\, e^{i\phi})}{\sqrt{(1 + \rho_c^2)(1 + \lambda^2 \rho_c^2)}} \tag{C.16}$$

La figure C.1 montre que dans notre modèle $|k| > 0,8$.

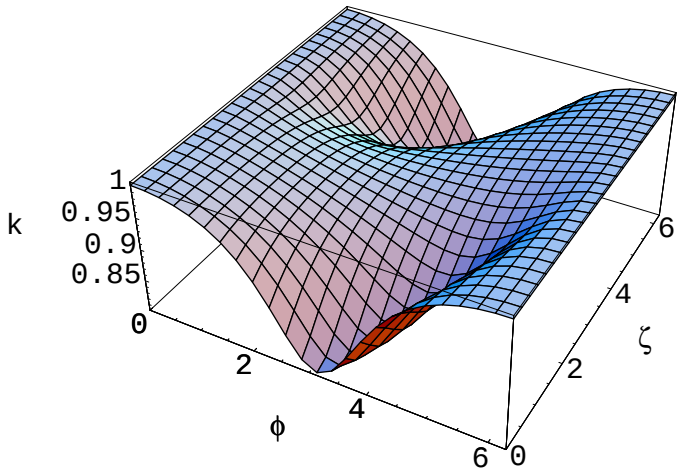

FIG. C.1 – Valeur du paramètre k en fonction de ϕ et de ζ avec $c = 1/3$, $\rho_c = 0,22$, and $r_B = 0,2$.

C.3 Analyse de CP

Les résultats sans la correction systématique venant du fond non résonnant sont :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_+ &= -0,08 \pm 0,19(stat.) \pm 0,06(syst.) \\
\mathcal{A}_- &= -0,26 \pm 0,40(stat.) \pm 0,11(syst.) \\
\mathcal{R}_+ &= 1,96 \pm 0,40(stat.) \pm 0,11(syst.) \\
\mathcal{R}_- &= 0,65 \pm 0,26(stat.) \pm 0,07(syst.)
\end{aligned}$$

On introduit ces valeurs dans CkmFitter qui minimise la formule suivante (voir 8.1.2) :

$$\begin{aligned}
\chi^2 = \quad & \left(\frac{{\mathcal{R}_-}^{mes} - {\mathcal{R}_-}^{*theo}(r_s,\gamma,\delta_s,k)}{\sigma_{\mathcal{R}_-}}\right)^2 + \left(\frac{{\mathcal{A}_-}^{mes} - {\mathcal{A}_-}^{*theo}(r_s,\gamma,\delta_s,k)}{\sigma_{\mathcal{A}_-}}\right)^2 + \\
& \left(\frac{{\mathcal{R}_+}^{mes} - {\mathcal{R}_+}^{*theo}(r_s,\gamma,\delta_s,k)}{\sigma_{\mathcal{R}_+}}\right)^2 + \left(\frac{{\mathcal{A}_+}^{mes} - {\mathcal{A}_+}^{*theo}(r_s,\gamma,\delta_s,k)}{\sigma_{\mathcal{A}_+}}\right)^2 \quad \text{(C.17)}
\end{aligned}$$

On suppose que k est un paramètre théorique inconnu. On applique à k une erreur théorique uniforme $0,8 \leq k \leq 1$ On obtient la contrainte sur γ représentée sur la figure C.2.

On observe que la contrainte est légèrement moins stricte avec cette méthode qu'avec celle choisie. Cela vient du fait que l'effet non résonnant est dans le premier cas pris en compte par une erreur systématique négligeable devant l'erreur statistique. Alors que dans le second, cet effet est pris en compte par une erreur théorique plate.

Nous avonc choisi la première méthode même si elle repose sur un modèle car :

– le modèle est très réaliste.
– Les résultats diffèrent très peu entre les deux méthodes.
– Nous préférons donner des résultats pour le canal $D^0\ K^*$ que les phénoménologistes devraient pouvoir interpréter plus facilement que $D^0(K^0_S\pi^-)_{K^{*-}}$ qui dépend des coupures expérimentales.

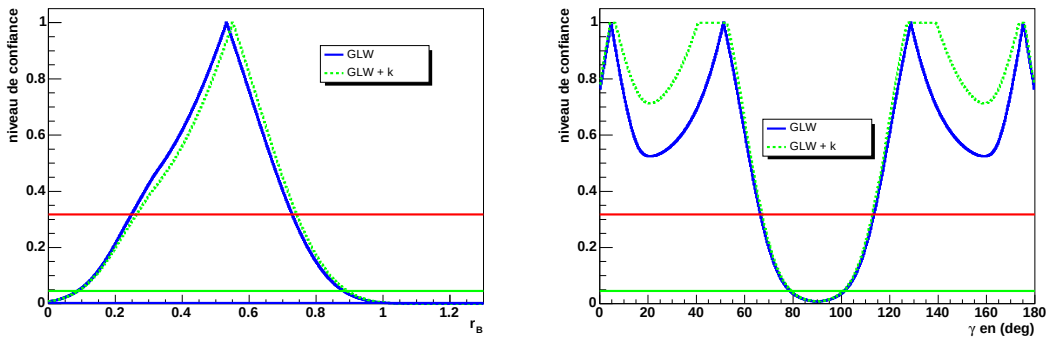

FIG. C.2 – Niveaux de confiance de r_B et γ de l'ajustement des $\mathcal{R}_\pm$ et $\mathcal{A}_\pm$ par CkmFitter [19] en variant k entre 0,8 et 1. Les droites rouge et verte correspondent à un et deux écarts type.

Annexe D

Compléments pour le calcul des relations GLW modifiées

D.1 Paramétrisation de la Breit-Wigner

On part de la formule du Particle Data Group :

$BW(s) = \frac{-(1/2)m\Gamma}{s-m^2+im\Gamma}$

Ici$m = m_{K^*} = 892$ MeV/c^2 et $\Gamma = \Gamma_{K^*} = 50.8$ MeV/c^2. Dans notre analyse, on doit calculer l'integrale :

$\int_{s_L}^{s_U} |BW(s)|^2 ds$

Les bornes d'intégration $s_U,\ s_L$ sont des fonctions de nos coupures m_U et m_L sur la masse invariante du système $K^0_S\,\pi$

$s_U = (m + m_U)^2$ and $s_L = (m - m_L)^2$

L'integrale peut s'écrire :

$\int |BW(s)|^2 ds = \int \frac{(1/4)m^2\Gamma^2}{(s-m^2)^2+m^2\Gamma^2} ds = \frac{1}{4}\int \frac{ds}{(\frac{s-m^2}{m\Gamma})^2+1}$

Ou mieux encore, en passant à la variable z :

$z = \frac{s-m^2}{m\Gamma}$; $dz = \frac{ds}{m\Gamma}$

$\frac{1}{4}\int \frac{ds}{(\frac{s-m^2}{m\Gamma})^2+1} = \frac{1}{4}m\Gamma \int_a^b \frac{dz}{z^2+1}$

Les bornes d'intégration sont maintenant :

$b = \frac{(m+m_U)^2-m^2}{m\Gamma}$ and $a = \frac{(m-m_L)^2-m^2}{m\Gamma}$

Si nous écrivons les coupures en masse en unités de la largeur du K^*, par exemple $m_U = n\Gamma$, on obtient :

$b = 2n + \frac{n^2\Gamma}{m}$ and $a = -2n + \frac{n^2\Gamma}{m}$

Remarquons que :

$\int_a^b \frac{dz}{z^2+1} = tan^{-1}b - tan^{-1}a$

Nous voulons normaliser l'intégrale :

$\frac{1}{4}f\int_a^b \frac{dz}{z^2+1} = 1$

Donc :

$f = \frac{4}{tan^{-1}b - tan^{-1}a}$

Un dernier changement de variable : $x = fz,\ dx = fdz$ et l'intégrale s'écrit :

$\frac{1}{4}f\int_a^b \frac{dz}{z^2+1} = \frac{1}{4}\int_\alpha^\beta \frac{dx}{(x/f)^2+1}$

Avec les bornes α et β :

$\beta = fb = (\frac{4}{tan^{-1}[\frac{(m+m_U)^2-m^2}{m\Gamma}] - tan^{-1}[\frac{(m-m_L)^2-m^2}{m\Gamma}]})(\frac{(m+m_U)^2-m^2}{m\Gamma})$

$\alpha = fa = (\frac{4}{tan^{-1}[\frac{(m+m_U)^2-m^2}{m\Gamma}] - tan^{-1}[\frac{(m-m_L)^2-m^2}{m\Gamma}]})(\frac{(m-m_L)^2-m^2}{m\Gamma})$

La coupure sur la masse $K^0_S\ \pi$ est de $\pm$75 MeV/c^2 ($= 1.48\Gamma$). Comme $\pm$75 MeV/c^2 $= \pm 1.5\Gamma$, il vient pour $a,\ b$ and f, en négligeant le terme en $n^2\Gamma/m$:

$a = -3,\ b = 3,\ f = 2/tan^{-1}3 = 1.6$

D'où les bornes $\alpha,\ \beta$:

$\alpha = af = -4.8$ and $\beta = bf = 4.8$

Et finalement, l'expression de BW en fonction de x :

$BW(q) = \frac{-1/2}{x/f+i}$

Dans l'espace des x, le fond non résonnant intégré est par définition ρ^2. Donc :

$\int_{x_{min}=-4.8}^{x_{max}=+4.8} \mu^2 dx = \rho^2 \rightarrow \mu = \frac{\rho}{\sqrt{x_{max}-x_{min}}} = \frac{\rho}{\sqrt{9.6}} = \frac{\rho}{3.1}$

D.2 Le facteur λ

Notations :

R : résonance ; NR fond non résonnant.

$-\ c = 1/3$ facteur de suppression de couleur.

$-\ a^2 = (NR/R)_{All}$ = taux(K π)/ taux(K^*) pour les processus CA favorisés par la couleur (diagrammes spectateur).

$-\ b^2 = (NR/R)_{Sup}$ = même rapport pour les processus CS supprimés de couleur (non spectateur).

D'où :

$-\ ae^{i\alpha}$ = le rapport (complexe) des amplitudes NR et R amplitudes pour les diagrammes CA.

$-\ be^{i\beta}$ = rapport analogue pour les diagrammes CS.

$-\ \zeta$ phase de l'amplitude R, CS.

Noter que l'on utilise la même amplitude pour la fragmentation d'une paire $u\bar{s}$ qu'elle se produise dans un processus$b \rightarrow c$ ou $b \rightarrow u$.

Avec nos notations,

$$\begin{aligned} \rho_c e^{i\Delta_c} = \frac{All^c\ ae^{i\alpha} + Sup^c\ be^{i(\beta+\zeta)}}{All^c + Sup^c e^{i\zeta}} &= \frac{ae^{i\alpha} + bce^{i(\beta+\zeta}}{1 + ce^{i\zeta}} \\ \rho_u e^{i\Delta_u} = \frac{Sup^u\ be^{i\beta}}{Sup^u} &= be^{i\beta} \end{aligned} \tag{D.1}$$

and

$$\lambda e^{i\Phi} = \frac{be^{i\beta}}{ae^{i\alpha} + bce^{i(\beta+\zeta)}}\ (1 + ce^{i\zeta}) = \frac{b(1 + ce^{i\zeta})}{ae^{i(\alpha-\beta)} + bce^{i\zeta}} \tag{D.2}$$

Cas particulier :

$-\ a = b$ la fragmentation $u\bar{s}$ est aussi la même pour les graphes CA and CS. On l'adopte pour calculer λ.

$$\lambda e^{i\Phi} = \frac{1 + ce^{i\zeta}}{e^{i\theta} + ce^{i\zeta}}, \text{with } \theta = \alpha - \beta, \tag{D.3}$$

On voit que λ est compris entre 1/2 et 2 quels que soient θ et ξ entre 0 et 2π.

D.3 Distribution de $\cos\theta_H(K^*)$ en présence d'un bruit de fond onde-S

Cette section décrit la distribution de l'angle d'hélicité d'un signal onde-P interférant avec un bruit de fond non résonnant onde-S NR). On l'applique ici à la distribution d'hélicité $(K^0_S\pi^-)^{*-}_K$

dans le cas où le signal correspond à la désintégration $B^- \to D^0\ K^{*-}$ et le bruit de fond $B^- \to D^0\ K^0_S\ \pi^-$.

On considère les désintégrations du D^0 dans les états non-CP ($K\pi, K\pi\pi^0, K3\pi$), qui peuvent être considérées comme de pures désintégrations $b \to c$. L'amplitude de désintégration s'écrit dans l'espace des phases comme [93] :

$$\aleph = A(B^{\mp} \to [D^0/\overline{D}^0][K^{*\mp} + NR]) \propto ((\sqrt{3}\cos\theta)BW(s) + \mu_c e^{i\Delta c}). \tag{D.4}$$

L'intégrale de cette relation sur la masse invariante du K^* s'écrit

$$\begin{aligned} dN/d\cos\theta = \int \quad & \aleph\aleph^* \quad ds \\ \text{ou} \quad & \aleph\aleph^* = (\sqrt{3}\cos\theta BW(s) + \mu_c e^{i\Delta c})(\sqrt{3}\cos\theta BW^*(s) + \mu_c e^{-i\Delta c}) \\ & \aleph\aleph^* = 3\cos^2\theta BW(s)BW^*(s) + \sqrt{3}cos\theta\mu_c\left[BW(s)e^{-i\Delta c} + BW^*(s)e^{i\Delta c}\right] + \mu_c^2 \end{aligned} \tag{D.5}$$

On utilise une distribution de Breit-Wigner [9] de largeur $\Gamma_0 = 50.8\,\mathrm{MeV}/c^2$. Cette fonction s'écrit en fonction de x (le changement de variable $\sqrt{s} \to x$ est décrit dans la section D.1)) :

$$BW(x) = \frac{-\frac{1}{2}}{\frac{x}{f} + i} \quad \text{ou} \quad f = \frac{2}{\tan^{-1} w_0}, \tag{D.6}$$

où w_0 s'exprime en nombre de largeur (Γ_0).

Les bornes de l'integrale sont de $\pm 75\,\mathrm{MeV}/c^2$ autour de la masse invariante du K^*. Le changement de base $\sqrt{s} \to x$ avec cette valeur donne $w_0 = 2.95$, $f = 1.61$. L'intégrale du premier terme de l'équation D.5 est égale à $3\cos^2\theta$ ($BW(x)BW(x)^* = 1$). L'intégrale du quatrième terme est :

$$\begin{aligned} \int_{x_{min}}^{x_{max}} \mu_c^2 dx &= \rho_c^2 \\ \mu_c &= \frac{\rho_c}{\sqrt{x_{max} - x_{min}}} \\ &= \frac{\rho_c}{3.08} \quad \text{for } m(K^*) = \pm 75\,\mathrm{MeV}/c^2 \\ &= \frac{\rho_c}{2.76} \quad \text{for } m(K^*) = \pm 55\,\mathrm{MeV}/c^2 \end{aligned} \tag{D.7}$$

Le deuxième terme de l'équation D.5 s'écrit :

$$\sqrt{3}\cos\theta\mu_c e^{-i\Delta c}\frac{-1/2}{x/f + i} = \sqrt{3}\cos\theta\mu_c e^{-i\Delta c}(-2)\left[\frac{1/4(x/f)}{(x/f)^2 + 1} - i\frac{1/4}{(x/f)^2 + 1}\right] \tag{D.8}$$

L'intégrale de la première partie de cette équation est égale à 0 ($\int_{-a}^{+a} \frac{x}{(bx)^2+1}dx = 0$). La seconde partie donne

$$\sqrt{3}\cos\theta\mu_c e^{-i\Delta c}(-2)(-i)\int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{1/4}{(x/f)^2 + 1}dx = 2i\sqrt{3}\cos\theta\mu_c e^{-i\Delta c} \tag{D.9}$$

en utilisant le fait que $BW(x)BW(x)^* = 1$.

De manière similaire, le troisième terme de l'équation D.5 s'écrit :

$$\begin{aligned}\int_{x_{min}}^{x_{max}} \sqrt{3}\cos\theta\mu_c e^{+i\Delta c}\frac{-1/2}{x/f-i} &= \int_{x_{min}}^{x_{max}} \sqrt{3}\cos\theta\mu_c e^{+i\Delta c}(-2)\left[\frac{1/4(x/1f)}{(x/f)^2+1}+i\frac{1/4}{(x/f)^2+1}\right] \\ &= -2i\sqrt{3}\cos\theta\mu_c e^{+i\Delta c} \qquad \text{(D.10)}\end{aligned}$$

En mettant ensemble les second (Eq. D.9) et troisième (Eq. D.10) termes de l'équation, on obtient :

$$\begin{aligned}& 2i\sqrt{3}\cos\theta\mu_c e^{-i\Delta c}+(-2i)\sqrt{3}\cos\theta\mu_c e^{+i\Delta c} \\ =\ & 2i\sqrt{3}\cos\theta\mu_c(e^{-i\Delta c}-e^{+i\Delta c}) \\ =\ & 2i\sqrt{3}\cos\theta\mu_c(-2i\sin\Delta c) \\ =\ & 4\sqrt{3}\mu_c\cos\theta\sin\Delta c\end{aligned}$$

Finalement, l'intégrale D.5 s'écrit

$$dN/dcos\theta = 3\ \cos^2\theta + 4\sqrt{3}\mu_c\sin\Delta c\ \cos\theta + \rho_c^2, \qquad \text{(D.11)}$$

où μ_c et ρ_c sont reliés par l'équation D.7.

Bibliographie

[1] J. H. Christenson, J. W. Cronin,V. L. Fitch et R. Turlay, "Evidence for the 2 π Decay of the K_2^0 Meson", Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[2] A. D. Sakharov, "Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the Universe", JETP Lett. **5**, 24-27, (1967).

[3] M. Kobayashi et T. Maskawa, "CP-violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction" Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[4] D. Casadei, "Searches for cosmic antimatter," arXiv :astro-ph/0405417 (2004).

[5] R. D. Peccei, "The Strong CP Problem," Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **3** (1989) 503.

[6] S. M. Barr and W. J. Marciano, "Electric Dipole Moments," Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **3** (1989) 455.

[7] I. I. Bigi et A. I. Sanda, *CP Violation*, Cambridge University press (2000).
J. A. Peacock, *Cosmological Physics*, Cambridge University press (1999).
F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons (1984).
M. E. Peskin et D. V. Schroeder, *An introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley, Menlo Park (1995).
D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge University Press (2000).
L. H. Ryder, *Quantum Field Theory*, Cambridge University Press (1996).

[8] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos," Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562 [arXiv :hep-ex/9807003].

[9] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], "Review of particle physics," Phys. Lett. B **592** (2004) 1.

[10] N. Cabibbo, "Unitary Symmetry And Leptonic Decays," Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.

[11] L. Wolfenstein, "Parametrization Of The Kobayashi-Maskawa Matrix," Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.

[12] C. Jarlskog, "A Basis Independent Formulation Of The Connection Between Quark Mass Matrices, CP Violation And Experiment," Z. Phys. C **29** (1985) 491.

[13] C. Jarlskog and R. Stora, "Unitarity Polygons And CP Violation Areas And Phases In The Standard Electroweak Model," Phys. Lett. B **208** (1988) 268.

[14] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], "Search for D^0-$\overline{D}^0$ mixing using semileptonic decay modes", Phys. Rev. D **70** (2004) 091102, [arXiv :hep-ex/0408066].

[15] A. J. Buras, M. E. Lautenbacher and G. Ostermaier, "Waiting for the top quark mass, $K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}$, B_s-$\overline{B}_s$ mixing and CP asymmetries in B decays", Phys. Rev. **D50**, 3433 (1994) [hep-ph/9403384].

[16] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], "Observation of direct CP violation in B0 $\to$ K+ pi-decays," Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 131801 [arXiv :hep-ex/0407057].

[17] Y. Chao *et al.* [Belle Collaboration], "Evidence for direct CP violation in B0 → K+ pi- decays," Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 191802 [arXiv :hep-ex/0408100].

[18] K. Lande, E. T. Booth, J. Impeduglia, L. M. Lederman and W. Chinowsky, "Observation Of Longlived Neutral V Particles," Phys. Rev. **103** (1956) 1901.

[19] J. Charles *et al.* [CKMfitter Group], "CP violation and the CKM matrix : Assessing the impact of the asymmetric B factories," arXiv :hep-ph/0406184.

[20] D. Asner [CLEO Collaboration], "The CLEO-c research program," AIP Conf. Proc. **722** (2004) 82 [arXiv :hep-ex/0312034].

[21] J. Mnich, "Overview of standard model results from LEP and Tevatron," Czech. J. Phys. **54** (2004) A193.

[22] S. Menzemer [CDF Collaboration], "Prospects for B/s mixing at CDF II," Czech. J. Phys. **54** (2004) A333.

[23] B. Aubert *et al.* [BABAR collaboration], "Measurement of the B^0-$\overline{B}^0$ oscillation frequency with inclusive dilepton events", Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 221803, [arXiv :hep-ex/0112045].

[24] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], "Measurement of the CP-violating asymmetry amplitude sin 2beta. ((B))," Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 201802 [arXiv :hep-ex/0207042].

[25] A. Abashian *et al.* [BELLE Collaboration], "Measurement of the CP violation parameter sin(2phi(1)) in B/d0 meson decays," Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2509 [arXiv :hep-ex/0102018].

[26] J. Alexander *et al.* [Heavy Flavor Averaging Group (HFAG)], "Averages of b-hadron properties as of summer 2004," arXiv :hep-ex/0412073.

[27] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], "Improved measurement of CP asymmetries in B0 → (c anti-c) K(*)0 decays," arXiv :hep-ex/0408127.

[28] I. Dunietz, "Clean CKM information from $B^0(t) \to D^{*\mp}\pi^{\pm}$", Phys. Lett. B **427** (1998) 179, [arXiv :hep-ph/9712401].

[29] B. Kayser and D. London, "Exploring CP violation with B/d0 → D K(S) decays", Phys. Rev. D **61** (2000) 116013 [arXiv :hep-ph/9909561].

[30] M. Gronau, J. L. Rosner and D. London, "Weak coupling phase from decays of charged B mesons to pi K and pi pi," Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 21 [arXiv :hep-ph/9404282].

[31] M. Gronau, O. F. Hernandez, D. London and J. L. Rosner,"Broken SU(3) symmetry in two-body B decays", Phys. Rev. D **52** (1995) 6356, [arXiv :hep-ph/9504326].

[32] A. J. Buras and R. Fleischer, "Limitations in measuring the angle Beta by using SU(3) relations for B meson decay amplitudes", Phys. Lett. B **341** (1995) 379, [arXiv :hep-ph/9409244].

[33] R. Fleischer, "Analysis of penguin induced B decays of the type b → M phi (M epsilon(pi, rho, ...)) beyond leading logarithms", Phys. Lett. B **321** (1994) 259.

[34] A. Datta and D. London, "Extracting γ from $B^0(t) \to D(*)^+ D(*)^-$ and $B^0 \to D_s^{(*)+} D^{(*)-}$ decays", Phys. Lett. B **584** (2004) 81 [arXiv :hep-ph/0310252].

[35] J. Albert, A. Datta and D. London, "A measurement of γ from the decays $B^0(t) \to D(*)^+ D(*)^-$ and $B^0 \to D_s^{(*)+} D^{(*)-}$", Phys. Lett. B **605** (2005) 335, [arXiv :hep-ph/0410015].

[36] M. Gronau and D. Wyler, "On determining a weak phase from CP asymmetries in charged B decays," Phys. Lett. B **265** (1991) 172.

[37] D. Atwood, I. Dunietz and A. Soni, "Enhanced CP violation with $B \to$ K D0 (anti-D0) modes and extraction of the CKM angle gamma" , Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997) [hep-ph/9612433].

[38] A. Giri, Y. Grossman, A. Soffer and J. Zupan, "Determining gamma using B+- $\to$ D K+- with multibody D decays", Phys. Rev. D **68** (2003) 054018 [hep-ph/0303187].

[39] M. Gronau and D. London.,"How To Determine All The Angles Of The Unitarity Triangle From B(D)0 $\to$ DK(S) And B(S)0 $\to$ D0", Phys. Lett. B **253**, 483 (1991).

[40] M. Gronau,"Weak phase gamma from color-allowed B $\to$ D K rates", Phys. Rev. D **58** (1998) 037301 [arXiv :hep-ph/9802315].

[41] M. Gronau,"Improving bounds on gamma in B+- $\to$ D K+- and B+-,0 $\to$ D X/s+-,0", Phys. Lett. B **557** (2003) 198 [arXiv :hep-ph/0211282].

[42] R. Aleksan, T. C. Petersen and A. Soffer, "Measuring the weak phase gamma in color allowed B $\to$ D K pi decays," Phys. Rev. D **67** (2003) 096002 [arXiv :hep-ph/0209194].

[43] F. Polci *et al.*, "Search for $B \to D^{(*)} K^0_S$ decays", *BABAR* Analysis Document 1035.

[44] K. Abe *et al.* [BELLE Collaboration], "Improved measurements of anti-B0 $\to$ D0 anti-K0 and anti-B0 $\to$ D0 anti-K*0 branching fractions," arXiv :hep-ex/0408108.

[45] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], "Search for D0 - anti-D0 mixing and a measurement of the doubly Cabibbo-suppressed decay rate in D0 $\to$ K pi decays," Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 171801 [arXiv :hep-ex/0304007].

[46] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], "Measurement of the branching fractions and CP-asymmetry of B- $\to$ D0(CP) K- decays with the BaBar detector," Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 202002 [arXiv :hep-ex/0311032].

[47] K. Abe *et al.* [BELLE Collaboration], "Observation of B+- $\to$ D(CP) K*+- decays," arXiv :hep-ex/0307074.

[48] O. Long "Search for $B^- \to [K^+ \pi^-]_D K^-$ and upper limit on the $b \to u$ amplitude in $B\pm \to DK\pm$", *BABAR* Analysis Document 775

[49] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration],"Measurement of the angle phi(3) with Dalitz analysis of three-body D0 decay from B $\to$ D0 K process," (2003) [hep-ex/0308043].

[50] R. Mahapatra *et al.* [CLEO Collaboration], "Observation of exclusive anti-B $\to$ D(*) K*- decays," Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 101803 [arXiv :hep-ex/0112033].

[51] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], "Measurement of the branching fraction for B- $\to$ D0 K*-," Phys. Rev. D **69** (2004) 051101 [arXiv :hep-ex/0312051].

[52] J. Seeman *et al.*, "The PEP-II storage rings", SLAC-PUB-8786 (2001).

[53] PEP-II, *An Asymmetric B Factory, Conceptual Design Report*, SLAC-R-418, LBL-5379 (1993).

[54] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, "The *BABAR* detector", Nucl. Instr. and Meth. **A** (2001) [hep-ex/0105044].

[55] B. Gobo, "The *BABAR* experiment and its silicon vertex tracker", Nucl. Instr. Meth. A **386**,52 (1997)

[56] C. Bozzi *et al.*, "The *BABAR* silicon vertex tracker", Nucl. Instr. Meth. A **453**,78 (2000).

[57] A. Ryd, "Radiative penguin decays at *BABAR*", présenté au $9^{\rm me}$ symposium sur les saveurs lourdes, Caltech, Passadena (2001).

[58] R. Santonico et R. Cardarelli, "Developpement of resistive plate counters", Nucl. Instr. and Meth. **187**, 377 (1981).

[59] A. Ryd *et al.*, "EvtGen : a Monte Carlo generator for B physics", *package* `EvtGen` (2001).

[60] T. Sjöstrand *et al.*, "High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4", Computer Physics Communications **82**, 74 (1994).

[61] S. Agostinelli *et al.*, "Geant4 - A Simulation Toolkit", Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250-303 (2003).

[62] C. Hearty, "Measurement of the Number of $\Upsilon(4S)$ Mesons Produced in Run 1 (B Counting)", *BABAR* Analysis Document 134 (2001).

[63] P. F. . Harrison and H. R. . Quinn [BABAR Collaboration], "The BaBar physics book : Physics at an asymmetric B factory," SLAC-R-0504

[64] P. Billoir, "Track fitting with multiple scattering : a new method", Nucl. Instr. and Meth. **225**,352 (1984).

[65] M. Bona *et al.*, "Report of the Tracking Efficiency Task Force for 2001" *BABAR* Analysis Document 324 (2001).

[66] T. Allmendinger *et al.*, "Tracking Efficiency Studies in Release 12 and 14" *BABAR* Analysis Document 867 (2004).

[67] I. Nugent *et al.*, "Tau31 Tracking Efficiency Study for 2004" *BABAR* Analysis Document 931 (2004).

[68] G. Mancinelli et S. Spanier, "Kaon selection at the *BABAR* experiment", *BABAR* Analysis Document 116 (2001).

[69] A. Drescher *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **237**, 464 (1985).

[70] M. Carpinelli *et al.*, "The *BABAR* vertexing", *BABAR* Analysis Document 102 (2000).

[71] J. C. Anjos *et al.* [E691 Collaboration], "A Dalitz plot analysis of D → K pi pi decays", Phys. Rev. D **48**, 56 (1993).

[72] S. Kopp *et al.*, "Dalitz Analysis of the Decay $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^0$", Phys. Rev. D **63**, 092001 (1993) [hep-ex/0011065].

[73] S. Rahatlou *et al.*, "Measurement of $\sin(2\beta+\gamma)$ with a time-dependent analysis in the B^0 → $\mathrm{D}^{(*)0}\mathrm{K}^{(*)0}$ decays", *BABAR* Analysis Document 484 (2004).

[74] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], "Reconstruction Of B Mesons," Phys. Lett. B **185** (1987) 218.

[75] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], "Exclusive Hadronic Decays Of B Mesons," Z. Phys. C **48** (1990) 543.

[76] G. C. Fox and S. Wolfram, "Observables For The Analysis Of Event Shapes In E+ E- Annihilation And Other Processes," Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1581.

[77] G. C. Fox and S. Wolfram, "Event Shapes In E+ E- Annihilation," Nucl. Phys. B **149** (1979) 413 [Erratum-ibid. B **157** (1979) 543].

[78] H. Lacker et al., "Study of background suppression variables in charmless decays", *BABAR* Analysis Document 346 (2002).

[79] R. A. Fisher, "The Use Of Multiple Measurements In Taxonomic Problems," Annals Eugen. **7** (1936) 179.

[80] T. Petersen et al., "Measurement of BR and Dalitz distribution for $B^0 \to D^{(*)\pm} K^0_S \pi^\mp$ decays", *BABAR* Analysis Document 820

[81] A. Palano, "A Dalitz plot analysis of D0->K0s K+ K-", *BABAR* Analysis Document 911

[82] Tracking Efficiency Task Force in 2004, http ://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/TrackEfficTaskForce/Tra
2004.html

[83] Ks R econstruction Efficiency Study, http ://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/TrackEfficTaskForce

[84] A. V. Telnov et A. V. Gritsan, "$K^0_S \to \pi^+ \pi^-$ Reconstruction Efficiency in *BABAR* : Release 10 Data vs. SP4 Monte Carlo", *BABAR* Analysis Document 677 (2003).

[85] Neutral Reconstruction, http ://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Analysis/AWG/Neutrals/

[86] PID Killing, http ://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/PidKilling/PidKilling.html

[87] T. Mac-Mahon, "Measurement of the branching fraction for $B^- \to D^0\ K^{*-}$", *BABAR* Analysis Document 612

[88] M. Gronau, "Improving bounds on gamma in B+- → D K+- and B+-,0 → D X/s+-,0," Phys. Lett. B **557** (2003) 198 [arXiv :hep-ph/0211282].

[89] B. Aubert, et al, BABAR Collaboration, submitted to Phys. Rev. Lett [hep-ex/0412040].

[90] J. M. Link *et al.* [FOCUS Collaboration], "Evidence for new interference phenomena in the decay D+ → K- pi+ mu+nu", Phys. Lett. B **535** (2002) 43 [arXiv :hep-ex/0203031].

[91] D. Aston *et al.*, "A Study Of K- Pi+ Scattering In The Reaction K- P → K- Pi+ N At 11-Gev/C", Nucl. Phys. B **296** (1988) 493.

[92] E. M. Aitala *et al.* [E791 Collaboration], "Dalitz plot analysis of the decay D+ → K- pi+ pi+ and study of the Kpi scalar amplitudes," Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 121801 [arXiv :hep-ex/0204018].

[93] J.D. Richman, "An experimenter's guide to the helicity formalism", CALT-68-1148 (1984).

[94] Malcolm John, Jacques Chauveau, Richard Kass, Guillaume Thérin, "ADS analysis of $B^- \to D^0 K^{*-}$ decays", *BABAR* Analysis Document 1141.

[95] Mathematica, http ://www.wolfram.com/

[96] F. James, "Minuit. Function minimization and error analysis", CERN program library long writeup D506 (1994).

[97] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], "Measurement of phi(3) with Dalitz plot analysis of B+- → D(*) K+- decay at Belle," arXiv :hep-ex/0411049.

[98] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], "Constraints on r(B) and gamma in B+- → D(*)0 K+- decays by a Dalitz analysis of D0 → K(S) pi+ pi-," arXiv :hep-ex/0408088.

[99] B. Aubert [BABAR Collaboration], "Measurement of time-dependent CP asymmetries and constraints on sin(2beta+gamma) with partial reconstruction of B0 → D*-+ pi+- decays," arXiv :hep-ex/0408038.

[100] K. Abe *et al.* [BELLE Collaboration], "Time-dependent CP violation effects in partially reconstructed B → D*pi decays," arXiv :hep-ex/0408106.

[101] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], "Measurement of CP-violating parameters in fully reconstructed B → D(*)pi and B → D rho decays," arXiv :hep-ex/0408059.

[102] K. Abe *et al.* [BELLE Collaboration], "Study of CP violating effects in time dependent B0 (anti-B0) → D(*)-+pi+- decays," Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 031802 [Erratum-ibid. **93** (2004) 059901] [arXiv :hep-ex/0308048].

[103] C.-W. Chiang, M. Gronau, J. L. Rosner and D. Suprun, "Charmless $B \to PP$ decays using flavor SU(3) symmetry", (2004) [hep-ph/0404073].

[104] C.-W. Chiang, M. Gronau, Z. Luo, J. L. Rosner and D. Suprun, "Charmless $B \to VP$ decays using flavor SU(3) symmetry", (2003) [hep-ph/0307395].

[105] J. Stark, "Reconstruction des désintégrations des mésons B en vue de la détermination de leurs durées de vie et de la mise en évidence de la violation de CP", Thèse de l'université Paris VI (2001).

[106] S. T'Jampens, "Étude de la violation de la symétrie CP dans les canaux charmonium-K*(892) par une analyse angulaire complète dépendante du temps (expérience *BABAR*)", Thèse de l'université Paris XI (2002).

[107] M. Pivk, "Étude de la violation de CP dans la désintégration $B^0 \to h^+h^-(h = \pi, K)$ auprès du détecteur *BABAR* à SLAC", Thèse de l'université Paris VI (2003).

Study of the CP violation in $B^{\pm} \rightarrow D^0 K^{*\pm}$ decays on the *BABAR* experiment.

Summary :

Using a luminosity of 210.7 fb^{-1} integrated at the $\Upsilon(4S)$ resonance with *BABAR* experiment, we exclusively reconstruct the $B^{\pm} \rightarrow DK^{*\pm}$ decay for constraining the angle γ of the unitarity triangle. Following the method discribed by Gronau, London et Wyler, the D meson is reconstructed in CP eigenstates : K^+K^-, $\pi^+\pi^-$, et $K_s\pi^0$, $K_s\phi$, $K_s\omega$. The interference between amplitudes $\bar{b} \rightarrow \bar{c}u\bar{s}$ and $\bar{b} \rightarrow \bar{u}c\bar{s}$, which contribute to the final states, is the origin of the sensitivity on γ.

The technical difficulty comes from the suppression of the second amplitude compared to the first one, which we expect a ratio of the order of 0.1. The small ratio of r_B limits the impact on the γ measurement. Physical observables for this method have been measured :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_+ &= -0.08 \pm 0.19(stat.) \pm 0.08(syst.) \\
\mathcal{A}_- &= -0.26 \pm 0.40(stat.) \pm 0.12(syst.) \\
\mathcal{R}_+ &= 1.96 \pm 0.40(stat.) \pm 0.11(syst.) \\
\mathcal{R}_- &= 0.65 \pm 0.26(stat.) \pm 0.08(syst.)
\end{aligned}$$

An update of the branching ratio is also proposed :

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^0 K^{*-}) = (5.31 \pm 0.29(stat.) \pm 0.37(syst.)) \times 10^{-4}$$

Keywords :

- *BABAR*
- SLAC
- quark b
- meson B
- CP violation
- decay
- γ of the Unitarity Triangle
- GLW method
- CKM matrix

Étude de la violation de CP dans les désintégrations $B^{\pm} \to D^0 K^{*\pm}$ sur l'expérience BaBar à SLAC

Résumé :

Avec une luminosité de 210,7 fb^{-1} intégrée à la résonance $\Upsilon(4S)$ par l'expérience BaBar, nous reconstruisons de façon exclusive des désintégrations de $B^{\pm} \to DK^{*\pm}$ dans le but de contraindre l'angle γ du triangle d'unitarité. En suivant la méthode décrite par Gronau, London et Wyler, le méson D est reconstruit dans les modes propres de CP : K^+K^-, $\pi^+\pi^-$, et $K_s\pi^0$, $K_s\phi$, $K_s\omega$. L'interférence des amplitudes $\bar{b} \to \bar{c}u\bar{s}$ et $\bar{b} \to \bar{u}c\bar{s}$, qui contribuent aux états finaux, est la source de la sensibilité de ces modes à γ.

La difficulté de la technique vient de la suppression de la deuxième amplitude par rapport à la première, dont le rapport est r_B de l'ordre de 0,1. La faiblesse du rapport r_B limite l'impact de la mesure sur γ. Les observables de la méthode GLW ont été mesurées :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_+ &= -0,08 \pm 0,19(stat.) \pm 0,08(syst.) \\
\mathcal{A}_- &= -0,26 \pm 0,40(stat.) \pm 0,12(syst.) \\
\mathcal{R}_+ &= 1,96 \pm 0,40(stat.) \pm 0,11(syst.) \\
\mathcal{R}_- &= 0,65 \pm 0,26(stat.) \pm 0,08(syst.)
\end{aligned}$$

Une mise à jour du rapport d'embranchement est aussi présentée :

$$\mathcal{B}(B^- \to D^0 K^{*-}) = (\, 5,31 \pm 0,29(stat.) \pm 0,37(syst.)\,) \times 10^{-4}$$

Mots clés :

- *BABAR*
- SLAC
- quark b
- méson B
- violation de CP
- désintégration
- γ du Triangle d'Unitarité
- méthode GLW
- matrice CKM