



HAL
open science

Des Kaons aux mésons B : Contraindre le Modèle Standard par la physique des saveurs

Jose Ocariz

► **To cite this version:**

Jose Ocariz. Des Kaons aux mésons B : Contraindre le Modèle Standard par la physique des saveurs. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2007. tel-00386983

HAL Id: tel-00386983

<https://theses.hal.science/tel-00386983>

Submitted on 22 May 2009

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.

UNIVERSITÉ PARIS - DIDEROT

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES
Spécialité : physique des particules

Présentée par

José Ocariz

Université Paris - Diderot

**Des kaons aux mésons B : contraindre le Modèle
Standard par la physique des saveurs**

Le 10 décembre 2007

Jury :

Rapporteurs : Isabelle Wingerter-Seez
Pierre Binétruy
Gautier Hamel de Monchenault
Examineurs : Clara Matteuzzi
Pascal Debu

Table des matières

1	En guise d'introduction : Dix ans de Violation de CP	0
2	Aperçu théorique	2
2.1	La violation de CP dans le Modèle Standard	2
2.1.1	Paramétrisation de Wolfenstein	3
2.1.2	Le Triangle d'Unitarité	3
2.2	L'approche statistique <i>Rfit</i>	4
2.3	L'ajustement CKM Standard	6
3	Contraintes sur la matrice CKM provenant de la physique des kaons	8
3.1	$ \varepsilon_K $: La violation indirecte de CP dans les kaons	9
3.2	ε'/ε : La violation directe de CP	10
3.3	Le mode rare de désintégration du kaon chargé $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$	13
3.4	Le mode rare de désintégration du kaon neutre $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	17
3.5	Perspectives en physique des kaons pour la matrice CKM	18
4	Analyse en amplitudes des désintégrations des mésons B dans le canal $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$	20
4.1	Le modèle du signal $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$	21
4.2	Le plan de Dalitz carré	26
4.3	L'échantillon de données	28
4.3.1	Sélection du signal	28
4.4	Propriétés de la reconstruction des événements du signal	30
4.5	Rejection des bruits de fond	31
4.6	L'ajustement de vraisemblance maximale	32
4.7	Les fonctions de densité de probabilité pour le plan de Dalitz	34
4.7.1	Signal	34
4.7.2	Bruits de fond	36
4.8	Les variables discriminantes cinématiques et topologiques	37
4.8.1	Signal	37
4.8.2	Bruit de fond	37
4.9	Paramètres de l'ajustement	38
4.10	Résultats de l'ajustement	38

4.10.1	Validation de l'ajustement	46
4.11	Traitement statistique	47
4.12	Incertitudes systématiques	48
4.13	Interprétation physique	54
4.14	Perspectives	55
5	Analyse en amplitudes dépendantes du temps du mode $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$	66
5.1	Amplitudes de désintégration	68
5.1.1	La dépendance en temps	69
5.1.2	Observables physiques à partir des paramètres isobares	70
5.2	Sélection des événements et suppression du bruit de fond	71
5.3	Bruits de fond B	72
5.4	L'ajustement de vraisemblance maximale	72
5.4.1	Les PDF de Δt et du plan de Dalitz	74
5.5	Résultats de l'ajustement	76
5.6	Perspectives	79
6	Analyse phénoménologique des modes en pseudoscalaire-vecteur $B \rightarrow K^* \pi$	85
6.1	Potentiel de physique des analyses en isospin	85
6.1.1	Un cas d'école : l'analyse d'isospin du système $B \rightarrow \pi\pi$	86
6.1.2	Potentiel et limitations de l'analyse d'isospin dans les modes $B \rightarrow K\pi$	88
6.2	Résultats de l'analyse en isospin $B \rightarrow K^* \pi$	89
6.2.1	Etat des lieux en 2007	90
6.2.2	Extrapolation à 2000 fb^{-1}	92
6.2.3	Potentiel de physique de LHCb	95
7	Perspectives personnelles : de la physique des saveurs à la recherche directe	96
7.1	L'héritage scientifique des usines à B	96
7.2	Perspectives en physique des kaons	97
7.3	Deux-mille huit : vers le LHC	97

Chapitre 1

En guise d'introduction : Dix ans de Violation de CP

Mes activités de recherche s'inscrivent dans le cadre de la physique expérimentale des hautes énergies. Bien que l'essentiel de mon travail ait été lié aux analyses de physique, j'ai eu la chance de pouvoir aussi couvrir une fraction large des activités liées à la physique expérimentale de hautes énergies : instrumentation et opération de détecteurs, conception, simulation et étude de performances de détecteurs, analyses de physique, et études de phénoménologie.

Les trois expériences de physique de particules auxquelles j'ai participé depuis ma thèse, à savoir NA48, LHCb et *BABAR*, sont toutes trois dédiées au phénomène de la violation de CP, et plus généralement à l'étude du secteur des saveurs dans le Modèle Standard (MS). Depuis quelques années, ce thème de recherche vit une période faste.

Après la découverte en 1964 de la violation de CP, la seule information expérimentale sur ce phénomène était confinée au système des kaons neutres, et sa compréhension restait fortement réduite, aussi bien dans le cadre de ses origines que de ses implications pour le MS. Depuis 1999, les avancées se suivent à un rythme rapide :

- la confirmation par les expériences KTeV et NA48 de la valeur non nulle du paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, mettant en évidence la violation *directe* de CP dans les kaons neutres ;
- la mesure en 2001, par les expériences *BABAR* et Belle, du paramètre $\sin 2\beta$ dans les désintégrations des mésons B neutres en modes $b \rightarrow c\bar{c}s$, qui permit d'établir la violation de CP dans le système des B ;
- l'observation en 2002-2003 par les expériences E787+E949 du mode de désintégration super-rare des kaons chargés $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$;
- la mise en évidence, depuis 2004, de la violation de CP dans plusieurs modes non charmés de désintégrations des mésons B , incluant la violation directe de CP dans les modes $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ puis $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$;
- l'observation en 2006 des oscillations des mésons B_s par les expériences CDF et D0 ;
- de nombreuses mesures de précision d'observables qui contraignent fortement notre connaissance du secteur de mélange des quarks.

Finalement, d'importants progrès dans les développements théoriques et phénoménologiques ont eu lieu, qui permettent une compréhension plus profonde de l'impact de la physique des saveurs lourdes dans le MS et dans la recherche de physique au-delà du MS.

Mon implication dans le groupe CKMfitter m'a aussi donné l'occasion de contribuer à l'étude des contraintes sur le MS provenant de l'ensemble des mesures disponibles. Il y a à peine dix ans, le secteur de mélange des quarks était (avec celui du mélange des neutrinos) celui le plus pauvrement testé du MS. Aujourd'hui, ce secteur est l'un des plus dynamiques, et les fortes contraintes qui se posent sur la physique au-delà du MS sont complémentaires du programme de recherche directe ayant lieu dans les collisionneurs hadroniques. Si les expériences auprès du LHC mettent en évidence des phénomènes non décrits par le MS, la compréhension de cette Nouvelle Physique passera certainement par une combinaison avec les informations obtenues dans le secteur de saveurs.

Ce document est basé sur un échantillon de mes activités de recherche. Le choix s'est fait surtout en fonction des sujets qui m'occupent à l'instant présent ; ainsi, ma courte participation dans l'expérience LHCb, et mes premières activités dans *BABAR*, qui ont donné lieu à la thèse de Julie Malclès, seront peu (ou pas du tout) évoquées. D'un point de vue thématique, le document se concentre d'un côté sur l'étude des modes rares de désintégration des kaons que je mène dans le cadre de la collaboration CKMfitter, et d'un autre côté sur les analyses de Dalitz des modes non charmés des mésons B , qui depuis 2005 sont mon activité d'analyse principale dans l'expérience *BABAR*.

Le premier chapitre contient un bref rappel sur la physique des saveurs lourdes dans le Modèle Standard, et conclut par une description succincte de l'approche statistique utilisée dans CKMfitter. Le chapitre suivant évoque la violation de CP dans le secteur des kaons : sont traitées les contraintes sur la matrice CKM provenant des mesures de ε_K , ε'/ε , ainsi que l'état des lieux et les perspectives sur la recherche des modes rares $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ et $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$; ce chapitre conclut par une étude prospective pour estimer le potentiel de physique des kaons dans le cadre du modèle CKM. Suivent deux chapitres décrivant des analyses de physique dans l'expérience *BABAR* : est d'abord présentée en détail l'analyse en amplitudes du mode $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$, qui vient d'être soumise pour publication finale ; suit un état des lieux plus succinct sur l'analyse en amplitudes dépendantes du temps du mode $B^0 \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^-$, qui a déjà fourni des premiers résultats préliminaires à l'été 2007, et qui a lieu dans le cadre de la thèse de Alejandro Pérez. La discussion de ces travaux d'analyse est ensuite complétée par une description qualitative sur un projet d'étude combinée des contraintes sur la matrice CKM provenant des modes $B \rightarrow K \pi \pi$.

Chapitre 2

Aperçu théorique

2.1 La violation de CP dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard contient trois familles de champs de fermions, qui dans le secteur électrofaible sont organisés en fonction de leurs propriétés de symétrie par rapport au groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La chiralité du secteur faible est assurée par le groupement des champs chiraux gauches dans la représentation doublet de $SU(2)$, et des champs droits dans la représentation singlet.

Les champs de fermions interagissent avec le champ de Higgs à travers des couplages de Yukawa. Cette interaction lie des fermions de chiralités opposées, et leur confère une masse à travers le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie d'isospin faible. Le Modèle Standard ne pose *a priori* aucune contrainte sur les valeurs des couplages de Yukawa.

Après brisure spontanée de symétrie, le Lagrangien d'interaction pour le secteur des quarks prend la forme

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -(\bar{\mathbf{u}}'_L M^u \mathbf{u}'_R + \bar{\mathbf{d}}'_L M^d \mathbf{d}'_R + c.h.) \left(1 + \frac{\phi_0}{v}\right). \quad (2.1)$$

où les matrices M^u et M^d contiennent les constantes de couplage de Yukawa pour les champs de quarks, écrits comme états propres du groupe de jauge électrofaible par familles $u' = (u, c, t)$ et $d' = (d, s, b)$. Les états propres de masse s'obtiennent par rotation dans l'espace de famille pour rendre les matrices M diagonales, avec des matrices de rotation V_L^u et V_L^d .

Une conséquence importante de cette structure de mélange, est que la présence d'un couplage de Yukawa complexe implique violation de CP.

Ces rotations agissent aussi dans le secteur des courants chargés. En fonction des états propres de masse, le Lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{\mathbf{u}}_L \gamma^\mu V_{CKM} \mathbf{d}_L \right] W_\mu^+ + c.h. , \quad (2.2)$$

où on a introduit la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{CKM} ,

$$V_{\text{CKM}} = V_L^u V_L^{d\dagger} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Cette matrice est un produit des rotations pour passer des états propres de jauge à ceux de masse. Cependant, tous ses degrés de liberté ne sont pas physiques ; il est aisé de vérifier que pour trois familles de quarks, la matrice CKM possède quatre degrés de liberté, dont une seule phase irréductible. Une valeur non nulle de cette phase implique violation de CP¹. Ainsi, la matrice CKM décrit la non-conservation de la saveur dans les interactions faibles, et est la seule source de violation de CP dans le secteur électrofaible du Modèle Standard.

2.1.1 Paramétrisation de Wolfenstein

Le Modèle Standard ne prédit pas les valeurs des éléments de la matrice CKM. Cependant, on observe expérimentalement une hiérarchie : on constate que les valeurs des éléments diagonaux sont très proches, et qu'elles tendent à diminuer en s'éloignant de la diagonale ; ceci suggère une paramétrisation qui exploite cette observation. Un choix usuel est d'exprimer les éléments de la matrice CKM sous la forme d'un développement en termes de l'angle de Cabibbo ; dans ce qu'on nomme la *paramétrisation de Wolfenstein*, on écrit :

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (2.4)$$

où $\lambda \sim 0.22$ est le sinus de l'angle de Cabibbo, et A , ρ , η sont les trois autres paramètres de la matrice.

2.1.2 Le Triangle d'Unitarité

La matrice CKM est unitaire sous l'hypothèse de l'universalité du couplage faible. Cela se traduit (entre autres) par la relation suivante :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (2.5)$$

qui peut être représentée sous la forme d'un triangle dans le plan complexe (ρ, η) . Il est pratique de redéfinir cette expression en termes des variables $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$:

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} \equiv -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}, \quad (2.6)$$

de façon à ce que la relation 2.5 définisse le *Triangle d'Unitarité* dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, représenté graphiquement dans la Figure 2.1.

¹Cet argument générique n'est pas complet. D'autres conditions doivent être réunies pour la violation de CP : en particulier, il faut aussi que les masses des quarks soient non dégénérées et non nulles.

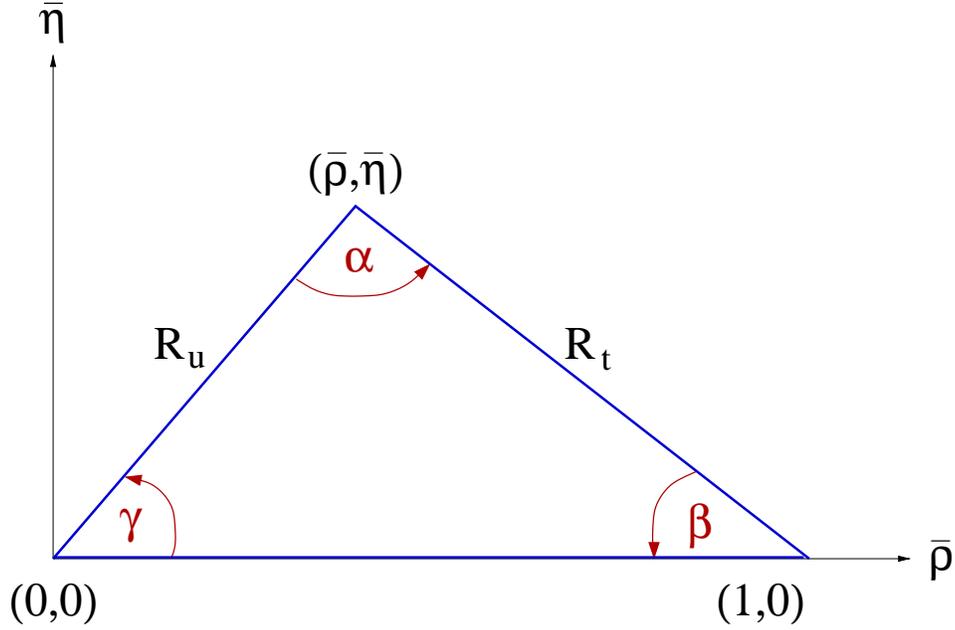


FIG. 2.1 – Le triangle d’unitarité de la matrice CKM.

Les cotés R_u et R_t du triangle sont :

$$R_u = \left| \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} , \quad (2.7)$$

$$R_t = \left| \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} . \quad (2.8)$$

Les trois angles du triangle d’unitarité sont reliés aux paramètres de la matrice CKM par les relations :

$$\alpha \equiv \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) , \quad \beta \equiv \arg \left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) , \quad \gamma \equiv \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) . \quad (2.9)$$

2.2 L’approche statistique *Rfit*

La condition d’unitarité de la matrice CKM est une prédiction importante du Modèle Standard, qui peut être testée à l’aide de mesures de précision liées au secteur des quarks. Les valeurs des observables étant des fonctions des paramètres de la matrice CKM, leurs mesures permettent de contraindre les côtés et des angles du Triangle d’Unitarité (et plus généralement les éléments de la matrice CKM).

Contraindre, ou mieux encore surcontraindre la matrice CKM permet de valider le modèle de mélange des quarks : toute incompatibilité entre mesures *a priori* redondantes, ou toute déviation par rapport à la prédiction du mécanisme CKM serait une évidence de physique au-delà du Modèle Standard.

Le programme d'étude du secteur de mélange des quarks exige une interprétation soignée, à la fois des résultats expérimentaux, des contraintes entre observables, ainsi que des incertitudes théoriques présentes. Un cadre statistique bien défini est nécessaire pour éviter des conclusions hasardeuses.

Le choix de la collaboration CKMfitter est d'utiliser la méthode fréquentiste *Rfit* pour l'interprétation statistique. Les différents éléments de cette méthode (métrologie, test) sont décrits en détail dans [1] et [2]; seuls les éléments nécessaires pour la suite sont résumés en forme succincte ici.

L'outil principal de la méthode *Rfit* est la fonction de vraisemblance \mathcal{L} , qui se construit comme le produit de deux contributions :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{exp}}(x_{\text{exp}} - x_{\text{theo}}) \cdot \mathcal{L}_{\text{theo}}(y_{\text{QCD}}). \quad (2.10)$$

Le premier terme mesure l'accord entre les mesures expérimentales x_{exp} et leurs fonctions théoriques x_{theo} dans le cadre du Modèle Standard; le second terme exprime l'information disponible sur les paramètres théoriques y_{QCD} .

Le traitement du terme expérimental \mathcal{L}_{exp} dans la vraisemblance expérimentale est standard, et vient donné par le produit :

$$\mathcal{L}_{\text{exp}}(x_{\text{exp}} - x_{\text{theo}}) = \prod_{i=1}^{N_{\text{exp}}} \mathcal{L}_{\text{exp}}(i), \quad (2.11)$$

où les N_{exp} composantes individuelles de la vraisemblance sont les différentes mesures disponibles; dans le cas le plus simple, ces mesures sont des gaussiennes indépendantes,

$$\mathcal{L}_{\text{exp}}(i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{exp}}(i)} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x_{\text{exp}}(i) - x_{\text{theo}}(i)}{\sigma_{\text{exp}}(i)} \right)^2 \right]. \quad (2.12)$$

La composante théorique $\mathcal{L}_{\text{theo}}$ de la fonction de vraisemblance est donnée par le produit :

$$\mathcal{L}_{\text{theo}}(y_{\text{QCD}}) = \prod_{k=1}^{N_{\text{QCD}}} \mathcal{L}_{\text{theo}}(k), \quad (2.13)$$

où les composantes individuelles $\mathcal{L}_{\text{theo}}(k)$ rendent compte de la connaissance imparfaite de paramètres théoriques y_{QCD} , pour lesquels une incertitude statistique ne peut être aisément définie. Il s'agit typiquement de paramètres hadroniques, obtenus par le biais de calculs théoriques, ou de calculs sur réseau, basés sur des approximations ou des hypothèses difficiles à valider.

La méthode *Rfit* consiste à assigner un intervalle à chaque paramètre théorique y_{QCD} , défini de telle sorte que sa fonction $\mathcal{L}_{\text{theo}}$ ait une valeur uniforme (et égale à 1) si le paramètre est à l'intérieur de cet intervalle, et une valeur nulle s'il en est à l'extérieur. Par construction, cet intervalle permis est arbitraire; il ne provient ni d'une incertitude expérimentale, ni d'une limitation statistique dans le calcul numérique, mais de l'intuition et/ou la confiance du théoricien. L'approche *Rfit* permet d'établir un traitement cohérent

des incertitudes de ce type : une fois le théoricien pose l'intervalle permis pour un paramètre hadronique, les régions permises dans l'espace des paramètres, seront celles où les différents observables sont compatibles avec des valeurs de ce paramètre contenues dans son intervalle.

2.3 L'ajustement CKM Standard

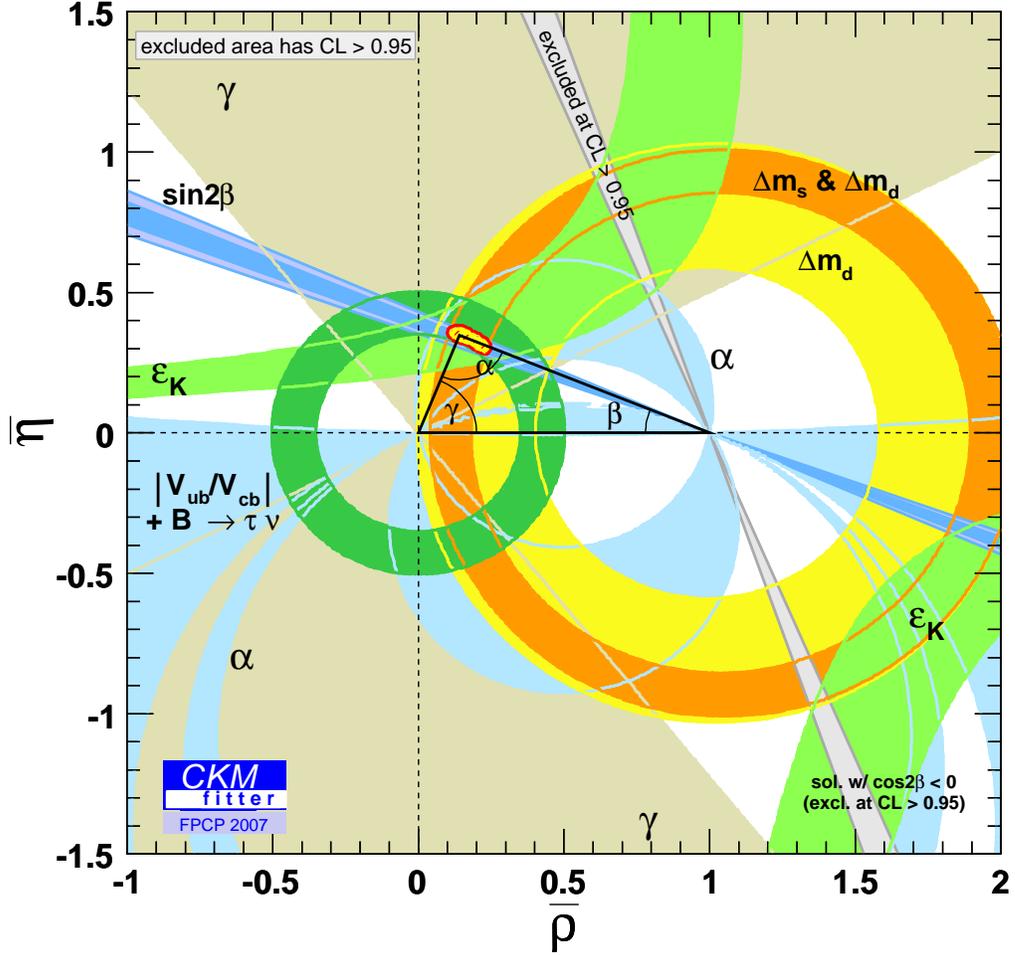


FIG. 2.2 – Contraintes individuelles dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ provenant des mesures de $|\varepsilon_K|$, $|V_{ud}|$, $|V_{us}|$, $|V_{cd}|$, $|V_{cs}|$, Δm_d , Δm_s , $|V_{ts}|$, et les mesures directes des angles du triangle d'unitarité α , β , γ . Les zones contenant les points avec un niveau de confiance supérieur à 5% sont dessinées en couleur. La zone permise par cet ajustement CKM global est indiquée par le contour jaune, de forme à peu près elliptique, situé à l'apex du triangle d'unitarité.

Afin de tester l’unitarité de la matrice CKM, on choisit un ensemble de mesures expérimentales dépendant des éléments de la matrice CKM, et on définit des intervalles à *la Rfit* pour les paramètres théoriques dont dépend la prédiction du Modèle Standard pour ces observables. Ensuite, on peut évaluer la fonction de vraisemblance 2.10 sur différentes régions de l’espace des paramètres à tester, et y établir des niveaux de confiance. Un choix habituel est de les représenter dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$; la Figure 2.2 montre les niveaux de confiance dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ pour l’ensemble dit “standard” de paramètres d’entrée. On y constate que les observables disponibles ne sont compatibles entre elles que pour une région très réduite de l’espace de phase. Ce résultat combine des mesures provenant d’observables de nature très diverse : des processus violant et/ou conservant CP ; des processus à l’ordre des arbres et/ou aux ordres supérieurs ; des processus provenant de secteurs très divers (kaons, mésons B , mésons B_s). L’ensemble constitue une forte indication que le mécanisme CKM fournit une description très solide de l’information expérimentale disponible de nos jours, et constitue par là-même un succès du Modèle Standard.

La grande quantité de mesures disponibles de nos jours, ainsi que leur qualité, a dépassé largement les objectifs que s’étaient proposées les *usines à B* lors de leur conception. Cela constitue un succès de la physique expérimentale dans le secteur des saveurs lourdes, mais c’est aussi un défi : étant donnée l’absence de failles flagrantes dans le secteur de mélange des quarks, les possibles effets de physique au-delà du Modèle Standard doivent tenir compte des fortes contraintes posées par le résultat de l’ajustement standard.

Un scénario du type *Violation Minimale de la Saveur* (MFV) est ainsi l’hypothèse qui s’impose de nos jours : les contributions de physique non-standard apparaîtraient comme des petites perturbations au mécanisme CKM. Les priorités de physique dans les usines à B ont vocation à s’orienter vers l’étude de processus sensibles à de tels possibles effets de physique non standard.

Cela peut passer par la confrontation de modes liant des échelles de masse différentes (par exemple physique des kaons versus physique des mésons B) ; un travail portant sur cette approche sera décrit dans le chapitre 3.

Une autre approche cherche à tenir compte du fait que les paramètres d’entrée dans l’ajustement standard sont en général le produit d’analyses basées sur des taux de comptage. Il convient donc de privilégier des analyses *en amplitudes*, donnant accès direct aux *phases*, et qui pourraient avoir une meilleure sensibilité à la présence de phases provenant de physique au-delà du Modèle Standard. Cette approche est au coeur des analyses expérimentales et phénoménologiques décrites dans les chapitres 4, 5 et 6.

Chapitre 3

Contraintes sur la matrice CKM provenant de la physique des kaons

Depuis leur découverte au milieu du siècle dernier, le système des mésons étranges ou *kaons* représente un laboratoire extraordinaire en physique des particules, aussi bien du point de vue de l'expérimentateur que du théoricien. Le développement des idées modernes en physique des hautes énergies, a été fortement influencé par l'étude du secteur des kaons.

Historiquement, la première indication de non-invariance sous parité des interactions faibles provint du “puzzle $\theta - \tau$ ”, qui faisait référence au paradoxe d'avoir deux particules, semblables en masse et durée de vie, mais se désintégrant vers des états finals de parités opposées. En langage contemporain, ces particules n'en font qu'une (c'est le kaon chargé, K^\pm).

De même, le système des kaons neutres s'est révélé une véritable fabrique à surprises, la plus remarquable étant la découverte en 1964 de la violation de la symétrie CP.

Une particularité des kaons neutres (ainsi que des autres mésons neutres, D^0 , B^0 et B_s) vient du fait qu'il s'agit d'un système particule-antiparticule, avec deux états presque identiques et un seul nombre quantique permettant de les distinguer : l'*étrangeté*. Le K^0 ne diffère du \bar{K}^0 que par le seul biais des propriétés physiques reliées à l'étrangeté. Du fait que les interactions faibles ne conservent pas l'étrangeté (à différence des interactions fortes et électromagnétiques), l'étude des désintégrations des kaons est un lieu privilégié pour l'étude du secteur des quarks.

Plusieurs mesures sur les kaons peuvent être utilisées pour contraindre la matrice CKM :

- L'élément $|V_{us}|$ de la matrice CKM, dont la mesure s'extrait à partir des modes semileptoniques $K_{\ell 3}$. Cette observable est utilisée dans l'ajustement standard, et la contrainte qui en résulte joue un rôle important dans l'évaluation de l'unitarité de la matrice CKM. Cependant, elle joue un rôle marginal dans le secteur des saveurs plus lourdes, et ne sera pas discutée dans la suite.
- Le paramètre ε_K , qui mesure la violation indirecte de CP dans les kaons neutres, est un des paramètres d'entrée de l'ajustement standard. Sa prise en compte sera décrite au paragraphe 3.1.

- Le paramètre de violation directe de CP ε'/ε . Le potentiel de cette mesure, qui est fortement dilué par les incertitudes théoriques, sera discuté au paragraphe 3.2.
- Les mesures des taux de désintégration dans les modes rares $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ et $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ (ainsi que les modes $K \rightarrow \pi\ell^+\ell^-$, qui ne seront pas discutés ici). L'état des lieux pour le mode chargé, ainsi que le potentiel futur des deux modes, sera discuté aux paragraphes 3.3 et 3.4.

La plupart des travaux discutés dans ce chapitre font partie des analyses phénoménologiques publiées par la collaboration CKMfitter [2] ou préparées pour la série d'ateliers sur la matrice CKM[3]. Dans le secteur des kaons, mes collaborateurs principaux ont été Heiko Lacker (alors à Orsay) et Jérôme Charles (Marseille). A participé également Rédamy Pérez (LPTHE), pendant son stage du DEA de physique théorique. Plusieurs des résultats discutés dans ce chapitre, ont été produits à la demande d'équipes de théoriciens[4] (en particulier Ulrich Haisch, Zürich), et d'expérimentateurs[18] (E949, en particulier David Jaffe, Brookhaven).

3.1 $|\varepsilon_K|$: La violation indirecte de CP dans les kaons

Le paramètre ε_K quantifie la violation indirecte de CP dans le mélange des kaons neutres. L'élément de matrice correspondant au mélange $K^0 - \bar{K}^0$ peut être évalué via QCD sur réseau, avec des incertitudes systématiques quantifiables, ce qui permet d'utiliser ε_K comme paramètre d'entrée dans l'ajustement standard.

Le paramètre ε_K est défini à partir des rapports η_{+-} et η_{00} des amplitudes de désintégration des K_L^0 et K_S^0 en deux pions :

$$\varepsilon_K = \frac{2}{3}\eta_{+-} + \frac{1}{3}\eta_{00}. \quad (3.1)$$

L'ajustement standard utilise la valeur $|\varepsilon_K| = (2.232 \pm 0.007) \times 10^{-3}$, qui s'obtient à partir des moyennes mondiales [34] pour η_{+-} et η_{00} , en posant une phase nulle entre les rapports d'amplitudes, et en tenant en compte la corrélation induite par les mesures de ε'/ε [6].

D'autres observables liées à ε_K , comme par exemple les paramètres δ_e et δ_μ d'asymétrie de charge dans les désintégrations semileptoniques du K_L^0 , le paramètre $|\eta_{+-\gamma}|$ dans les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, ou encore les asymétries angulaires dans les désintégrations $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$, ne sont pas compétitives en termes de précision et ne sont pas prises en compte dans l'ajustement standard.

Dans le cadre du MS, la violation de CP est induite par des transitions du type $\Delta S = 2$, qui ont lieu via des diagrammes "en boîte", dont l'élément de matrice hadronique correspondant est :

$$\langle \bar{K}^0 | (\bar{s}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)d)^2 | K^0 \rangle = \frac{8}{3}m_K^2 f_K^2 B_K. \quad (3.2)$$

La constante de désintégration du kaon neutre, $f_K = (159.8 \pm 1.5)$ MeV, s'extrait de la mesure du taux de désintégration leptonique $\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$, dans l'hypothèse de conservation de la symétrie d'isospin. Le paramètre de "bag" B_K s'obtient à partir des calculs

de QCD sur réseau ; sa valeur quantifie une déviation par rapport à l'approximation dite d'insertion du vide, qui correspond à $B_K = 1$. Les calculs existants en 2005 se basaient sur l'hypothèse de symétrie $SU(3)$ et utilisaient l'approximation de "quenching", qui consiste à négliger les contributions des quarks de la mer dans les boucles. Ces approximations produisent un gain considérable en temps de calcul, mais sont à l'origine d'incertitudes systématiques importantes. Il faut signaler que des approches semi-analytiques, basées sur le développement à grand N_c de la QCD, produisent en général des valeurs de B_K plus faibles dans la limite chirale. Il s'en suit que l'incertitude systématique sur B_K est dominante dans la prédiction du MS pour le paramètre ε_K .

En fonction des éléments de la matrice CKM, le paramètre ε_K s'écrit

$$|\varepsilon_K| = \frac{G_F^2 m_W^2 m_K f_K^2}{12\sqrt{2}\pi^2 \Delta m_K} B_K \left[\eta_{cc} S(x_c, x_c) \text{Im}(V_{cs} V_{cd}^*)^2 + \eta_{tt} S(x_t, x_t) \text{Im}(V_{ts} V_{td}^*)^2 + 2\eta_{ct} S(x_c, x_t) \text{Im}(V_{cs} V_{cd}^* V_{ts} V_{td}^*) \right] \quad (3.3)$$

où les $S(x_i, x_j)$ sont les fonctions de Inami-Lim avec paramètres $x_i = m_i^2/m_W^2$ ($i = c, t$). Les paramètres η_{ij} sont des corrections NLO aux fonctions de Inami-Lim ; de ces trois paramètres, celui avec la plus grande contribution à l'incertitude théorique est η_{cc} ; on utilise ici une approximation fournie par U. Nierste[5], en fonction de la masse du quark charm $\bar{m}_c(m_c)$ et de $\alpha_S(m_Z)$, et qui donne des résultats en accord avec le calcul NLO complet à mieux que quelques pourcent.

On remarque la dépendance fonctionnelle non triviale de $|\varepsilon_K|$ par rapport à la matrice CKM. Celle-ci se réduit à une forme quasi-hyperbolique aux premiers ordres en λ , et pour des domaines proches de l'origine dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.

Bien que cette contrainte soit complètement dominée par les incertitudes théoriques, le rôle du paramètre $|\varepsilon_K|$ dans l'ajustement standard CKM a été de première importance pendant de nombreuses années, étant jusqu'en 2002 le seul qui excluait la valeur nulle pour la phase violant CP dans la matrice CKM. Encore jusqu'en 2006, $|\varepsilon_K|$ permettait d'exclure certaines régions dans l'espace des paramètres de la matrice CKM ; de nos jours, avec l'impact croissant des mesures des usines à B, le paramètre ε_K joue un rôle moindre dans l'ajustement standard. Cependant, il reste utile dans certains tests de précision, par exemple pour comparer les mesures provenant de processus en boucles et celles provenant de processus au niveau des arbres.

3.2 ε'/ε : La violation directe de CP

A partir des paramètres η_{+-} et η_{00} , on définit le paramètre ε'/ε comme suit :

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon', \eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon', \quad (3.4)$$

où $\varepsilon = \varepsilon_K$ est le paramètre de violation indirecte de CP décrit dans le paragraphe précédent. Une valeur non nulle du paramètre ε' établit la violation directe de CP dans

le secteur des kaons neutres. L'observable expérimentale correspondante est $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, qui s'extrait de la mesure du double rapport R ,

$$R = \left| \frac{\eta^{00}}{\eta^{+-}} \right|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \simeq 1 - 6Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right),$$

La première évidence de violation directe de CP dans les kaons neutres a été obtenue par l'expérience NA31. Des mesures statistiquement significatives ont été obtenues par les expériences NA48 et KTeV. Le Tableau 3.1 résume les mesures expérimentales, qui donnent une moyenne $Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (16.7 \pm 1.6) \times 10^{-4}$, avec $\chi^2/3 = 6.3$.

La prédiction du MS pour $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ souffre d'importantes incertitudes théoriques, car elle dépend de la connaissance précise d'éléments de matrice hadroniques de type pingouin. Des calculs au niveau NLO ont montré que la dépendance est dominée par deux paramètres : $B_6^{1/2}$ (pengouins gluoniques) et $B_8^{3/2}$ (pingouins électrofaibles). Les indices font référence aux contributions $\Delta I = 1/2$ et $\Delta I = 3/2$, qui sont les changements d'isospin correspondants dans les transitions $K \rightarrow \pi\pi$. La dépendance fonctionnelle de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ peut être décrite en termes des paramètres hadroniques et CKM, à l'aide de l'expression approchée suivante [11] :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = Im(V_{td}V_{ts}^*) [18.7 \times R_6(1 - \Omega_{IB}) - 6.9 \times R_8 - 1.8] \Lambda_{\overline{MS}}^{(4)}/(340 MeV), \quad (3.5)$$

où $\Omega_{IB} = 0.06 \pm 0.08$ corrige des effets de brisure d'isospin, $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)} = (340 \pm 30) MeV$ est l'échelle caractéristique de QCD pour quatre saveurs de quarks actifs dans le schéma \overline{MS} , et les paramètres R_6 et R_8 sont définis selon

$$R_6 = B_6^{1/2} \left[\frac{121 MeV}{\bar{m}_s(m_c)} \right]^2, \quad R_8 = B_8^{3/2} \left[\frac{121 MeV}{\bar{m}_s(m_c)} \right]^2, \quad (3.6)$$

avec $\bar{m}_s(m_c) = (115 \pm 20) MeV$. Dans la limite "grand N_c ", ces paramètres hadroniques satisfont la relation d'égalité $B_6 = B_8 = 1$.

Dans la paramétrisation de Wolfenstein on a $Im(V_{td}V_{ts}^*) = A^2\lambda^2\bar{\eta} + \mathcal{O}(\lambda^7)$. Ainsi, en absence d'incertitudes théoriques, la mesure de ε'/ε donnerait un accès direct à la valeur de

Expérience	Valeur [10^{-4}]	Etat des lieux
NA31 [7]	23.0 ± 6.5	résultat final
E731 [8]	7.4 ± 5.9	résultat final
NA48 [9]	14.7 ± 2.2	résultat final
KTeV [10]	20.7 ± 2.8	basé sur $\sim 50\%$ des données
Moyenne	16.7 ± 1.6	$\chi^2/3 = 6.3/3$

TAB. 3.1 – *Résumé des résultats expérimentaux sur le paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.*

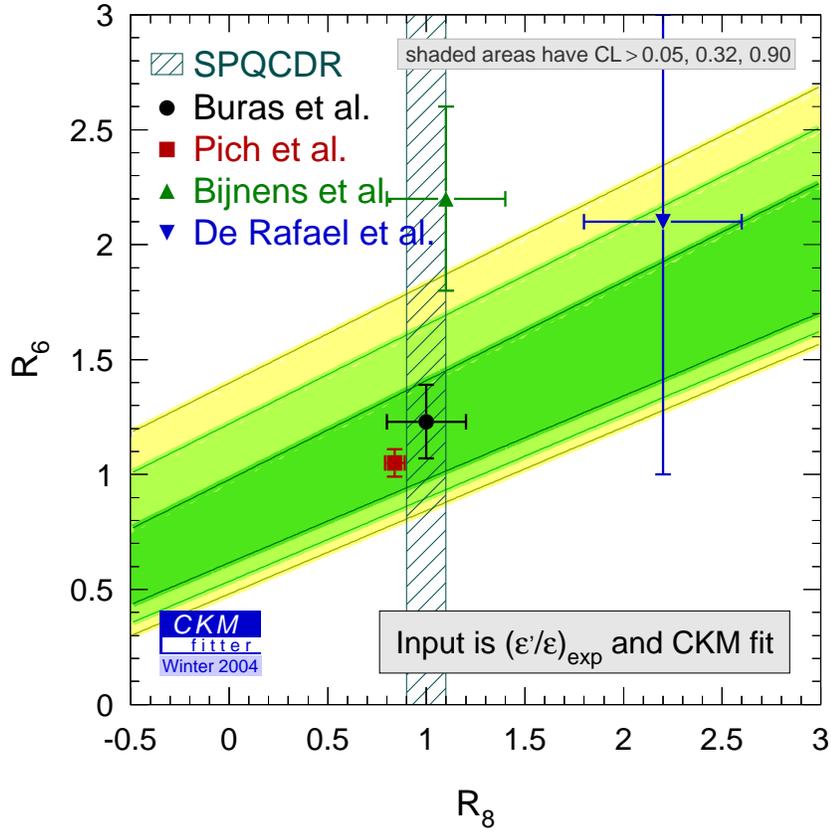


FIG. 3.1 – Régions permises pour les paramètres hadroniques R_6 et R_8 , à partir des contraintes posées par la moyenne mondiale sur $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$, combinée avec le résultat de l'ajustement standard sur $\text{Im}(V_{td}V_{ts}^*)$. Les symboles avec barres d'erreur sont les prédictions théoriques des Refs. [11, 12, 13, 14, 15].

$\bar{\eta}$. Même si la valeur expérimentale de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ est maintenant connue avec une précision de 10%, il n'est pas possible d'extraire des contraintes précises sur $\bar{\eta}$ (pas même sur son signe), à cause des incertitudes assignées aux paramètres hadroniques R_6 et R_8 . Il n'existe pas pour l'instant une description cohérente des effets dynamiques qui entrent en jeu ; et si bien certains peuvent être traités par diverses approches théoriques, il est difficile de les tenir tous en compte simultanément dans un seul cadre.

Un certain consensus existe quant à la valeur et l'erreur de R_8 , estimée par QCD sur réseau. A l'horizon 2005, les calculs sur réseau avaient atteint des précisions de l'ordre de $\sim 10\%$. Le calcul de R_6 sur réseau est beaucoup plus difficile à cause du mélange avec des opérateurs à plus basse dimension. On observe des désaccords notables entre les résultats obtenus par différentes méthodes.

Il est donc instructif d'étudier les contraintes que les mesures expérimentales sur ε'/ε posent sur les paramètres hadroniques. La Figure 3.1 montre la région permise, dans le plan (R_6, R_8) , à partir des contraintes provenant de la moyenne mondiale de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ ainsi que le résultat sur $Im(V_{td}V_{ts}^*)$ provenant de l'ajustement CKM standard. Les différentes prédictions théoriques sont en accord raisonnable avec l'information expérimentale, mais la taille des incertitudes théoriques dilue l'impact de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ dans l'ajustement CKM standard.

On peut concevoir une amélioration du potentiel de cette mesure, en combinant des contraintes additionnelles sur R_6 , extraites de mesures de violation de CP dans des désintégrations de kaons chargés en trois pions. Les résultats récents [16] de l'expérience NA48/2 ont permis d'améliorer la précision expérimentale sur ces modes par plus d'un ordre de grandeur ; l'expérience NA62 pourrait atteindre des précisions encore inégalées.

3.3 Le mode rare de désintégration du kaon chargé

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$$

La désintégration $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ est un processus de courant neutre changeant la saveur. Dans le Modèle Standard, cela ne peut avoir lieu que par des transitions faibles du second ordre, et est donc potentiellement sensible à la présence de contributions au-delà du MS, et peut représenter un test important de la validité du MS.

L'expérience BNL-E787 a observé deux événements de la désintégration rare $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, correspondant à un rapport d'embranchement de $(1.57_{-0.82}^{+1.75}) \times 10^{-10}$ [17]. Etant donné le très faible taux de bruit de fond attendu (0.15 ± 0.03 événements), l'hypothèse nulle est mise en défaut par ce résultat. Par la suite, l'expérience BNL-E949[18] a observé un événement supplémentaire près de la limite cinématique. Le résultat combiné donne $(1.47_{-0.89}^{+1.30}) \times 10^{-10}$.

La Figure 3.2 montre le niveau de confiance expérimental en fonction de la valeur du rapport d'embranchement. Est également montrée la valeur prédite par l'ajustement CKM standard. Cets figures ont été produites à la demande de l'expérience E949 et sont référencées dans la page officielle de la collaboration.

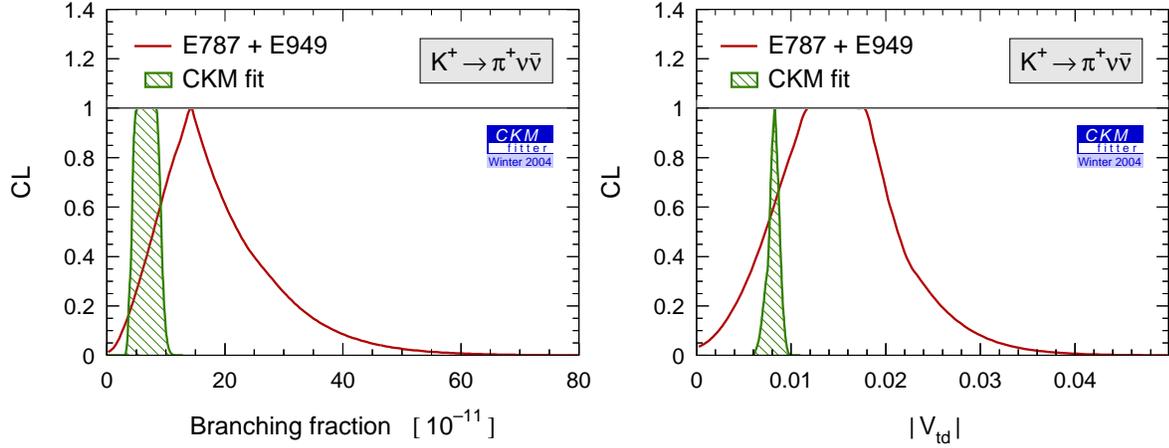


FIG. 3.2 – Niveau de confiance sur le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ (gauche) et $|V_{td}|$ (droite). Les lignes en rouge correspondent à la contrainte venant de la mesure combinées des expériences E787 et E949; Les surfaces hachurées sont les prédictions du MS en provenance de l'ajustement CKM standard.

Dans le cadre du MS, le rapport d'embranchement est donné par la fonction[19]

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = r_{K^+} \frac{3\alpha^2 \mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)}{2\pi^2 |V_{us}|^2 \sin^2 \theta_W} \sum_{i=e,\mu,\tau} \left| \eta_X X_0(x_t) V_{td} V_{ts}^* + X_{NL}^{(i)} V_{cd} V_{cs}^* \right|^2. \quad (3.7)$$

Ici, $r_{K^+} = 0.901$ est une correction de brisure d'isospin, $X_0(x_t)$ est la fonction d'Inami-Lim, corrigée par un facteur phénoménologique de QCD $\eta_X = 0.994$, dû à la contribution du quark top à l'ordre α_S ; les fonctions X_{NL}^ℓ , avec $\ell = e, \mu, \tau$ contiennent les contributions du pingouin Z^0 et les diagrammes en boîte avec des quarks charmés dans les boucles. Au moment de l'analyse publiée dans [2], le calcul disponible sur ces amplitudes était à l'ordre NLO[19]; en 2006 un nouveau calcul a été publié, allant à l'ordre NNLO[4]. L'insertion des fonctions NNLO dans le programme CKMfitter a été fait en collaboration avec U. Haisch.

Pour illustrer la contrainte sur la matrice CKM que peut apporter ce mode, on écrit l'équation 3.7 en termes des paramètres de Wolfenstein

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = \kappa_+ A^4 X^2(x_t) \frac{1}{\sigma} \left[(\sigma \bar{\eta})^2 + (\rho_0 - \bar{\rho})^2 \right] \quad (3.8)$$

avec

$$X(x) = \eta_X X_0(x), \sigma = 1 - \lambda^2 + \mathcal{O}(\lambda^4), \rho_0 = 1 + \frac{P_0}{A^2 X(x_t)} \quad (3.9)$$

le paramètre κ_+ est défini dans [19], et contient une dépendance en λ^8 , de telle sorte que le rapport d'embranchement est une fonction de $(A\lambda^2)^4$. Ce terme peut être déterminé directement à partir de V_{cb} , qui s'extrait expérimentalement à partir des mesures des

transitions $b \rightarrow c\ell\nu$ exclusives et/ou inclusives. Le paramètre P_0 quantifie la contribution du quark charmé, et est donné par

$$P_0 = \frac{1}{\lambda^4} \left[\frac{2}{3} X_{NL}^c + \frac{1}{3} X_{NL}^\tau \right] \quad (3.10)$$

On voit ainsi que l'équation 3.7 représente une contrainte sur le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ de forme quasi-elliptique, avec son centre proche au sommet $(\bar{\rho} = 1, \bar{\eta} = 0)$ du triangle d'unitarité. Les courbes $|V_{td}| = \text{constante}$ étant des cercles centrés sur ce même point, la mesure du rapport d'embranchement permet d'obtenir une contrainte sur l'élément $|V_{td}|$ de la matrice CKM. La comparaison avec la contrainte provenant des oscillations des mésons B_d et B_s (ou des désintégrations radiatives des B) constitue un test intéressant du MS.

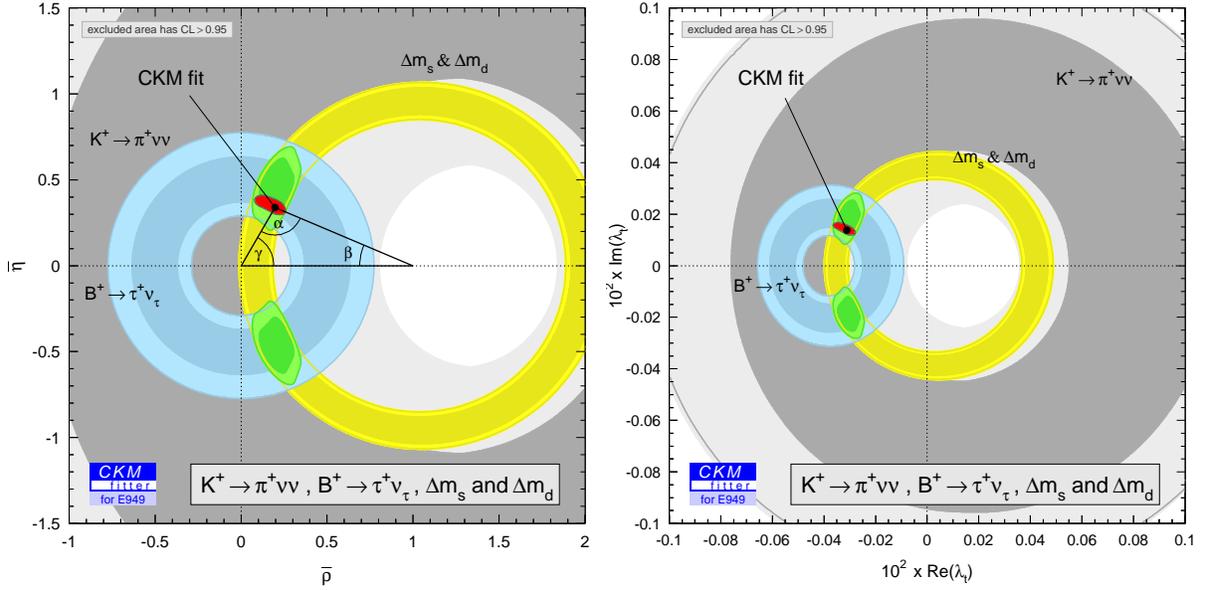


FIG. 3.3 – Contraintes sur le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ (gauche) et sur le plan $\text{Re}(\lambda_t), \text{Im}(\lambda_t)$ (droite), où $\lambda_t = V_{ts}^* V_{td}$. En plus de la mesure de E949 (contour gris), est illustrée la contrainte provenant de l'ajustement standard (contour rouge), ainsi que la combinaison des mesures d'oscillation des B et B_s avec le taux de désintégration du mode $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$.

La Figure 3.3 montre le niveau de confiance bidimensionnel dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ provenant de la mesure combinée de E787+E949. Est également montrée la contrainte dans le plan complexe $(\text{Re}(\lambda_t), \text{Im}(\lambda_t))$. La zone permise sur le plan complexe de cette variable, définie comme $\lambda_t = V_{ts}^* V_{td}$, fournit une autre représentation du triangle d'unitarité. Ces figures ont été produites à la demande de la collaboration E949, et sont incluses dans leur publication finale[18]. La zone permise par la mesure du rapport d'embranchement est comparée à celle de l'ajustement CKM standard, ainsi qu'à une combinaison d'observables mesurées en 2006, dont la fréquence d'oscillation des mésons B_s et la première mise en évidence du mode de désintégration du méson B chargé dans le mode $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$.

En 2004, les incertitudes sur le paramètre V_{cb} et sur la masse du quark top jouaient un rôle secondaire mais non négligeable sur l'incertitude totale. La décomposition précise

des contributions à l’erreur totale e été étudiée dans [2], en utilisant les calculs et mesures disponibles à l’époque, ainsi que pour plusieurs scénarios futurs. La conclusion à l’époque était qu’une mesure expérimentale avec une précision de 10% demanderait une amélioration de ces erreurs pour porter un impact significatif sur la matrice CKM.

Avec l’amélioration des techniques pour mesurer V_{cb} , et la masse du quark top étant maintenant connue avec une précision de 1 GeV, l’erreur totale sur la contrainte est presque entièrement d’origine théorique, dominée par la l’incertitude sur contribution du quark charmé, qui à son tour provient principalement de la valeur de la masse du charm, des échelles de renormalisation utilisées, ainsi que de Λ_{QCD} . Le calcul à l’ordre NNLO de ces fonctions a permis une réévaluation de ces erreurs, et les résultats obtenus avec la méthode *Rfit* sont décrits dans[4]. La Figure 3.4 montre la décomposition des différentes contributions à l’incertitude théorique, à été produite à la demande des auteurs de [4]. On garde ici la notation utilisée dans cette référence, où le terme P_c correspond à la fonction NNLO décrivant la contribution du quark charmé (correspondant à la fonction P_0 définie à l’ordre NLO).

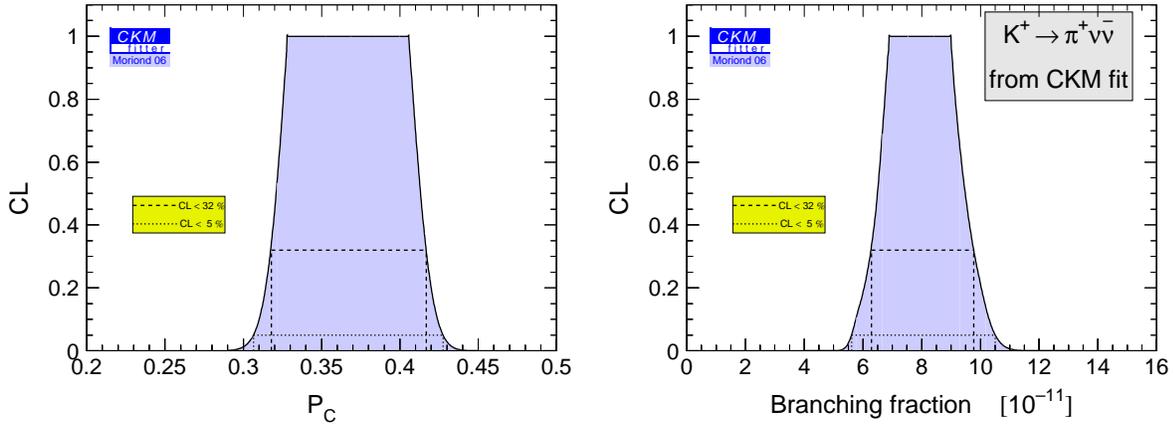


FIG. 3.4 – *A gauche : Erreur théorique sur la contribution P_c du quark charmé à l’amplitude pour le mode $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, réévaluée à l’ordre NNLO, comme décrit dans le texte. A droite : niveau de confiance en fonction du rapport d’embranchement $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, évalué en utilisant le résultat de l’ajustement standard et la dépendance fonctionnelle à l’ordre NNLO.*

Concernant les perspectives expérimentales, les programmes CKM et KAMI d’étude de ce mode, ont été fermés aux USA en 2005. Un nouveau projet a été proposé au CERN ; ce projet NA62 est partiellement basé sur un redéploiement du détecteur NA48, et vise à atteindre une “single-event sensitivity” (SES) de 10^{-12} . A partir de la valeur prédite pour le rapport d’embranchement par l’ajustement CKM standard, cela pourrait correspondre à environ 60 événements de signal par an, avec ~ 10 événements de bruit de fond. L’expérience NA62 a ainsi le potentiel de produire une mesure du rapport d’embranchement avec une précision de l’ordre de 10%.

3.4 Le mode rare de désintégration du kaon neutre

$$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$$

Dans le cadre du MS, ce mode de désintégration du kaon neutre procède presque entièrement par le biais d'une seule amplitude (du type FCNC). Cette amplitude est dominée par le quark top, et donc sujette à une incertitude théorique sous contrôle. D'autre part, ce processus viole la symétrie CP directement, d'où le double intérêt d'étudier ce mode, malgré l'effort expérimental immense que représente une telle mesure. La prédiction théorique pour le rapport d'embranchement est donnée par

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= \kappa_L \left(\frac{\text{Im}[V_{td}V_{ts}^*]^2}{\lambda^5} \right) X^2(x_t) \\ &= \kappa_L X^2(x_t) \left(A^4 \bar{\eta}^2 + \mathcal{O}(\lambda^4) \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

où $\kappa_L = \kappa_+(r_{K_L}\tau_{K_L})/(r_{K^+}\tau_{K^+}) = (2.12 \pm 0.03) \times 10^{-10}$ [19], et $r_{K_L} = 0.944$ est une correction d'effets de brisure d'isospin. Le paramètre contient un terme en λ^8 , de sorte que le rapport d'embranchement est aussi une fonction de $|V_{cb}|^4$. On voit de l'équation 3.11 qu'une mesure du rapport d'embranchement correspondrait à une contrainte très propre sur la valeur absolue du paramètre $|\bar{\eta}|$ de la matrice CKM.

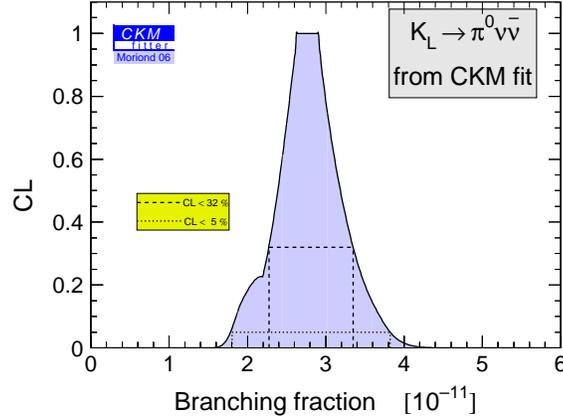


FIG. 3.5 – Niveau de confiance en fonction du rapport d'embranchement $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, évalué en utilisant le résultat de l'ajustement standard et la dépendance fonctionnelle à l'ordre NNLO.

Les différentes contributions à l'incertitude théorique ont été évaluées dans[2], et la contribution dominante à l'erreur dans l'extraction de $\bar{\eta}$ provenait de l'incertitude sur l'élément V_{cb} de la matrice CKM. Plus récemment, le travail théorique au niveau NNLO[4] a permis de fournir une estimation plus réaliste de l'incertitude sur le quark charmé. La Figure 3.5 montre la prédiction à partir de l'ajustement CKM standard, sur la valeur du rapport d'embranchement du mode $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$; la largeur du “plateau” est d'environ

0.15×10^{-11} , et correspond à l’erreur théorique totale, dominée par la contribution du quark charmé.

Les prévisions expérimentales ont quelque peu évolué depuis 2004. Après la fermeture du programme KOPIO, le premier résultat de l’expérience E391a au Japon a été annoncé[20]; celui-ci fournit la meilleure limite sur la valeur du rapport d’embranchement à $\mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.1 \times 10^{-7}$. De même, une proposition à Protvino en Russie est en cours d’étude; cette expérience KLOD vise à atteindre une SES de 10^{-11} , ce qui permettrait d’observer 1 à 3 événements d’après la prédiction de l’ajustement standard. Une autre proposition est également en cours d’étude à J-PARC au Japon; cette expérience E14 profiterait d’une mise à jour de certains éléments du détecteur de E391a, ainsi que du calorimètre de l’expérience KTeV. La proposition d’expérience envisage deux étapes : une première en 2010, visant à d’atteindre une SES de 10^{-11} , suivie par une prise de données permettant d’enregistrer quelques dizaines d’événements. Dans ce contexte, on peut envisager des mesures fournissant une contrainte directe sur $|\bar{\eta}|$, qui restera dominée par la statistique.

3.5 Perspectives en physique des kaons pour la matrice CKM

La combinaison des contraintes décrites dans les sections précédentes permet de produire une étude prospective, basée uniquement sur des mesures provenant de la physique des kaons. A titre d’illustration, on se place dans un scénario qui pourrait décrire la situation au début de la prochaine décennie :

- Le paramètre ε_K restera dominé par l’incertitude théorique, même si des progrès importants dans les calculs en QCD sur réseau peuvent améliorer l’erreur sur le paramètre de “bag”. On supposera ici que l’erreur théorique totale sur ε_K diminuera d’un facteur 2.
- L’erreur expérimentale sur ε'/ε pourra diminuer quand la collaboration KTeV analysera l’ensemble de son échantillon de données. Cependant cette contrainte restera dominée par les incertitudes théoriques. L’expérience NA62 a le potentiel de fournir des mesures de violation de CP dans les désintégrations du kaon chargé en trois pions, ce qui permettrait de réduire l’erreur théorique. On supposera que la réduction de cette erreur permettra au mieux de contraindre le signe du paramètre $\bar{\eta}$ de la matrice CKM. Il n’est donc pas nécessaire d’inclure explicitement ε'/ε dans cette étude.
- On disposera d’une mesure du rapport d’embranchement $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ avec une précision expérimentale de 10%, et on utilisera l’incertitude théorique provenant du calcul NNLO disponible.
- On disposera d’une mesure du rapport d’embranchement $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ avec une précision expérimentale de 25%, et une incertitude théorique négligeable.
- Finalement, on supposera que les valeurs des paramètres CKM sont ceux correspondant à l’ajustement CKM standard, i.e. provenant de la physique du B, et que les

valeurs centrales obtenues dans les mesures expérimentales des kaons sont en accord avec la prédiction de l'ajustement standard.

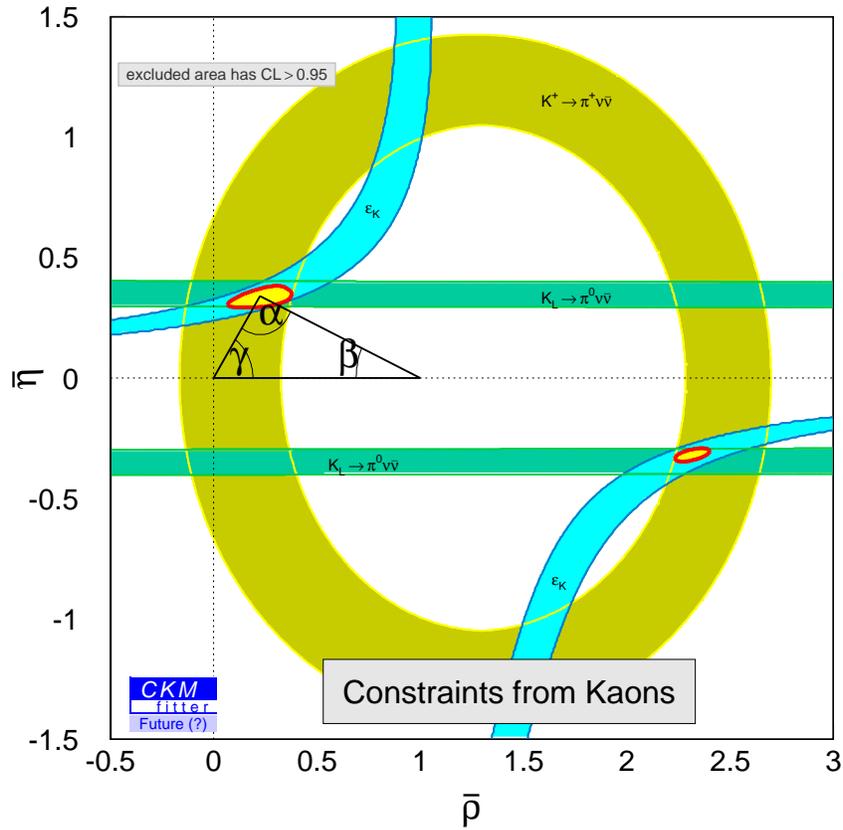


FIG. 3.6 – Contraintes sur le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, en utilisant un scénario futur de mesures d'observables dans le système des kaons. Les hypothèses sur lesquelles se base ce scénario sont décrites dans le texte.

La Figure 3.6 montre le résultat de cet ajustement CKM spécifique aux kaons. Par construction, la contrainte provenant de la solution principale est en accord avec l'ajustement standard. Du fait de la dépendance fonctionnelle des paramètres (ρ, η) par rapport aux observables de physique des kaons, on note que des solutions multiples pourraient apparaître. Ces ambiguïtés pourraient être levées par une contrainte sur le signe du paramètre $\bar{\eta}$, par exemple en utilisant la mesure de ε'/ε . On conclut que la sensibilité de cet ajustement spécifique aux kaons a un potentiel très compétitif par rapport à l'ajustement standard. Un désaccord entre ces deux ajustements serait une évidence d'effets non-CKM dans le secteur de mélange des quarks.

Chapitre 4

Analyse en amplitudes des désintégrations des mésons B dans le canal $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$

Dans le cadre de la physique du méson B , les analyses en amplitudes des modes non charmés en trois mésons légers fournissent des études intéressantes sur la structure de la matrice CKM. Les mouvements des phases fortes le long des résonances peuvent être mesurés à partir des profils d'interférences observés ; cela permet d'identifier les phases faibles présentes, à l'origine des possibles effets de violation de CP. Le potentiel de physique de ces modes est riche, et complémentaire à celui provenant des analyses en taux de comptage.

Dans des processus hadroniques du type $b \rightarrow u$, des contributions en arbre et de type pingouin contribuent à l'amplitude totale de désintégration. De façon générale, l'étude d'un seul mode de désintégration ne permet pas de séparer les phases fortes et faibles dans les mesures des asymétries de CP, et l'extraction de contraintes sur la matrice CKM passe par la combinaison de plusieurs modes. Le cas $B \rightarrow \pi\pi$ permet d'illustrer cette approche : si l'amplitude de désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ était seulement donnée par des termes en arbre, la mesure du paramètre S de violation de CP dans le mode $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ donnerait directement accès à $\sin 2\alpha$; cependant, en présence de termes aux ordres supérieurs (diagrammes pingouins), cette "pollution des pingouins" se traduit par un décalage du paramètre S par rapport à $\sin 2\alpha$; on dit que S mesure $\sin 2\alpha_{\text{eff}}$. On peut alors passer par une analyse d'isospin[21], qui fournit des relations entre les amplitudes des trois modes $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ et $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, pour mesurer l'angle α (ou plutôt fournit une mesure de α comportant jusqu'à huit solutions, dues à des ambiguïtés trigonométriques irréductibles). La situation dans les modes $B \rightarrow \rho\rho$ est similaire, avec l'avantage d'avoir accès à une observable supplémentaire par rapport au cas $B \rightarrow \pi\pi$; la mesure de l'asymétrie dépendante du temps dans $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$ permet de lever partiellement les ambiguïtés trigonométriques. Dans le mode $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, une analyse en amplitudes dépendantes du temps mesure les phases d'interférence entre les résonances $\rho^+\pi^-$, $\rho^-\pi^+$ et $\rho^0\pi^0$, ce qui permet de séparer les contributions venant des phases fortes, et par là-même

d'accéder directement à l'angle α de la matrice CKM[22]. Ainsi, si on fait abstraction des nombreuses difficultés expérimentales, le mode $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ est en principe le canal le plus puissant pour l'accès à l'angle α de la matrice CKM.

Concernant les modes hadroniques non charmés avec présence d'un kaon dans l'état final, ceux-ci présentent quelques similarités avec les processus $b \rightarrow u$, mais ont aussi des spécificités qui leur confèrent un potentiel de physique riche ; pour ces modes $b \rightarrow s$, les contributions du type pingouin sont "favorisées de Cabbibo" par rapport aux contributions en arbre ; ceci les rend particulièrement sensibles à des effets de physique au-delà du Modèle Standard.

Deux analyses $B \rightarrow K\pi\pi$ sont décrites dans ce document : le chapitre présent discute l'analyse du mode "autoétiquetant" $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, qui donne accès seulement à des observables indépendantes du temps ; le chapitre 5 décrit le mode $B^0 \rightarrow K^0\pi^+\pi^-$, qui y est étudié par le biais d'une analyse dépendante du temps. En guise de conclusion, chapitre 6 donne un aperçu d'une analyse en préparation, visant à obtenir des contraintes sur la matrice CKM à partir d'une étude combinée des modes $B \rightarrow K\pi\pi$.

Une version préliminaire de l'analyse en amplitudes $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ a été rendue publique en 2004 à la conférence ICHEP [27]. Ce premier travail s'est fait en collaboration avec Zhitang Yu (alors à Wisconsin), et est au coeur de sa thèse de doctorat [28]. Le travail a aussi bénéficié d'un environnement de collaboration proche avec Jinwei Wu (alors à Wisconsin) et Andreas Hoecker (alors à Orsay), qui s'intéressaient au mode $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Ces deux modes possèdent plusieurs similarités, surtout en ce qui concerne le traitement du bruit de fond, la construction du modèle de signal en termes d'amplitudes, et la technique pour tenir compte des effets de résolution expérimentale dans le plan de Dalitz. Une stratégie commune a été menée entre les deux groupes, pour profiter des développements intéressants de chaque analyse. En parallèle, une analyse quasi-inclusive, totalement indépendante de celle en amplitudes, a été menée par Alejandro Pérez (ULA, Venezuela) pour son mémoire de Master.

L'analyse finale $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ ici décrite, s'est faite en collaboration avec Jacques Chauveau (LPNHE). L'analyse a conclu les étapes de validation interne dans *BABAR*, et a été soumise pour publication [23] dans *Physical Review D*.

4.1 Le modèle du signal $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$

L'amplitude de désintégration $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ est une fonction de deux variables cinématiques indépendantes. Un choix usuel est de prendre comme variables le carré de deux masses invariantes, $x = m_{K^\pm, \pi^\mp}^2$ et $y = m_{K^\pm, \pi^0}^2$. L'espace de phase de la désintégration, appelé Plan de Dalitz (DP), est défini par les frontières cinématiques des variables x et y . La désintégration du méson B peuple le plan de Dalitz, avec une distribution donnée par la dynamique de désintégration.

Dans l'approximation isobare, on considère l'amplitude totale de désintégration comme

une somme sur des états intermédiaires :

$$\mathcal{A}(x, y) = \sum_j t_j e^{i\phi_j} f_j(x, y), \quad (4.1)$$

et une somme équivalente sur le plan de Dalitz correspondant à $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$,

$$\bar{\mathcal{A}}(x, y) = \sum_j \bar{t}_j e^{i\bar{\phi}_j} f_j(x, y). \quad (4.2)$$

Les coefficients isobares $t_j e^{i\phi_j}$ sont des constantes complexes sur tout le plan de Dalitz. Pour chaque mode, la phase isobare ϕ_j est la somme d'une phase forte, commune aux modes B^0 et \bar{B}^0 , et d'une phase faible qui change de signe. La dynamique de désintégration d'un état intermédiaire est décrite par la fonction $f_j(x, y)$, dont la structure sur le plan de Dalitz correspond au contenu de chaque résonance. Ainsi par exemple, pour une résonance $K^+\pi^-$, sa contribution à l'amplitude totale se factorise sous la forme

$$f_j(x, y) = R_j(x) \times T_j(x, y), \quad (4.3)$$

où $R_j(x)$ est la fonction d'excitation (ou *lineshape*), et la fonction $T_j(x, y)$ décrit la dépendance angulaire. Les f_j sont normalisés,

$$\int_{DP} |f_j(x, y)|^2 dx dy = 1, \quad (4.4)$$

de telle sorte que le facteur de forme qui décrit le couplage du méson B à la résonance et à la particule "célibataire" (ici le π^0 pour une résonance $K^+\pi^-$) peut être absorbé dans la normalisation.

Dans le cadre du formalisme tensoriel de Zemach [24, 25], la fonction $T_j^{(J)}(x, y)$ décrit la distribution angulaire d'un processus où une résonance de spin J est produite avec un méson pseudoscalaire célibataire, à partir de la désintégration d'un méson pseudoscalaire B . Pour $J = 0, 1, 2$, on a :

$$\begin{aligned} T_j^{(0)} &= 1, \\ T_j^{(1)} &= -2\vec{p} \cdot \vec{q}, \\ T_j^{(2)} &= \frac{4}{3}[3(\vec{p} \cdot \vec{q})^2 - (|\vec{p}||\vec{q}|)^2], \end{aligned} \quad (4.5)$$

où $\vec{p}(x, y)$ est l'impulsion du célibataire, et $\vec{q}(x, y)$ est celle de la fille Q de la résonance, mesurées dans le référentiel où la résonance est au repos. Pour une résonance neutre $K^+\pi^-$, on choisit Q comme étant le pion ; pour une résonance chargée $K^+\pi^0$ ce sera le kaon ; finalement, pour une résonance $\pi\pi^0$ ce sera le π^0 . Pour chaque paire à deux corps, ces choix définissent l'angle d'hélicité $\theta_j = (\vec{p}_j, \vec{q}_j)$.

Le modèle nominal utilisé (4.1) pour décrire le mode $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ est composé d'un terme non résonant, qui se distribue de façon uniforme sur tout le plan de Dalitz, ainsi que de cinq états intermédiaires résonants : $\rho^-(770)$, $K^*(892)^{+,0}$ et $(K\pi)_0^{*+,0}(1430)$. Pour ces

TAB. 4.1 – Composition du *modèle nominal* du signal $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. Le modèle est fait d'une composante non résonante et de cinq états intermédiaires. Les trois fonctions d'excitation utilisées sont décrites dans le texte. Pour la fonction LASS, les mêmes paramètres sont utilisés dans les systèmes chargé et neutre. Les *composantes additionnelles* sont utilisées dans des modèles étendus pour des études systématiques.

Etat intermédiaire	Fonction d'excitation	Paramètres
<i>Modèle Nominal</i>		
Non résonant	Constant	
$\rho^-(770)$	GS	$m = 782.1 \text{ MeV}/c^2$ $\Gamma^0 = 157.8 \text{ MeV}$
$K^{*+}(892)$	RBW	
$K^{*0}(892)$	RBW	
$(K\pi)_0^{*+}(1430)$ $(K\pi)_0^{*0}(1430)$	LASS	$m^0 = 1415 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$ $\Gamma^0 = 300 \pm 6 \text{ MeV}$ cutoff $m_j^{max} = 2000 \text{ MeV}/c^2$ $a = 2.07 \pm 0.10 \text{ (GeV}/c)^{-1}$ $r = 3.32 \pm 0.34 \text{ (GeV}/c)^{-1}$
<i>Composantes additionnelles</i>		
$\rho(1450)$	GS	$m = 1439 \text{ MeV}/c^2$ $\Gamma^0 = 550 \text{ MeV}$
$\rho(1700)$	GS	$m = 1795 \text{ MeV}/c^2$ $\Gamma^0 = 278 \text{ MeV}$
$K_2^*(1430)^{+,0}$	RBW	
$K^*(1680)^{+,0}$	RBW	

deux derniers, nous suivons ici la notation utilisée dans *BABAR* [26, 27], qui se réfère à un paramétrage phénoménologique pour l'amplitude des ondes S ($K\pi$) chargées et neutres. Cette amplitude est considérée comme une superposition cohérente d'un terme élastique à portée effective, et d'un terme pour la résonance scalaire du $K_0^*(1430)$.

Trois dépendances fonctionnelles $R_j(x)$ différentes sont utilisées pour décrire les résonances du modèle nominal :

- RBW : La fonction relativiste Breit-Wigner avec largeur dépendante de la masse, est utilisée pour les résonances $K^*(892)^{+,0}$, $K_2^*(1430)^{+,0}$, et $K^*(1680)^{+,0}$.

$$R_j^{(J)}(x; m_j, \Gamma_j^0) = \frac{1}{m_j^2 - x - im_j \Gamma_j^{(J)}(x)}. \quad (4.6)$$

La largeur x -dépendante vient définie par

$$\Gamma_j^{(J)}(x) = \Gamma_j^0 \frac{m_j}{\sqrt{x}} \left(\frac{q(x)}{q(m_j^2)} \right)^{2J+1} \frac{B^{(J)}(Rq(x))}{B^{(J)}(Rq(m_j^2))}, \quad (4.7)$$

où m_j est la masse de la résonance j , et Γ_j^0 sa largeur. Les facteurs de barrière (carrés des facteurs de Blatt-Weisskopf [29]) sont :

$$\begin{aligned} B^{(0)} &= 1, \\ B^{(1)} &= \frac{1}{1 + R^2 q^2}, \\ B^{(2)} &= \frac{1}{9 + 3R^2 q^2 + R^4 q^4}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Pour le paramètre de portée R , les valeurs pour chaque résonance sont prises de la littérature[34].

- GS : La fonction de résonance modifiée, appelée Gounaris-Sakurai [30] est utilisée pour les résonances $\rho^-(770)$, $\rho^-(1450)$ and $\rho^-(1700)$, et est définie comme :

$$R_j^{GS}(x; m_j, \Gamma_j^0) = \frac{1 + d \Gamma_j^0/m_j}{m_j^2 + f(x) - x - im_j \Gamma_j(x)}, \quad (4.9)$$

avec le même dépendance en x que dans l'équation (4.7). La constante d et la fonction $f(x)$, exprimées en termes de m_j et Γ_j^0 sont comme dans [30].

- LASS : On s'attend à ce que les ondes S dans les systèmes $K\pi$, qu'on note $(K\pi)_0^{*+,0}(1430)$, soient une composante importante du signal dans la région au-dessous de 2 GeV/ c^2 . Dans cette analyse, on suit une prescription suggérée dans [31] pour décrire le mouvement de phase en fonction de la masse $K\pi$, fait de la somme d'un terme de diffusion élastique et d'une résonance scalaire large. On utilise ici les résultats obtenus par l'analyse en ondes partielles de l'état à deux corps $K\pi$ dans l'expérience de diffusion LASS [32], rééchelonnés pour la cinématique des désintégrations du B , pour prendre en compte, à l'aide d'un nombre limité de paramètres, l'état actuel des

connaissances sur le système $K\pi$ au-dessous de 2 GeV/c. LA fonction d'excitation "LASS" s'écrit

$$R_j^{LASS}(x; m_j^0, \Gamma_j^0, a, r) = \frac{x}{q \cot \delta_B - iq} \quad (4.10)$$

$$+ e^{2i\delta_B} \frac{m_j^0 \Gamma_j^0 \frac{m_j^0}{q_0}}{[(m_j^0)^2 - x^2] - im_j^0 \Gamma_j^0 \frac{q}{x} \frac{m_j^0}{q_0}},$$

où

$$\cot \delta_B = \frac{1}{aq(x)} + \frac{1}{2} r q(x), \quad (4.11)$$

a est la longueur de diffusion, et r sa portée effective. La figure 4.1 montre la fonction d'excitation et le mouvement de phase utilisés, et les compare à une RWB correspondant au terme purement résonant dans 4.10.

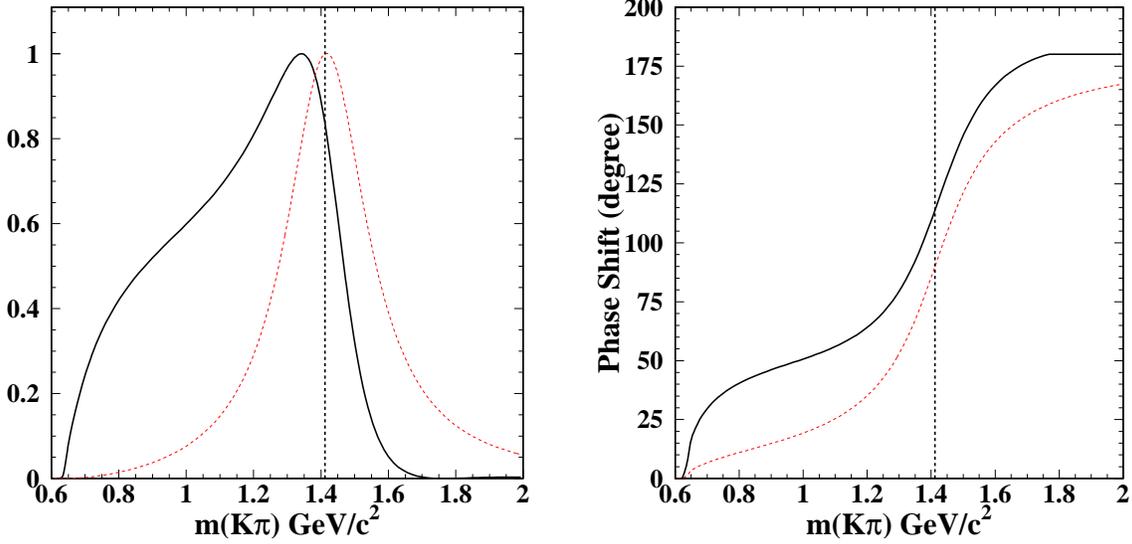


FIG. 4.1 – Fonctions d'excitation (à gauche) et mouvements de phase (à droite) décrivant les ondes S $K\pi$ chargée et neutre. La courbe foncée représente la fonction donnée par l'équation 4.10, avec les paramètres de l'expérience LASS, et est celle utilisée dans le modèle nominal. Pour comparaison, la courbe en clair est une RWB.

Extraction des observables

L'analyse utilise une technique d'ajustement de maximum de vraisemblance étendue pour mesurer les différentes observables physiques :

Le rapport d'embranchement inclusif \mathcal{B}^{incl} et l'asymétrie CP globale,

$$\mathcal{B}^{incl} \equiv \mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0) \quad (4.12)$$

$$\mathcal{A}_{\text{CP}} \equiv \frac{\int_{DP} [|\bar{\mathcal{A}}(x, y)|^2 - |\mathcal{A}(x, y)|^2] dx dy}{\int_{DP} [|\bar{\mathcal{A}}(x, y)|^2 + |\mathcal{A}(x, y)|^2] dx dy}, \quad (4.13)$$

ainsi que les fractions isobares FF_j , (moyennées de CP pour B^0 et \bar{B}^0) et leurs asymétries de CP correspondantes :

$$\begin{aligned} FF_k &= \frac{\int_{DP} |t_k e^{i\phi_k} f_k(x, y)|^2 + |\bar{t}_k e^{i\bar{\phi}_k} \bar{f}_k(x, y)|^2 dx dy}{\int_{DP} |\sum_j t_j e^{i\phi_j} f_j(x, y)|^2 + |\sum_j \bar{t}_j e^{i\bar{\phi}_j} \bar{f}_j(x, y)|^2 dx dy}, \\ A_{\text{CP}}^k &= \frac{\bar{t}_k^2 - t_k^2}{\bar{t}_k^2 + t_k^2}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

et leurs phases isobares, par rapport à une résonance de référence (on choisit le canal $K^*(892)^+\pi^-$). Dans ces expressions, t_j et \bar{t}_j sont les magnitudes obtenues par ajustement pour l'état intermédiaire j ; ϕ_j and $\bar{\phi}_j$ sont les phases relatives obtenues par l'ajustement. La somme des fractions isobares ne donne pas nécessairement 1, du fait des effets d'interférence; il est recommandé toutefois [34] de définir des fractions "quasi-deux-corps" pour un état intermédiaire comme étant

$$\mathcal{B}_j = FF_j \cdot \mathcal{B}^{\text{incl}}. \quad (4.15)$$

4.2 Le plan de Dalitz carré

Du fait que les masses des états finaux en pseudoscalaire-vecteur, tels que $K^*(892)\pi$ ou $\rho(770)K$ sont considérablement plus petites que celles du B , l'espace de phase est de grande taille, et les événements du signal pseudo-scalaire-vecteur se concentrent sur les bords du plan de Dalitz.

Quant aux événements du bruit de fond continu $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$), ils présentent une topologie en deux jets collinéaires, où un des mésons du candidat est souvent mou; ainsi, le bruit de fond se retrouve aussi à peupler les bords du plan de Dalitz.

Il s'en suit qu'une fraction dominante de l'échantillon se concentre sur une fraction réduite de la surface du plan de Dalitz, qui plus est sur ses bords. Il convient donc de procéder à une transformation non linéaire des variables de Dalitz, pour définir le *plan de Dalitz carré* (SDP) [33] comme suit :

$$\begin{aligned} dx dy &\longrightarrow |det \mathcal{J}| dm' d\theta' \\ m' &\equiv \frac{1}{\pi} \arccos \left(2 \frac{m - m_{\min}}{m_{\max} - m_{\min}} - 1 \right), \quad \theta' \equiv \frac{1}{\pi} \theta, \end{aligned} \quad (4.16)$$

où $m = \sqrt{x}$ et θ sont respectivement la masse invariante et l'angle d'hélicité de la paire $K^\pm \pi^\mp$, et $m_{\max} = m_B - m_{\pi^0}$ and $m_{\min} = m_{K^+} + m_{\pi^-}$ sont les limites cinématiques de m . Ces nouvelles variables m' et θ' vont de 0 à 1. \mathcal{J} est le Jacobien de cette transformation.

La Figure 4.2 montre le plan de Dalitz pour un modèle de signal fait des trois états intermédiaires en pseudoscalaire-vecteur de notre modèle, dans les coordonnées standard

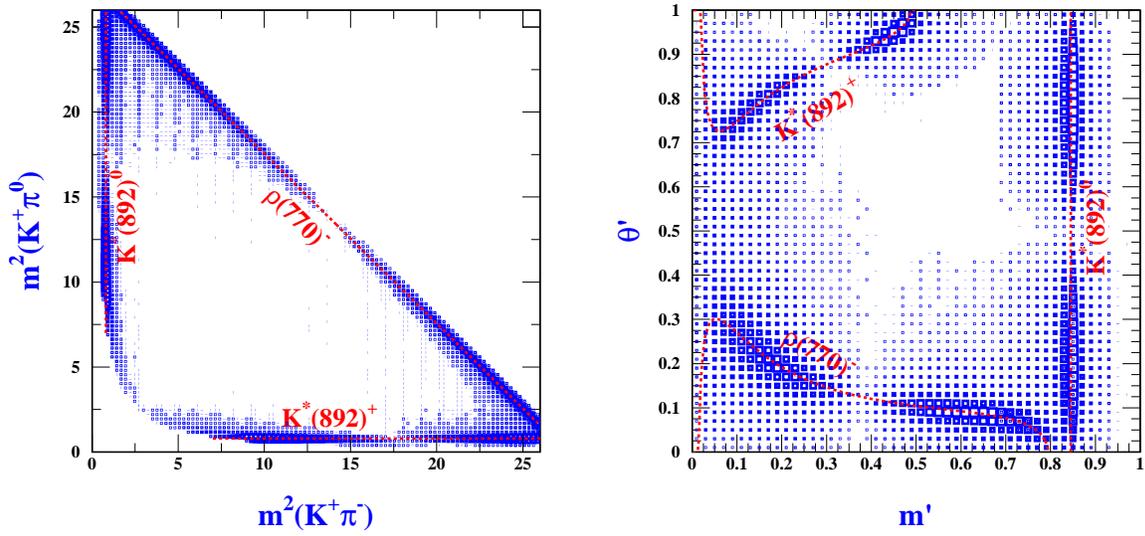


FIG. 4.2 – Les plans de Dalitz traditionnel (à gauche) et carré (à droite), illustrés avec des distributions de signal correspondant aux trois modes en pseudoscalaire-vecteur $B^0 \rightarrow \rho(770)^- K^+$, $B^0 \rightarrow K^*(892)^+ \pi^-$ et $B^0 \rightarrow K^*(892)^0 \pi^0$.

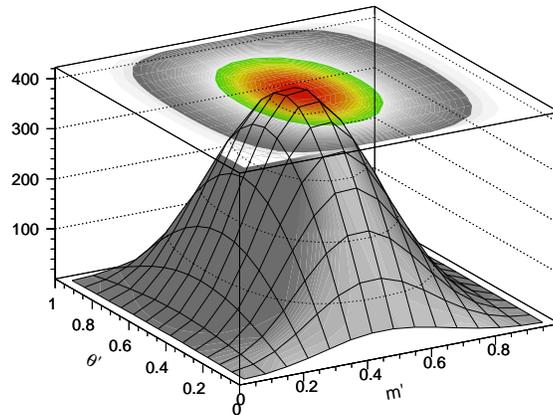


FIG. 4.3 – Le déterminant du jacobien de la transformation des variables de Dalitz classique vers le plan de Dalitz carré.

et dans celles du plan de Dalitz carré. La Figure 4.3 montre une représentation graphique de la valeur du Jacobien $|det\mathcal{J}|$ dans le plan de Dalitz carré. On constate que dans le SDP, les résonances sont éloignées des bords du DP, et que les régions dominées par l’interférence entre deux modes couvrent une surface plus large. Cela rend plus aisé le paramétrage de l’espace de phase. Un avantage supplémentaire de ce choix de coordonnées est qu’il est aisé de construire des représentations “binnées” de l’espace de phase, puisque ses frontières sont maintenant des lignes droites aux bords d’un carré.

4.3 L’échantillon de données

4.3.1 Sélection du signal

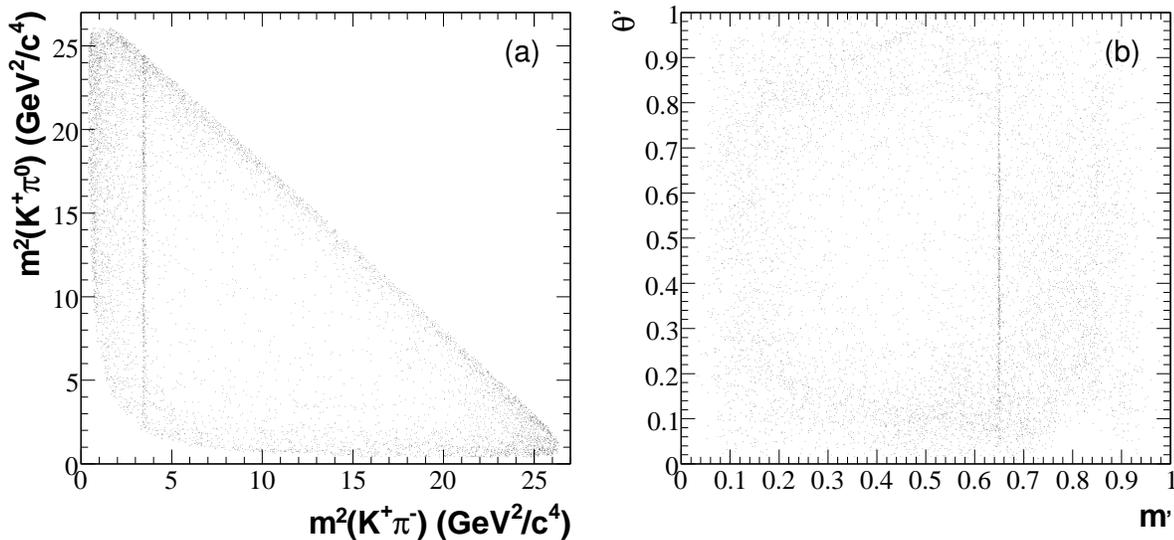


FIG. 4.4 – Distribution dans le plan de Dalitz (standard et carré) de l’échantillon final, fait de 8014 événements. La bande étroite du $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ est clairement visible

La sélection des événements se base sur des techniques standard dans *BABAR*, et sera décrite en termes succints. Seuls les éléments spécifiques à l’analyse seront décrits avec plus de détails.

Les candidats $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ se reconstruisent à partir de deux particules chargées et de deux photons. Les traces chargées doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 100 MeV/c, et doivent avoir laissé au moins 12 impacts dans la chambre à dérive DCH. Elles doivent être rejetées par les sélecteurs d’électrons, de muons et de protons ; le candidat K^+ doit être identifié par le sélecteur de kaons, et le candidat π^- doit être rejeté. Le candidat π^0 se reconstruit à partir d’une paire de candidats photons, chacun avec une énergie supérieure à 50 MeV dans le référentiel du laboratoire, et avec un profil de gerbe

dans le calorimètre électromagnétique EMC correspondant à une gerbe électromagnétique. La masse invariante du candidat π^0 doit satisfaire la condition $0.11 < m_{\gamma\gamma} < 0.16 \text{ GeV}/c^2$.

A la résonance $\Upsilon(4S)$, les mésons B reconstruits sont identifiés par deux variables cinématiques quasiment indépendantes : la masse invariante, contrainte par l'énergie du faisceau (“energy-substituted mass”) m_{ES} , et la différence d'énergie ΔE :

$$m_{\text{ES}} = \sqrt{(s/2 + \mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{p}_B)^2 / E_0^2 - p_B^2}, \quad (4.17)$$

$$\Delta E = E_B^* - \sqrt{s}/2, \quad (4.18)$$

où les indices 0 et B font référence au système e^+e^- et au candidat B , respectivement ; E et \vec{p} sont l'énergie et l'impulsion, s est le carré de l'énergie au centre de masse, et l'astérisque indique le référentiel au centre de masse de la collision.

On sélectionne des événements candidats qui satisfont le critère $m_{\text{ES}} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$.

La résolution neutre dépend de la position dans le plan de Dalitz ; ainsi, pour éviter la présence d'une corrélation entre la différence d'énergie ΔE et les variables de Dalitz, on introduit une quantité dérivée $\Delta E'$:

$$\Delta E' \equiv \frac{2\Delta E - (\Delta E_{\text{max}} + \Delta E_{\text{min}})}{\Delta E_{\text{max}} - \Delta E_{\text{min}}} \quad (4.19)$$

les bornes $\Delta E_{\text{max}} = 0.08 - 0.0014 \cdot m_{K^+\pi^-}$, $\Delta E_{\text{min}} = -0.14 + 0.005 \cdot m_{K^+\pi^-}$, sont toutes exprimées en GeV, et suivent la fonction de résolution en ΔE le long du plan de Dalitz, de telle sorte que cette variable transformée a une valeur moyenne uniforme et nulle sur tout le plan de Dalitz, et un RMS uniforme et égal à 1. On sélectionne les candidats satisfaisant la coupure $|\Delta E'| \leq 1$.

Le bruit de fond dominant provient des événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$), où les hadrons produits dans les jets se combinent pour produire un candidat B . La topologie en deux jets de ces événements est utilisée pour rejeter ce bruit de fond. Pour cela, on utilise un réseau de neurones (NN) [35] qui se construit à partir d'une combinaison non linéaire de trois variables discriminantes : les deux premières sont les angles de l'impulsion du B et de l'axe de poussée du B par rapport à la direction du faisceau de positrons dans le référentiel du centre de masse de la collision ; la troisième est la différence $2 \times L_2 - L_0$ entre deux variables qui caractérisent la forme du flux d'impulsion autour de l'axe de poussée du B . Elles sont définies comme $L_n \equiv \sum_i p_i \cdot |\cos \theta_i|^n$, la somme se faisant sur toutes les particules chargées et neutres de l'événement (à l'exclusion de celles du candidat B), leurs impulsions \vec{p}_i ayant des angles θ_i par rapport à l'axe de poussée du B . Le NN est entraîné sur des données expérimentales *off resonance* et des événements de signal produits par simulation Monte Carlo. Un échantillon de contrôle de grande pureté, fait d'environ 4000 événements reconstruits dans des désintégrations $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ avec $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ and $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ a été utilisé pour valider les distributions obtenues par la simulation[36].

Une fraction des événements retenue, allant de 3% à 17% selon les régions du plan de Dalitz, possède plus d'un candidat B reconstruit (essentiellement 2). Le cas dominant est celui correspondant à plus d'un candidat π^0 , dans quel cas le candidat avec la masse du

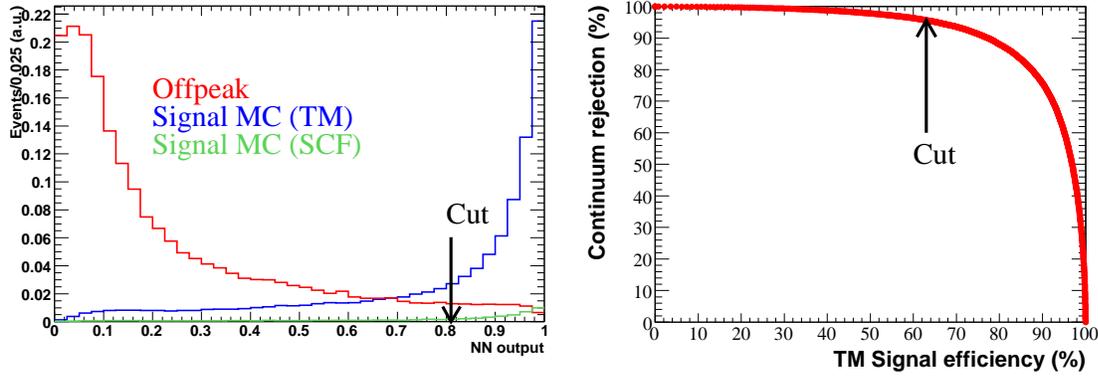


FIG. 4.5 – *A gauche : distribution de sortie du réseau de neurones NN, pour des événements de signal et des données off resonance. La coupure retient 63.0% du signal TM (55.1% du signal SCF) et rejette 95.6% du continuum. A droite : Taux de réjection du continuum, en fonction de l’efficacité sur le signal TM.*

π^0 la plus proche de $0.1349 \text{ GeV}/c^2$ est retenu. Pour le cas minoritaire à plus d’une trace chargée, on choisit de façon arbitraire un candidat B , à partir d’un algorithme aléatoire mais reproductible, basé sur le *timestamp* de l’événement.

Après sélection, 8014 événements sont retenus. La reconstruction de chaque candidat B utilise une contrainte sur la masse de B , de sorte à ce que les variables de Dalitz reconstruites soient toutes contenues à l’intérieur des limites cinématiques de l’espace de phase. La Figure 4.4 montre les plans de Dalitz, traditionnel et carré, pour l’échantillon retenu.

4.4 Propriétés de la reconstruction des événements du signal

En utilisant l’information de génération du Monte Carlo, on peut distinguer deux catégories d’événements reconstruits passant les critères de sélection, qu’on appelle événements correctement reconstruits ou “truth-matched” (TM), et événements mal reconstruits ou “self-cross-feed” (SCF). Un événement est appelé SCF quand une ou plusieurs particules ne provenant pas de la chaîne de désintégration du vrai B de signal sont associées au B candidat. Cette mauvaise association a lieu principalement pour des particules de basse impulsion, et en conséquence le taux de SCF varie dans le plan de Dalitz, comme on peut voir dans la Figure 4.6 : ce taux est faible dans le centre du plan de Dalitz, et devient très important sur les bords.

Pour les événements TM, la résolution dans le plan de Dalitz peut être trivialement décrite par une simple fonction de résolution expérimentale ; mais pour les événements de SCF sa structure peut être considérablement complexe, car une mauvaise association des traces peut donner lieu à des migrations très importantes. Pour chaque point du DP, on

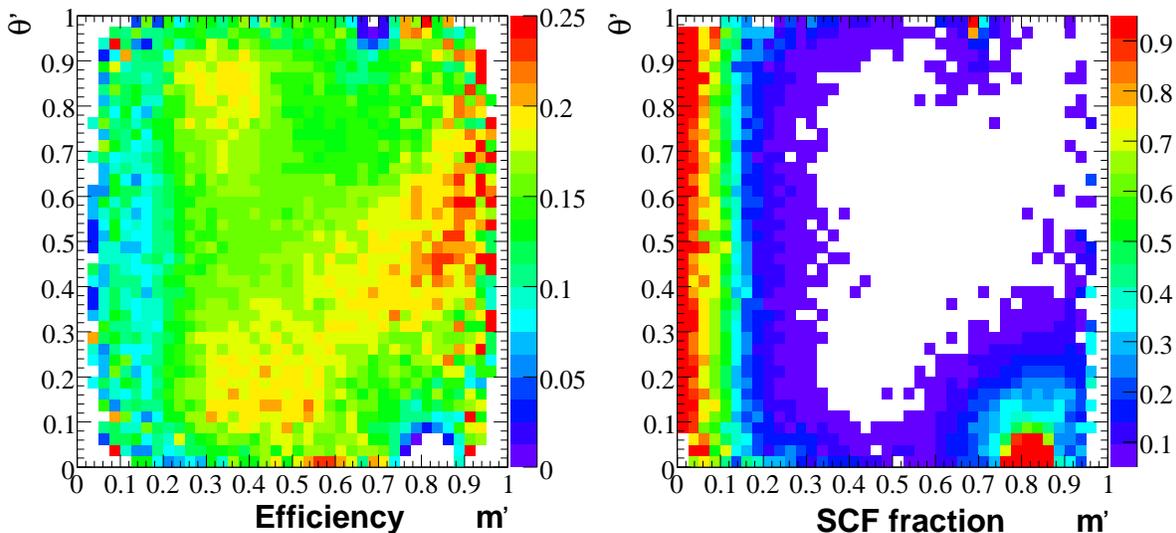


FIG. 4.6 – Gauche : efficacité de reconstruction du signal, en fonction de la position dans le plan de Dalitz. Droite : taux de mauvaise reconstruction des événements de signal. Au total, 4.9 millions d'événements de MonteCarlo ont été générés pour produire ces figures.

évalue une efficacité de reconstruction $\varepsilon(m', \theta')$, et un taux de reconstruction incorrecte $f_{\text{SCF}}(m', \theta')$. La Figure 4.6 montre des chartes de ces deux quantités dans le DP, et le Tableau 4.2 indique des valeurs moyennes de l'efficacité et du taux de SCF, correspondant à la distribution dans le DP de plusieurs modes intermédiaires. Ces chartes se construisent à partir de données de simulation à grande statistique (au total, 4.9 millions d'événements ont été générés, dont 2.3 millions d'événements $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ non résonants, et 2.6 millions d'événements de modes résonants en pseudo-scalaire vecteur). Moyennée sur le DP, l'efficacité est de l'ordre de 15%. En plus de l'acceptance géométrique du détecteur, les sources principales d'inefficacité proviennent des coupures sur $\Delta E'$ ($\sim 70\%$), de l'identification des kaons ($\varepsilon \approx 70\%$) et des coupures sur le réseau de neurones ($\sim 60\%$).

4.5 Rejection des bruits de fond

Deux catégories d'événements constituent des bruits de fond : ceux provenant du continuum, et ceux provenant d'autres modes de désintégration de mésons B chargés ou neutres.

Pour ce qui est du continuum, les coupures sur le réseau de neurones NN rejettent 96% de ces événements; cependant, ce bruit de fond reste la catégorie dominante dans l'échantillon (un peu plus de deux tiers). Ce bruit de fond est étudié sur l'échantillon de données *off resonance*, ainsi que sur les données.

Pour le bruit de fond B , l'absence de coupures sur les masses invariantes à deux corps fait que de nombreux modes de désintégration de mésons B contaminent l'échantillon. Ces

TAB. 4.2 – Efficacités de sélection du signal (globale et pour les événements bien reconstruits seulement), et taux de mauvaise reconstruction, évalués sur des événements de simulation pour différents modes intermédiaires. On a $\varepsilon_{\text{TM}} = \varepsilon(1 - f_{\text{SCF}})$. Les incertitudes statistiques sont négligeables. Les modes charmés $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^0$ et D^-K^+ ont le même état final que le signal, mais sont du bruit de fond par rapport au modèle isobare.

Mode	$\varepsilon(\%)$	$\varepsilon_{\text{TM}}(\%)$	$f_{\text{SCF}}(\%)$
$K^{*+}(892)\pi^-$	13.9	10.0	28.1
$K^+\rho^-$	14.3	10.3	28.3
$K^{*0}(892)\pi^0$	15.7	13.6	13.3
non résonant	16.2	15.2	6.2
$\bar{D}^0\pi^0$	16.4	15.7	4.0
D^-K^+	15.8	14.6	7.5

bruits de fond sont étudiés à l’aide d’événements de simulation. Après inspection d’une centaine de modes inclusifs et exclusifs, ceux contribuant au bruit de fond sont regroupés en 10 classes, résumées dans le Tableau 4.3. Le regroupement se base sur leurs similarités cinématiques et topologiques. On retient dans l’échantillon le mode exclusif $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^0$, avec $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, qui contribue avec quelques 400 événements. Hormis sa distribution très localisée dans le DP, ce mode a toutes les propriétés du signal, et a donc les mêmes PDF pour les variables cinématiques et topologiques ; son inclusion dans l’échantillon aide à stabiliser l’ajustement.

4.6 L’ajustement de vraisemblance maximale

L’analyse de l’échantillon utilise un ajustement de vraisemblance maximale étendue, qui permet de déterminer le nombre total d’événements du signal $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, les magnitudes t_j, \bar{t}_j et les phases $\phi_j, \bar{\phi}_j$ des coefficients complexes isobares de l’amplitude de désintégration. L’ajustement se base sur les variables $\vec{x} = \{m', \theta', m_{\text{ES}}, \Delta E', \text{NN}\}$. La fonction de vraisemblance se construit en posant que l’échantillon est constitué de trois espèces : signal, bruit de fond continuum, et bruit de fond B . Pour l’événement i , la vraisemblance \mathcal{L} s’écrit en fonction des variables \vec{x}_i comme :

$$\mathcal{L}(\vec{x}_i) = N_{\text{sig}}\mathcal{L}_{\text{sig}}(\vec{x}_i) + N_{q\bar{q}}\mathcal{L}_{q\bar{q}}(\vec{x}_i) + \sum_c N_{\text{BdfB},c}\mathcal{L}_{\text{BdfB},c}(\vec{x}_i), \quad (4.20)$$

La somme sur c parcourt toutes les classes de bruit de fond B (10 au total).

Chacune des espèces de bruit de fond (continuum et B) se décompose selon la forme

$$\mathcal{L}_{\text{bdf}}(\vec{x}_i) = \frac{1}{2}(1 - q_i^K A_{\text{bdf}})\mathcal{P}_{\text{bdf}}(\vec{x}_i), \quad (4.21)$$

où pour chaque espèce considérée, N correspond au nombre d’événements de l’espèce, \mathcal{P} est sa fonction de densité de probabilité (PDF), évaluée sur les variables \vec{x}_i de l’événement

TAB. 4.3 – Liste des bruits de fond B . Pour chaque classe de bruit de fond B , est indiqué soit le nombre d'événements obtenus sur l'ajustement final (voir plus loin) quand il est laissé libre, soit le nombre attendu d'événements s'il est fixe.

Class	Mode	Events	
0	$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$	10.4 ± 0.5	fixe
1	$B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma, K^{*0}1430)\gamma, \rho^+\pi^-$	95.6 ± 5.0	fixe
2	$B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-, K^{*+}(892)\rho^-, K^*(1680)\rho$	10.7 ± 3.8	fixe
3	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0(K^+\pi^-)\pi^0$	425 ± 25	ajusté
4	$B^+ \rightarrow K^+\pi^0$	17.4 ± 1.5	fixe
5	B en 3 corps (surtout $K^+\pi^-\pi^+$)	119 ± 34	ajusté
6	B en 4 corps	30.3 ± 3.4	fixe
7	B en charme générique sans vrai D^0	382 ± 49	ajusté
8	B en charme générique avec vrai D^0	147 ± 17	ajusté
9	$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow \pi^-\pi^0)K^+$	20.4 ± 7.8	fixe

i , q_i^K est la charge du kaon du candidat B dans l'événement i , et A est l'asymétrie de charge de l'espèce.

La vraisemblance pour le signal se décompose en deux termes, correspondant aux sous-espèces des événements correctement (TM) ou mal (SCF) reconstruits :

$$\mathcal{L}(\vec{x}_i) = \mathcal{L}_{\text{TM}}(\vec{x}_i) + \mathcal{L}_{\text{SCF}}(\vec{x}_i) \quad (4.22)$$

$$= (1 - \bar{f}_{\text{SCF}})\mathcal{P}_{\text{TM}}(\vec{x}_i) + \bar{f}_{\text{SCF}}\mathcal{P}_{\text{SCF}}(\vec{x}_i) \quad (4.23)$$

le terme \bar{f}_{SCF} se réfère à la *fraction moyenne* de SCF, dont la définition exacte sera donnée plus tard.

L'ajustement maximise la valeur de la fonction de vraisemblance étendue,

$$\mathcal{L} = e^{-N_{\text{tot}}} \prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i, \quad (4.24)$$

où $N = 8014$ est le nombre total d'événements de l'échantillon, $N_{\text{tot}} = N_{\text{sig}} + N_{q\bar{q}} + \sum_c N_{Bbg,c}$, est le nombre attendu d'événements.

Les fonctions de densité de probabilité \mathcal{P} sont des fonctions en cinq dimensions, qui en général peuvent s'écrire comme le produit direct de quatre PDF pour la tétrade de variables discriminantes : $v = \{m_{\text{ES}}, \Delta E', NN, DP = (m', \theta')\}$,

$$\mathcal{P} = \prod_{k=1}^4 \mathcal{P}(v_k). \quad (4.25)$$

Pour quelques espèces, les corrélations entre certaines de ces variables ne sont pas négligeables, et sont gérées par le biais de PDF conditionnelles. Ces cas seront détaillés dans le paragraphe suivant. Un résumé des PDF utilisées et de leurs paramétrages est donné dans le Tableau 4.4.

TAB. 4.4 – Description générale des paramétrisations des PDF. G = gaussienne, Pn = polynôme de degré n , NP = non paramétrique, CB = Crystal Ball, GG(DP) = double gaussienne avec paramètres dépendant d’une variable de Dalitz.

Composante	m_{ES}	$\Delta E'$	NN	Dalitz
signal (TM)	CB	GG(DP)	NP	voir texte
signal (SCF)	NP	G	NP	voir texte
Continuum	Argus	P1	voir texte	NP par morceaux
BdF B (sauf 3 et 9)	NP en 2D		NP	NP
BdF B 3 et 9	voir signal	voir signal	voir texte	voir texte

4.7 Les fonctions de densité de probabilité pour le plan de Dalitz

La désintégration $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ est spécifique de saveur, car la charge du kaon étiquette la saveur du méson B signal. De ce fait, les plans de Dalitz pour les B^0 et les \bar{B}^0 sont indépendants. Par contre, les bruits de fond sont globalement aveugles en saveur. Il convient donc de traiter les deux plans de Dalitz en simultanément, dans le même ajustement. Dans la description qui suit, seule la PDF du plan de Dalitz B^0 sera traitée ; pour chaque résonance j , il suffit de changer t_j en \bar{t}_j pour obtenir celle du plan de Dalitz \bar{B}^0 .

4.7.1 Signal

La dépendance fonctionnelle du modèle de signal dans le plan de Dalitz a été décrite dans le paragraphe 4.1. Les paramètres à obtenir par l’ajustement sont les amplitudes et phases isobares t_j et ϕ_j , respectivement, pour chaque mode intermédiaire résonant j . Le modèle de signal nominal est résumé dans le Tableau 4.1. Pour les 6 résonances considérées, cela correspond à 24 paramètres (12 amplitudes et 12 phases), dont seuls 21 ont un contenu physique : une des amplitudes peut être absorbée dans la normalisation globale de la PDF, et il y a une phase globale arbitraire dans chaque plan de Dalitz. On choisit de faire la mesure en utilisant la résonance $K^{*+}\pi^-$ comme référence, avec ses phases isobares fixées à zéro, ainsi que son amplitude $t(B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-)$ fixée à une valeur arbitraire ($t = 1.3$, en l’occurrence), l’amplitude pour $\bar{t}(\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-}\pi^+)$ restant libre pour tenir compte d’une possible violation directe de CP. Ce choix est bien sûr arbitraire, et les résultats physiques ne dépendent pas de la résonance choisie comme référence.

La PDF du signal dépend de la position dans le plan de Dalitz :

$$\mathcal{P}_{TM}(DP) \propto \varepsilon(DP)(1 - f_{SCF}(DP))|det\mathcal{J}(\mathcal{DP})||\mathcal{A}(DP)|^2, \quad (4.26)$$

$$\mathcal{P}_{SCF}(DP) \propto \varepsilon(DP)f_{SCF}(DP)[|det\mathcal{J}(\mathcal{DP})||\mathcal{A}(DP)|^2 \otimes \mathcal{R}_{SCF}(DP)], \quad (4.27)$$

Les formes fonctionnelles de ces PDF dépendent du modèle de signal utilisé, et font intervenir pour le SCF la convolution entre la distribution du signal SCF et la matrice de

résolution \mathcal{R} , qui est définie un peu plus loin (Equation (4.32)). La normalisation se fait en évaluant les intégrales

$$\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon(1 - f_{SCF}) |det\mathcal{J}| f_k f_l^*, \quad (4.28)$$

$$\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon f_{SCF} |det\mathcal{J}| f_k f_l^*, \quad (4.29)$$

$$\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon |det\mathcal{J}| f_k f_l^*, \quad (4.30)$$

ces expressions utilisent les notations introduites dans l'équation (4.1). Ces normalisations sont évaluées en début d'ajustement, une seule fois, par intégration numérique. Une limitation de cette méthode est que les paramètres de forme des *lineshapes* (autres que les amplitudes et phases isobares) doivent être tous fixés à une valeur constante ; s'ils étaient laissés libres dans l'ajustement, cela demanderait la réévaluation des normalisations à chaque pas dans l'ajustement, ce qui est techniquement infaisable.

Il convient de signaler que le terme

$$\bar{f}_{SCF} = \frac{\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon f_{SCF} |det\mathcal{J}| |\mathcal{A}|^2}{\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon |det\mathcal{J}| |\mathcal{A}|^2} \quad (4.31)$$

qui assure la normalisation de la PDF totale du signal dans l'équation 4.22, correspond à une moyenne pondérée de la fraction de SCF, dont la pondération est donnée par la composition exacte du modèle de signal, et donc dépend en principe de la dynamique du modèle de désintégration. Dans la pratique, le calcul de \bar{f}_{SCF} converge rapidement à une valeur stable, peu sensible aux détails des interférences explorées par l'ajustement, et peut être fixée après quelques itérations.

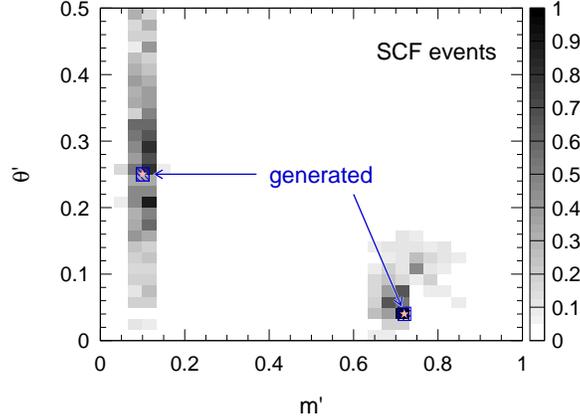


FIG. 4.7 – Distribution dans le plan de Dalitz des positions reconstruites (m'_r, θ'_r) pour des événements du type SCF, générés à deux positions (m'_t, θ'_t) à grand taux de mauvaise reconstruction.

Dans les équations 4.26 et 4.27, seul le terme de SCF utilise une fonction de résolution \mathcal{R}_{SCF} . Du fait que les largeurs des résonances sont grandes comparées aux résolutions expérimentales, la PDF du signal TM peut être construite sans tenir compte des effets de résolution sur m' and θ' . Par contre, pour les événements du signal SCF, les effets de migration sont grands, et varient considérablement selon les régions du DP : les valeurs reconstruites de m'_r, θ'_r peuvent être très différentes des vraies valeurs de génération m'_t, θ'_t . La fonction de résolution pour le SCF est donc une matrice tétradimensionnelle normalisée $\mathcal{R}(m'_r, \theta'_r; m'_t, \theta'_t)$, qui satisfait la condition

$$\int_0^1 dm'_r \int_0^1 d\theta'_r \mathcal{R}_{SCF}(m'_r, \theta'_r; m'_t, \theta'_t) = 1 \quad (4.32)$$

et qui est convoluée avec le modèle de signal dans l'expression de la PDF du SCF. En pratique, cette matrice tétradimensionnelle est construite à l'aide d'événements de simulation à grande statistique : à chaque point dans le plan (m'_t, θ'_t) correspond une distribution en deux dimensions dans le plan (m'_r, θ'_r) , sous la forme d'une grille lissée avec $(40 \times 40) \times (40 \times 40)$ cellules. Le lissage se pratique au niveau des 40×40 plans (m'_r, θ'_r) , avec des paramètres de lissage variables, ajustés par inspection directe. La figure 4.7 illustre les migrations pour deux points du plan de Dalitz, représentatifs des régions à grand taux de mauvaise reconstruction.

4.7.2 Bruits de fond

A l'exception des bruits de fond exclusifs $B \rightarrow D\pi$ (classes 3 et 9) les PDF du plan de Dalitz pour les bruits de fond B et du continuum ont la forme de distributions bidimensionnelles non paramétriques (histogrammes lissés).

Les distributions du continuum sont obtenues à partir d'événements provenant des données *off resonance*, ainsi que d'une partie des données *on resonance*, en utilisant une fenêtre latérale dans la région ($5.20 < m_{ES} < 5.25 \text{ GeV}/c^2$), puis en appliquant une soustraction du bruit de fond B . Avec ces événements, le plan de Dalitz carré est divisé en trois régions, et les distributions dans chaque région sont lissées en utilisant des paramètres de *smoothing* adaptés, afin de mieux décrire les structures étroites (i.e. des vrais ρ et K présents dans le continuum).

Les PDF du plan de Dalitz pour les bruits de fond B sont obtenues à partir d'événements de simulation. Pour la classe 8, correspondant aux désintégrations $b \rightarrow c$ avec production de vrais mésons D^0 , on utilise un pavage fin autour de la bande du D . Les composantes du bruit de fond B correspondant aux modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^0$, avec $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow D^-K^+$ avec $D^- \rightarrow \pi^-\pi^0$ sont traitées avec les mêmes PDF que le signal TM et SCF. Pour la composante TM dans $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^0$, on utilise le produit d'une distribution gaussienne en $m_{K\pi}$ puis transformée en m' , avec une distribution polynomiale de cinquième ordre en θ' . La masse et la largeur de la gaussienne du D^0 (et les coefficients du polynôme en θ') sont des paramètres libres dans l'ajustement. Pour $B^0 \rightarrow D^-K^+$, la PDF est un histogramme en deux dimensions lissé, construit à partir d'événements de la simulation.

4.8 Les variables discriminantes cinématiques et topologiques

Le discrimination du signal par rapport aux bruits de fond est un élément crucial de l'analyse. Elle dépend en grande partie de l'utilisation d'informations cinématiques et topologiques ; l'optimisation de ces informations s'est faite suivant des techniques standard dans les analyses de physique non charmée dans *BABAR*, et ne représente pas le coeur de cette analyse en amplitudes. En conséquence, le traitement des variables cinématiques et topologiques ne seront décrites ici que de façon sommaire, en discutant seulement les points spécifiques à cette analyse. Une description des techniques de discrimination dans les analyses de physique non charmée dans *BABAR* peut être trouvée dans[36].

4.8.1 Signal

La PDF de m_{ES} pour le signal TM est une fonction dite “Crystal Ball” [37], dont la moyenne et la largeur sont des paramètres libres dans l'ajustement ; pour le SCF on utilise une forme non paramétrique obtenue à partir de la simulation. Le corrélation entre ΔE et le plan de Dalitz a déjà été évoquée ; bien que le passage de la variable ΔE à $\Delta E'$ ait réduit considérablement cet effet, il reste une corrélation résiduelle, qui est tenue en compte en paramétrant la PDF de $\Delta E'$ comme une double gaussienne, dont les cinq paramètres (deux moyennes, deux largeurs et une fraction relative) dépendent linéairement de $m_{K^+\pi^-}^2$. Les pentes et termes indépendants de ces fonctions linéaires sont extraits de la simulation, avec une moyenne globale qui est libre dans l'ajustement. Pour la composante de SCF, on utilise une seule gaussienne, avec des paramètres évalués sur la simulation. Les PDF du NN pour le TM et le SCF sont des distributions non paramétriques obtenues à partir de la simulation.

4.8.2 Bruit de fond

Pour la PDF en m_{ES} du bruit de fond continuum, on utilise la fonction dite “Argus” [38]

$$f\left(z = \frac{m_{\text{ES}}}{m_{\text{ES}}^{\text{max}}}\right) = z\sqrt{1-z^2}e^{-\xi(1-z^2)} \quad (4.33)$$

Le “endpoint” et le paramètre de forme sont fixés aux valeurs $m_{\text{ES}}^{\text{max}} = 5.2895 \text{ GeV}/c^2$ et $\xi = -22$, respectivement. La PDF pour $\Delta E'$ est un polynôme de premier ordre, dont la pente est libre dans l'ajustement. La distribution du NN possède une forme qui se corrèle avec la position de l'événement dans le plan de Dalitz. Cet effet doit être tenu en compte ; pour cela, on introduit une dépendance fonctionnelle *ad hoc* avec la “distance” au centre du plan de Dalitz Δ_{dalitz} ,

$$\mathcal{P}(NN; \Delta_{\text{dalitz}}) = (1 - NN)^A \times (B_0 + B_1 NN + B_2 NN^2). \quad (4.34)$$

Les coefficients A et B sont des fonctions linéaires de Δ_{dalitz} . L'expression en termes des paramètres a_i , qui sont libres dans l'ajustement, est donnée par :

$$\begin{aligned}
 A &= a_1 + a_5 \Delta_{\text{dalitz}}, \\
 B_0 &= c_0 + c_1 \Delta_{\text{dalitz}} \\
 B_1 &= a_3 + c_2 \Delta_{\text{dalitz}} \\
 B_2 &= a_2 + c_3 \Delta_{\text{dalitz}}.
 \end{aligned}
 \tag{4.35}$$

Pour la plupart des bruits de fond B , les variables m_{ES} et ΔE sont corrélées. On utilise pour leurs PDF des distributions non paramétriques en deux dimensions dans le plan $(m_{\text{ES}}, \Delta E)$, et une distribution non paramétrique en une dimension pour le NN, toutes obtenues à partir de la simulation. Cela ne concerne pas les modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^0$ et $B^0 \rightarrow D^- K^+$, qui ont les mêmes PDF que le signal pour ces trois variables.

4.9 Paramètres de l'ajustement

On résume ici la liste de paramètres laissés libres dans l'ajustement :

- Vingt-et-un paramètres isobares : 11 amplitudes et 10 phases.
- Cinq nombres d'événements : pour le signal (N_{sig}), le continuum ($N_{q\bar{q}}$) et pour trois des espèces de bruit de fond B : les classes 3, 7 et 8 selon les définitions du Tableau 4.3. Les autres classes ont des nombres d'événements fixés à leurs valeurs attendues.
- Un paramètre d'asymétrie de CP pour le continuum.
- La moyenne et la largeur de la distribution de m_{ES} pour le signal TM.
- Quatre paramètres décrivant la forme du pic en masse du D^0 dans la classe 3 du bruit de fond B, plus 4 paramètres pour le polynôme qui décrit la dépendance en θ' de cette classe.
- La pente de la PDF en $\Delta E'$ du continuum.
- La moyenne globale de la distribution de $\Delta E'$ pour le signal.
- Quatre paramètres décrivant la corrélation entre la sortie du NN et le plan de Dalitz (équation(4.35)).

4.10 Résultats de l'ajustement

L'ajustement de vraisemblance maximale trouve $N_{\text{sig}} = 1377 \pm 70$ événements de signal $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow K^\pm \pi^\mp \pi^0$, 5395 ± 104 événements de continuum, et 424 ± 25 événements du mode exclusif $B \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$, avec $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Les nombres d'événements pour les autres modes de bruit de fond B sont indiqués dans le Tableau 4.3.

La structure au minimum de la fonction de vraisemblance est testée de façon exhaustive, en faisant une grande quantité d'ajustements à partir de valeurs aléatoires pour les paramètres d'entrée. On constate très vite que la convergence des paramètres autres que les amplitudes et phases isobares est essentiellement insensible aux valeurs initiales. Pour

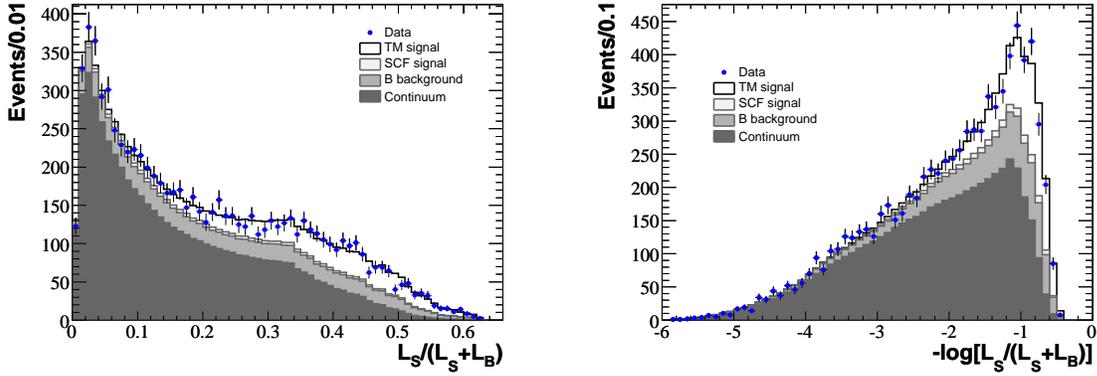


FIG. 4.8 – *Distribution du rapport entre la vraisemblance du signal TM et la vraisemblance totale, avec deux échelles horizontales pour montrer en détail les zones dominées par le signal ou par le bruit de fond. Les données sont les points avec barres d'erreur ; les histogrammes en tonalités de gris représentent les distributions cumulées de continuum (gris foncé), bruits de fond B (gris), signal SCF (gris clair) et signal TM (blanc).*

ce qui est des paramètres isobares, les amplitudes initiales sont tirées aléatoirement sur un intervalle allant de 0.1 à 10 fois leur valeur au minimum, et les phases sont aléatoires entre 0 et 360 degrés.

En variant les paramètres isobares, on constate que les ajustements convergent de façon systématique vers quatre solutions, qui ont des valeurs de $\log \mathcal{L}$ (NLL) très proches, la différence maximale étant de 0.2 unités. D'un point de vue statistique, il n'est pas possible de préférer une de ces quatre solutions, la dégénérescence n'étant quasiment pas levée.

On constate les quatre solutions correspondent à deux paires d'ambiguïtés non résolues, une dans chaque plan de Dalitz. La Figure 4.13 montre, pour chaque solution, la distribution dans chaque plan de Dalitz des modèles de signal obtenus par l'ajustement. Les deux solutions de chaque plan de Dalitz sont très semblables, les profils d'interférence entre résonances restant similaires. De même, peu de différences sont visibles entre les deux plans de Dalitz.

De nombreuses vérifications ont été produites, en utilisant des milliers d'échantillons générés à l'aide d'une simulation rapide, basée seulement sur les PDF de l'ajustement nominal. Les nombres d'événements par espèce sont tirés aléatoirement (distribution de Poisson) à partir des résultats de l'ajustement nominal ; et plusieurs variations des paramètres isobares sont testées. Ces études montrent que la présence de deux, voire trois ou quatre solutions quasi dégénérées est attendue. Le détail exact des dégénérescences dépend des valeurs des phases isobares utilisées, certains choix donnant lieu à des profils d'interférence qui peuvent être reproduits de façon plus ou moins ambiguë avec d'autres valeurs. Une étude similaire, faite sur des échantillons à statistique et/ou puretés variables, montre que ces ambiguïtés ne sont pas entièrement irréductibles : à plus haute statistique, le pouvoir de résolution entre les ambiguïtés tend à augmenter.

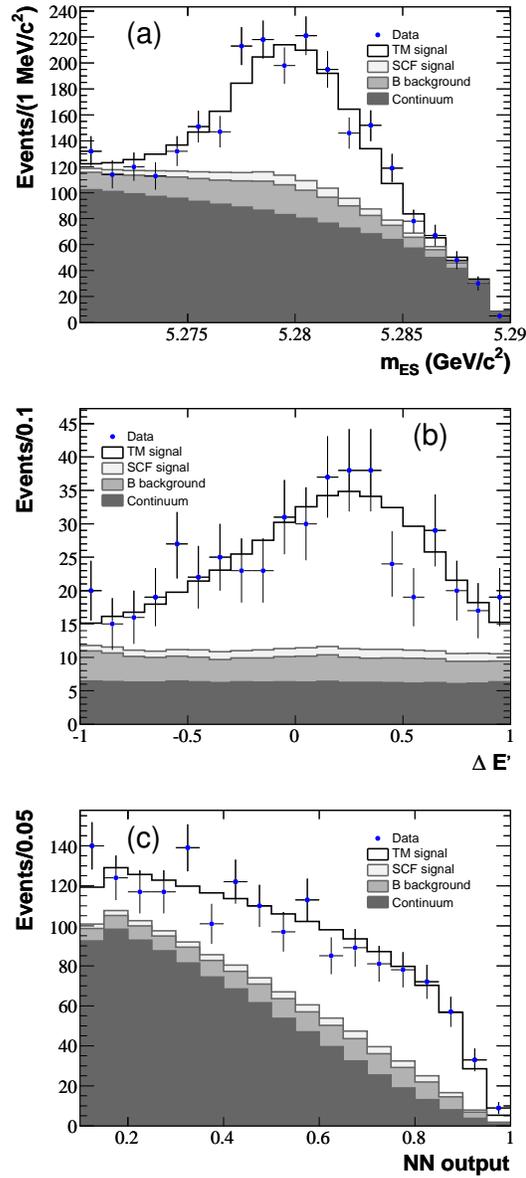


FIG. 4.9 – Distributions de m_{ES} (haut), $\Delta E'$ (milieu) et NN (bas) pour des sous-échantillons de données passant une coupure sur un rapport de vraisemblance (qui n'inclut pas la variable examinée). La valeur de la coupure est choisie pour maximiser le rapport $S^2/(S + B)$. Les données sont les points avec barres d'erreur; les histogrammes en tonalités de gris représentent les distributions cumulées de continuum, bruits de fond B , signal SCF et signal TM .

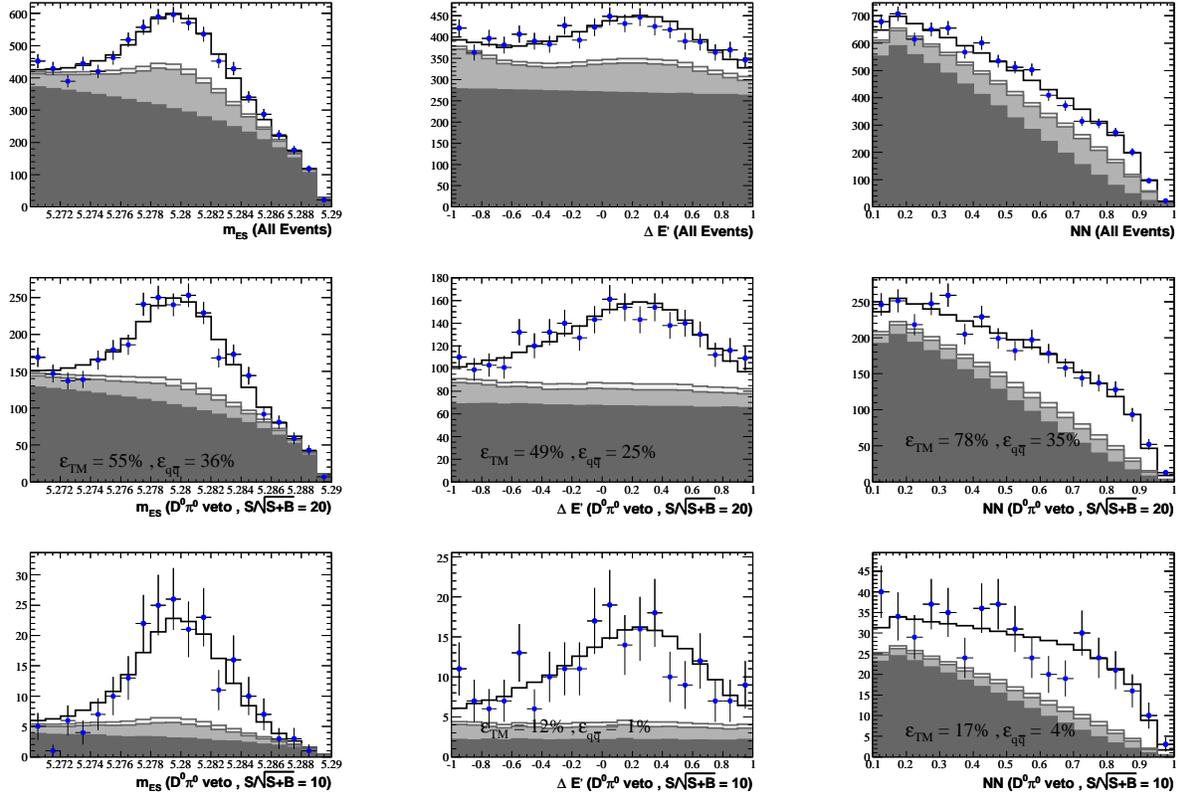


FIG. 4.10 – Distributions de m_{ES} (gauche), $\Delta E'$ (centre) et NN (droite) pour plusieurs sous-échantillons de données, correspondant à plusieurs niveaux de pureté du signal. Les figures en haut représentent l'échantillon de données complet; celles du milieu et du bas représentent les événements passant une coupure sur un rapport de vraisemblance (qui n'inclut pas la variable examinée), et sur lesquels un veto autour de la masse du D^0 a été appliqué. Pour les figures du milieu, la valeur de la coupure est choisie pour avoir un rapport $S/\sqrt{S+B} = 20$; les figures d'en bas correspondent à la valeur $S/\sqrt{S+B} = 10$. Les données sont les points avec barres d'erreur; les histogrammes en tonalités de gris représentent les distributions cumulées de continuum, bruits de fond B , signal SCF et signal TM.

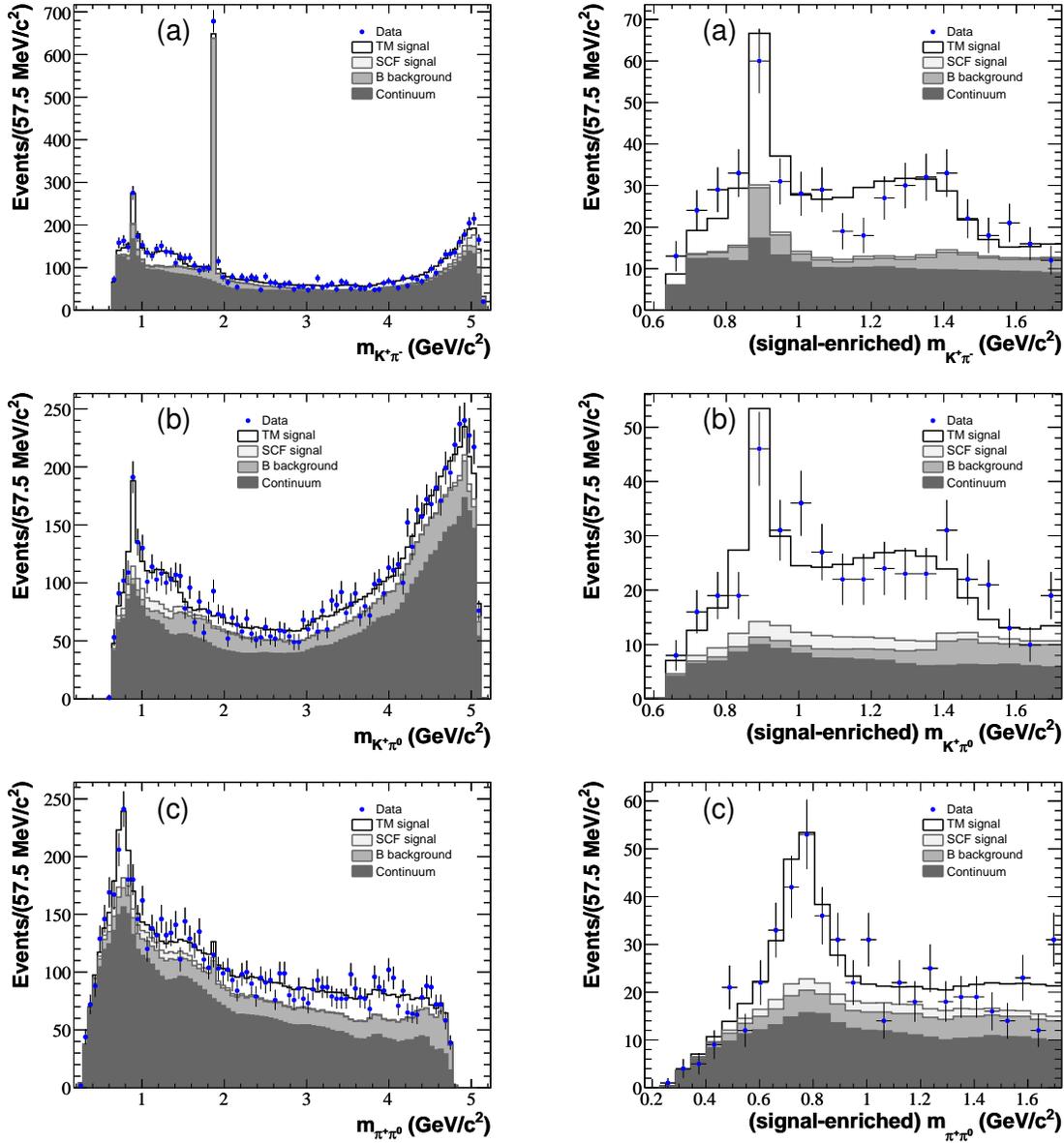


FIG. 4.11 – Spectres en masses de Dalitz $m_{K^+\pi^-}$ (haut), $m_{K^+\pi^0}$ (milieu) et $m_{\pi^-\pi^0}$ (bas). Les figures de gauche montrent tous les événements de l'échantillon. On remarque le pic en masse pour les événements \bar{D}^0 dans la projection sur $m_{K^+\pi^-}$. Les figures de droite montrent un zoom sur les régions en masses de Dalitz $m_{K^+\pi^-}$ (haut), $m_{K^+\pi^0}$ (milieu) et $m_{\pi^-\pi^0}$ (bas), allant du seuil jusqu'à $1.6 \text{ GeV}/c^2$. Les événements correspondent à des sous-échantillons enrichis en signal par une coupure sur le rapport de vraisemblance.

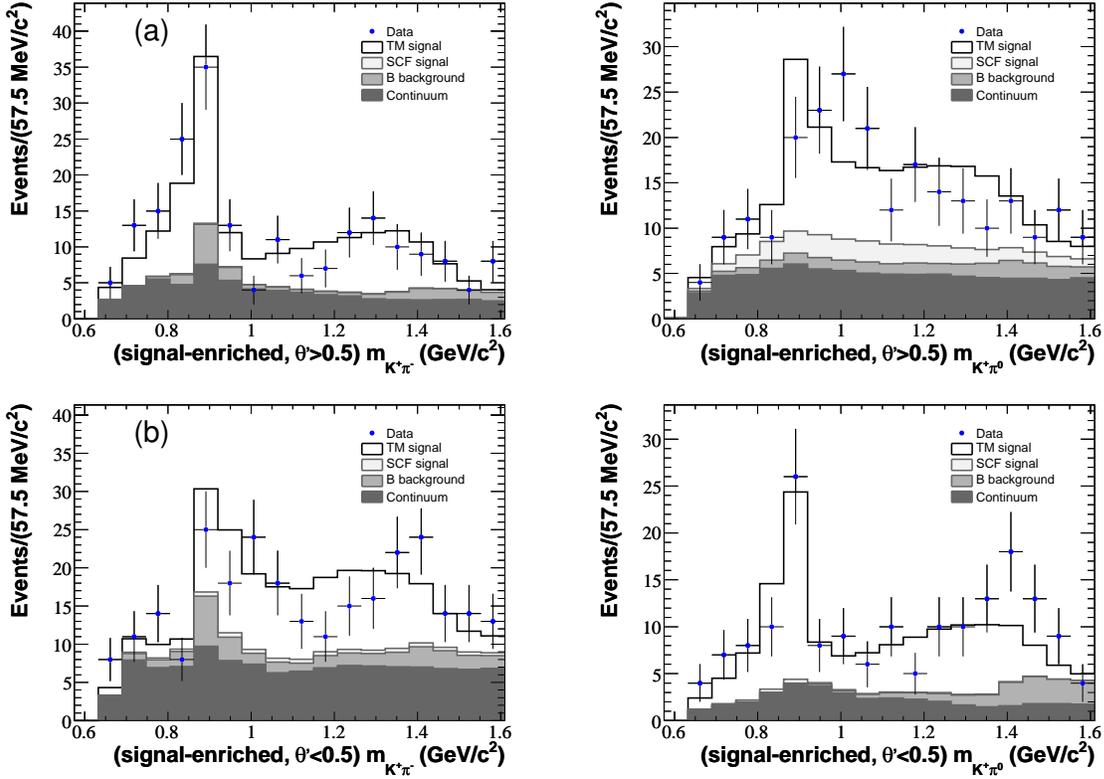
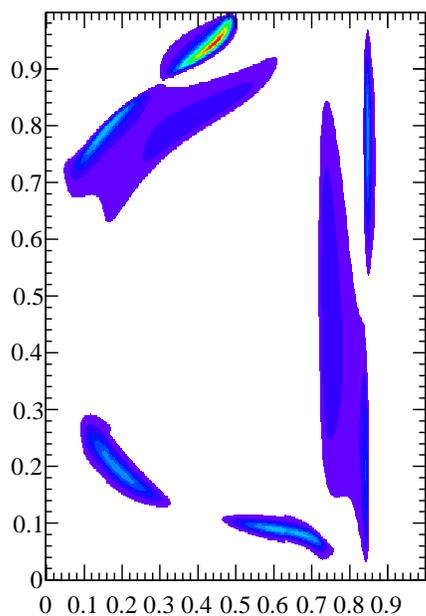
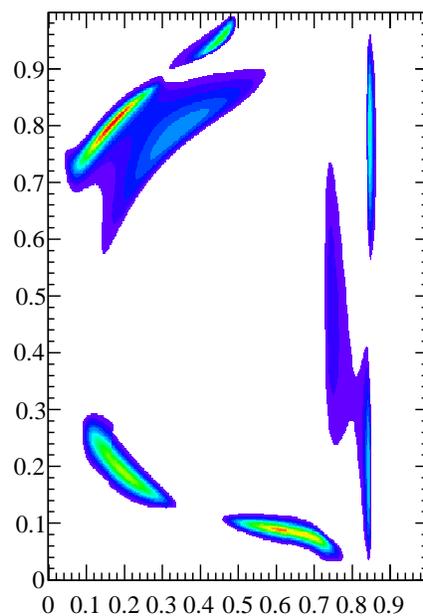


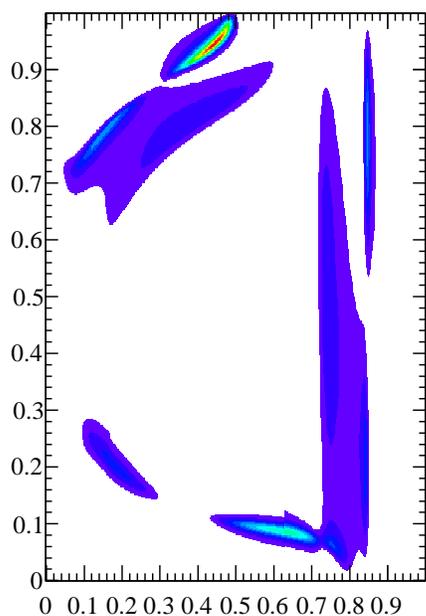
FIG. 4.12 – Spectres de masse $m_{K^+\pi^-}$ (à gauche) et $m_{K^+\pi^0}$ (à droite) dans la région à basse masse, pour des sous-échantillons enrichis en signal. Les figures du haut montrent les événements avec valeurs de l'angle d'hélicité $0 < \theta_{K\pi} < 90$ degrés, et celle du bas pour ceux avec $90 < \theta_{K\pi} < 180$ degrés. L'interférence entre les composantes scalaire et vectorielle du $K^*{}^0$ s'observe à travers une asymétrie avant-arrière positive au-dessous du $K^*(892)$ et une asymétrie négative au-dessus du $K^*(892)$. Pour le K^{*+} , l'interférence s'observe à travers des asymétries sont de signe opposé. Ces figures cumulent les événements des plans de Dalitz B^0 et \bar{B}^0 , en exploitant le fait que les différences de phase ont des valeurs très proches dans les deux plans de Dalitz.



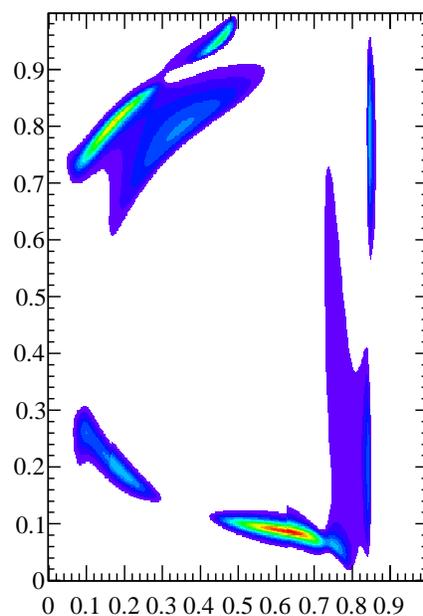
B^0 Dalitz Plot for Solution 1



\bar{B}^0 Dalitz Plot for Solution 1



B^0 Dalitz Plot for Solution 2



\bar{B}^0 Dalitz Plot for Solution 2

FIG. 4.13 – Distributions du signal dans le plan de Dalitz, pour les deux solutions dans le plan B^0 (gauche, haut et bas) et dans le plan \bar{B}^0 (droite, haut et bas).

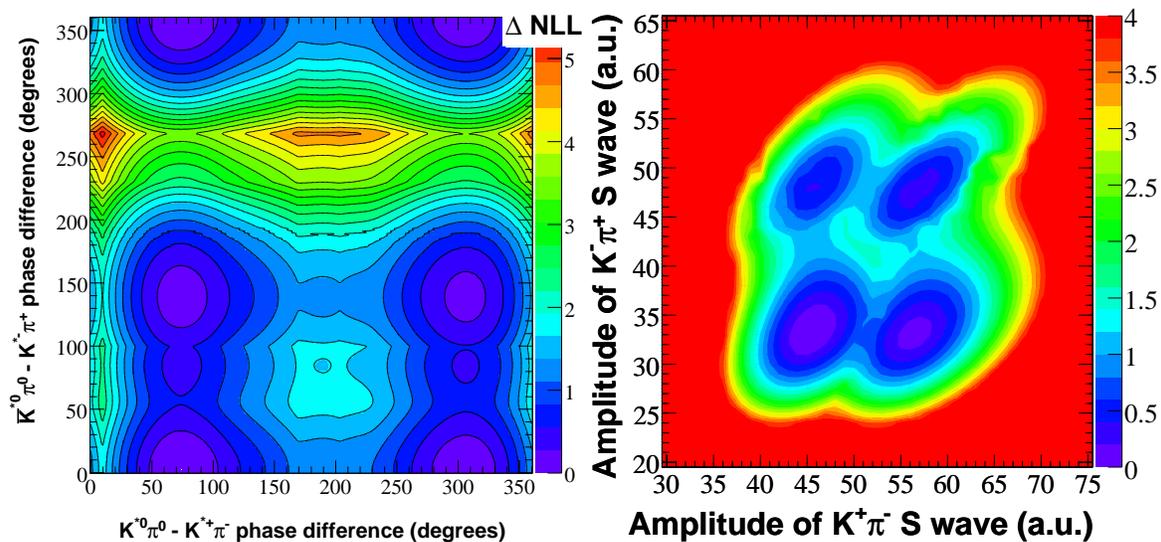


FIG. 4.14 – *En haut : changement du NLL, en fonction des différences de phase entre les ondes S et P neutres. En haut : changement du NLL, en fonction des amplitudes t et \bar{t} pour l'onde S neutre. On voit sur les deux figures la présence des quatre minima de la fonction de vraisemblance.*

Sur les données, on constate que les fractions isobares, ainsi que les asymétries de CP dans les quatre solutions sont toutes en bon accord pour les modes intermédiaires en pseudoscalaire-vecteur et pour le non résonant : les écarts entre solutions sont petits devant les incertitudes statistiques.

Par contre, on constate des variations importantes dans les phases isobares, et dans les fractions et asymétries CP pour les ondes $S(K\pi)$. Ce fait est un reflet de la présence de quatre solutions : dans chaque plan de Dalitz, l'ajustement peut décrire le signal avec deux dosages différents d'onde S, relatifs à l'onde P correspondante. Les figures 4.14 montrent des projections de la fonction de vraisemblance, sur deux plans où la présence des quatre solutions est clairement visible : l'un des plans correspond aux différences de phase entre les ondes S et P neutres, et l'autre aux amplitudes de l'onde S neutre pour les plans de Dalitz B^0 et \bar{B}^0 .

En conséquence, on ne doit pas interpréter les erreurs en sortie de l'ajustement comme des intervalles de confiance. L'algorithme MINUIT utilise une approximation parabolique pour décrire la fonction de vraisemblance à son minimum, et cette approximation ne sait pas tenir compte de la présence d'autres minima. Le paragraphe suivant décrira la méthode utilisée pour donner des intervalles de confiance sur les paramètres obtenus par l'ajustement.

4.10.1 Validation de l’ajustement

Pour les ajustements de vraisemblance maximale, il n’est pas facile d’effectuer un test de “goodness-of-fit” qui soit généralement établi. Cependant l’expérience montre que le test du rapport des vraisemblances est un indicateur solide de la qualité de l’ajustement. Cela consiste à évaluer le rapport $r_{lik} \equiv \mathcal{L}_{sig}/\mathcal{L}$ (voir équations 4.20 et 4.22), et à comparer sa distribution à la fois sur l’échantillon de données ajusté, et sur un pseudo échantillon à haute statistique, construit à partir des PDF utilisées. La Figure 4.8 compare ces deux distributions. On constate un bon accord sur toute la gamme de valeurs du rapport de vraisemblance.

Les Figures 4.9 et 4.10 montrent les distributions des variables discriminantes (m_{ES} , $\Delta E'$ et NN), pour divers sous-échantillons de données, dont la pureté en signal a été enrichie en coupant sur un rapport r'_{lik} (équivalent à r_{lik} mais n’incluant pas la variable testée). Les valeurs des coupures sont choisies, soit de sorte à maximiser le rapport $N_{sig}^2/(N_{sig} + N_{bdf})$, soit pour amplifier la pureté en signal des sous-échantillons.

Les Figures 4.11 montrent les projections des données sur chacune des masses de Dalitz, sans restrictions sur r_{lik} . ainsi qu’une vue détaillée pour des sous-échantillons enrichis en signal. Pour les masses $K^+\pi^-$ et $K^+\pi^0$, les mêmes distributions 4.12 sont aussi décomposées selon les valeurs positives et négatives de l’angle d’hélicité respectif. On y constate que les profils d’interférence entre les composites vectorielles ($K^*(892)$) et scalaire ($(K\pi)_0^*$) sont bien visibles sur ces projections, et suivent un profil d’asymétrie d’hélicité avant-arrière, au-dessus et au-dessous du pic du $K^*(892)$.

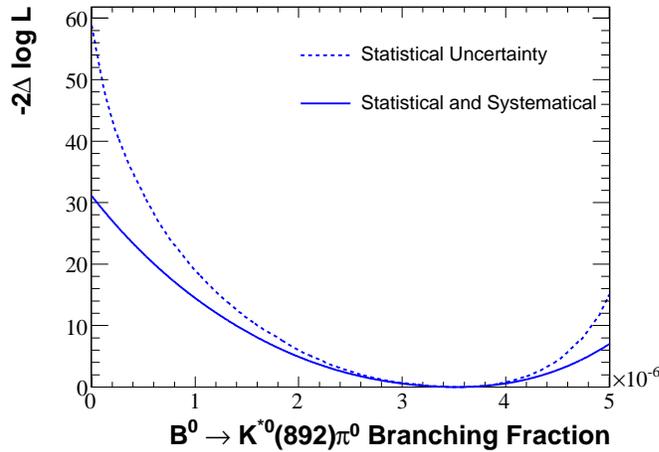


FIG. 4.15 – *Changement de NLL en fonction du rapport d’embranchement pour le $K^{*0}(892)\pi^0$. La ligne en pointillé correspond à l’incertitude statistique seulement, et la ligne en gras est obtenue après convolution avec l’incertitude systématique. La valeur nulle pour le rapport d’embranchement est exclue avec une signification (statistique plus systématique) de 5.6 écarts standard. Cela correspond à la première observation du mode $B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\pi^0$.*

4.11 Traitement statistique

Quand (le logarithme de) la fonction de vraisemblance possède une forme parabolique, le résultat d'un ajustement peut être résumé à l'aide de deux paramètres : il suffit de citer la valeur centrale et l'erreur de MINUIT, qui définissent un intervalle de confiance à 68%. Cette approche reste valable en présence d'une légère asymétrie au minimum de la fonction de vraisemblance ; il suffit de citer des erreurs asymétriques, en prenant par exemple les valeurs en sortie de MINOS.

La situation est bien plus complexe si la fonction de vraisemblance possède plus d'un minimum, en particulier si les différents minima sont quasi-dégénérés en valeurs de NLL. On dit alors que chaque minimum local correspond à une solution, et tous les solutions doivent être prises en compte dans l'estimation des intervalles de confiance pour les résultats finaux.

Une méthode simplifiée et rapide pour construire des intervalles de confiance consiste tracer l'enveloppe des différentes solutions, en utilisant l'approximation parabolique pour chacune : pour chaque valeur du paramètre testé, on définit le niveau de confiance en utilisant le plus petit NLL parmi toutes les solutions. Si bien cette approche ne se justifie que si tous les minima sont raisonnablement paraboliques dans tout l'intervalle de confiance, elle possède l'avantage de ne requérir qu'un nombre limité d'ajustements sur les données, plus précisément un ajustement par solution ; il suffit de prendre les résultats de l'ajustement (matrice de covariance complète), et de projeter la fonction de vraisemblance sur le paramètre à tester.

Les paramètres à tester peuvent être une des variables laissées libres dans l'ajustement, dans quel cas la projection est déjà fournie par l'ajustement, ou peuvent aussi être une fonction des paramètres ajustés. Dans ce dernier cas, la propagation des incertitudes peut en principe se faire analytiquement si la fonction est connue et raisonnablement douce autour de la solution, mais dans les cas de dépendances fonctionnelles compliquées on peut utiliser l'approche numérique suivante : Soient X_i ($i = 1, N$) les N paramètres libres dans l'ajustement, et $f(X_i)$ une quantité dérivée, pour laquelle on souhaite estimer un intervalle de confiance. On définit une fonction χ^2 selon

$$\chi^2(\bar{f}) = \sum_{i,j} (X_i - X_i^{\text{fit}}) \mathcal{C}_{ij}^{-1} (X_j - X_j^{\text{fit}}) + \left(\frac{\bar{f} - f(X_i)}{\sigma} \right)^2, \quad (4.36)$$

où X_i^{fit} sont les valeurs obtenues par ajustement, et \mathcal{C} est la matrice de covariance. Le premier terme à droite assure que ce χ^2 soit minimum (en fait, zéro) quand les paramètres X_i coïncident avec ceux de l'ajustement ; le second terme est une pénalité qui force la valeur du paramètre de test \bar{f} . Le paramètre d'"erreur" σ_f est arbitraire et purement technique ; il suffit d'adapter sa taille à celle du pas dans le balayage. En balayant différentes valeurs consécutives de \bar{f} , on extrait la dépendance fonctionnelle $\chi^2(\bar{f})$ qui permet ensuite de définir les intervalles de confiance.

Dans le cadre de cette analyse $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, les approximations paraboliques décrites ci-dessus ne sont en général pas raisonnables ; la présence d'ambiguïtés dans les phases isobares ne permet pas de les traiter avec ces approximations. Une approche

plus robuste, bien que coûteuse en temps de calcul, est utilisée ici. Cette méthode, qu'on appellera *scan de vraisemblance*, consiste à refaire un ajustement sur les données, en fixant à chaque fois la valeur du paramètre p dont on veut définir des erreurs ou un intervalle de confiance. On obtiendra ainsi un NLL en fonction de la valeur fixée de p . La courbe $NLL(p)$ n'a ainsi aucune raison d'être parabolique, ni de correspondre à une enveloppe de paraboles. On définira les intervalles à 1σ comme ceux comprenant les régions avec $\Delta\chi^2 \equiv 2(NLL - NLL_{bestfit}) < 1$.

Pour illustration, les figures 4.16 à 4.18 montrent l'ensemble des intervalles de confiance obtenus par l'approximation parabolique ; les scans de vraisemblance complets pour l'ensemble de différences de phase, sont présentés dans les figures 4.19 à 4.25. Par inspection explicite, on constate que cette l'approximation parabolique donne des résultats raisonnablement corrects pour les fractions isobares et les asymétries de CP de plusieurs composantes du modèle nominal, mais qu'elle ne serait pas adéquate de façon générale. En particulier, du fait de l'importance d'établir correctement la signification statistique du signal $K^{*0}(892)\pi^0$, on utilise la méthode du scan de vraisemblance pour extraire sa fraction isobare et son rapport d'embranchement. La Figure 4.15 montre le NLL en fonction du rapport d'embranchement du $K^{*0}(892)\pi^0$. La figure montre aussi la fonction χ^2 obtenue après convolution de l'incertitude systématique (dont l'estimation sera décrite plus loin). Le changement du NLL entre sa valeur minimale et au point $f = 0$ donne la signification statistique de cette mesure.

Les figures 4.14 sont l'équivalent en deux dimensions des scans de vraisemblance ici décrits. Ces scans bidimensionnels illustrent bien le caractère non parabolique de la fonction de vraisemblance. Chacune de ces figures a nécessité d'environ vingt-mille ajustements sur les données.

4.12 Incertitudes systématiques

L'efficacité de reconstruction du signal est soumise a plusieurs incertitudes et l'erreur systématique correspondante s'obtient en additionnant en quadrature ces effets. On y retrouve des incertitudes associées au tracking (1.6%), à l'identification des hadrons chargés (2.0%), à la reconstruction des π^0 (3.0%), aux coupures sur les variables discriminantes (1.9% pour le NN, 1.2% pour $\Delta E'$, 0.3% pour m_{ES}). Les mesures des rapports d'embranchement sont en outre affectées par une incertitude sur la luminosité intégrée (1.1%). Au total, la systématique globale est de 4.7%.

Pour étudier des systématiques spécifiques à l'analyse en amplitudes, plusieurs variantes de l'ajustement nominal sont testées. Ces effets sont classés comme suit : composition du modèle de signal ; paramétrage des PDF, composition des bruits de fond, dépendance fonctionnelle des lineshapes, et biais de reconstruction.

- Pour estimer la systématique provenant de possibles résonances non incluses dans le modèle nominal, on réajuste les données avec des modèles où on ajoute un à un les modes “mineurs” $\rho^-(1450)K^+$, $\rho^-(1700)K^+$, $K_2^{*0}(1430)\pi^0$, $K_2^{*+}(1430)\pi^-$, $K^{*0}(1680)\pi^0$ et $K^{*+}(1680)\pi^-$. La qualité de ces ajustements n'est pas significative-

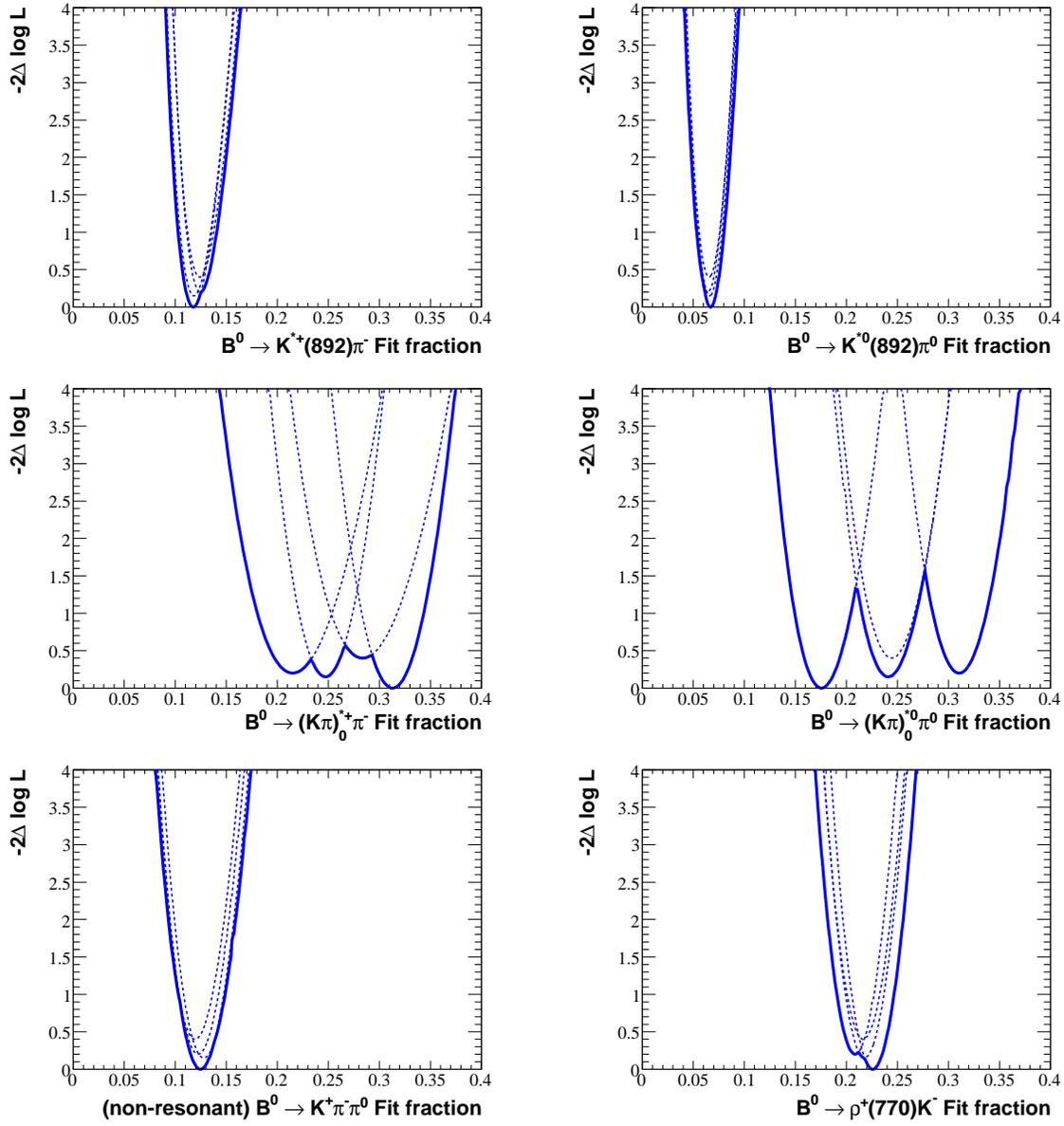


FIG. 4.16 – *Changement du NLL en fonction des fractions isobares pour les 6 composantes du modèle nominal. Les fonctions correspondant à chaque solution sont en pointillé, les enveloppes correspondantes (lignes solides) sont utilisées pour les incertitudes statistiques sur ces paramètres. On remarque que les minima sont très proches pour toutes les solutions, à l'exception des composantes des deux $B \rightarrow (K\pi)_0^* \pi$.*

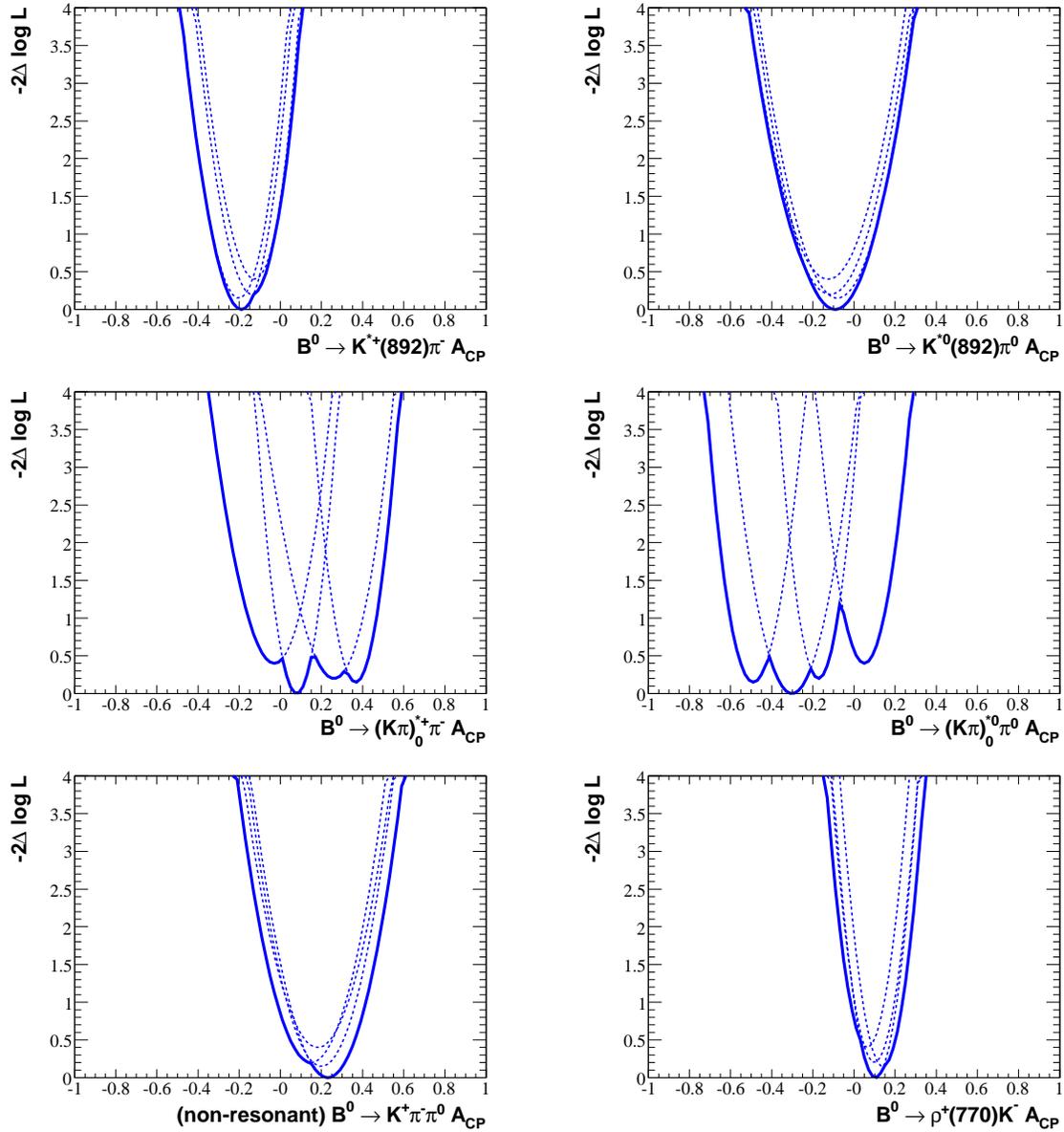


FIG. 4.17 – *Changement du NLL en fonction des asymétries de CP pour les 6 composantes du modèle nominal. Les fonctions correspondant à chaque solution sont en pointillé, les enveloppes correspondantes (lignes solides) sont utilisées pour les incertitudes statistiques sur ces paramètres. On remarque que les minima sont très proches pour toutes les solutions, à l'exception des composantes des deux $B \rightarrow (K\pi)_0^* \pi$.*

TAB. 4.5 – Résumé des incertitudes systématiques sur les trois composantes en pseudo-scalaire vecteur du modèle nominal. Toutes les phases ϕ sont définies par rapport à $\phi_{K^{*+}(892)\pi^-}$, et les phases $\bar{\phi}$ par rapport à $\phi_{K^{*-}(892)\pi^+}$.

		Fraction (%)	A_{CP}	ϕ (deg.)
$K^{*+}(892)\pi^-$	Dalitz plot model	± 0.32	± 0.03	—
	Shape Parameters	+0.31 -0.34	+0.01 -0.02	—
	B background	+0.06 -0.14	± 0.02	—
	Lineshapes	+0.06 -0.04	± 0.001	—
	continuum DP	± 0.31		—
	Fit Bias	± 0.23	± 0.01	—
	total	+0.59 -0.62	± 0.04	—
	$K^{*0}(892)\pi^0$	Dalitz plot model	± 0.11	± 0.04
Shape Parameters		+0.30 -0.20	+0.03 -0.02	
B background		+0.19 -0.15	+0.07 -0.08	
Lineshapes		+0.01 -0.02	± 0.001	n.a.
continuum DP		± 0.49		± 6.3
Fit Bias		± 0.24	± 0.01	± 16.5
Other				± 4.1
total		+0.66 -0.61	± 0.09	± 18.2
$\rho(770)^-K^+$	Dalitz plot model	± 0.98	± 0.04	n.a.
	Shape Parameters	+0.34 -0.43	± 0.01	
	B background	+0.17 -0.25	± 0.05	
	Lineshapes	+0.04 -0.03	± 0.001	n.a.
	continuum DP	± 0.45		± 3.6
	Fit Bias	± 0.15	± 0.01	± 13.7
	Other			± 2.6
	total	+1.15 -1.19	± 0.07	± 14.4

TAB. 4.6 – Résumé des incertitudes systématiques sur les composantes en onde S et non-résonante du modèle nominal. Toutes les phases ϕ sont définies par rapport à $\phi_{K^{*+}(892)\pi^-}$, et les phases $\bar{\phi}$ par rapport à $\phi_{K^{*-}(892)\pi^+}$.

		Fraction (%)	A_{CP}	ϕ (deg.)
$(K\pi)_0^{*+}$	Dalitz plot model	± 1.56	± 0.07	
	Shape Parameters	$+1.14$ -0.91	± 0.01	
	B background	$+0.32$ -0.28	± 0.05	
	Lineshapes	$+0.02$ -0.04	± 0.000	
	continuum DP	± 0.82		± 2.6
	Fit Bias	± 0.10	± 0.01	± 9.6
	Other			± 1.5
	total	$+2.12$ -2.00	± 0.09	± 10.1
$(K\pi)_0^{*0}$	Dalitz plot model	± 2.81	± 0.09	
	Shape Parameters	$+2.30$ -0.57	$+0.08$ -0.03	
	B background	$+0.40$ -0.46	$+0.04$ -0.05	
	Lineshapes	$+0.05$ -0.06	± 0.002	
	continuum DP	± 0.73		± 5.2
	Fit Bias	± 0.19	± 0.01	± 14.5
	Other			± 4.4
	total	$+3.73$ -3.00	$+0.13$ -0.11	± 16.0
NR	Dalitz plot model	± 0.41	± 0.04	n.a.
	Shape Parameters	$+0.46$ -0.51	± 0.04	
	B background	$+0.64$ -0.24	$+0.10$ -0.08	
	Lineshapes	$+0.04$ -0.03	± 0.001	n.a.
	continuum DP	± 0.91		± 5.8
	Fit Bias	± 0.22	± 0.01	± 6.8
	Other			± 2.6
	total	$+1.29$ -1.17	$+0.11$ -0.10	± 9.3

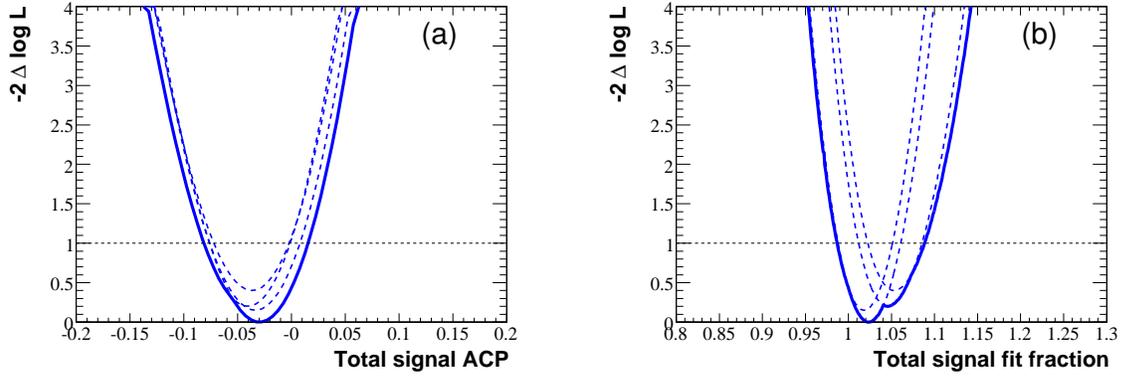


FIG. 4.18 – *Changements du NLL en fonction de l’asymétrie de CP globale (à gauche) et de la fraction isobare totale (à droite). Les fonctions correspondant à chaque solution sont en pointillé, et les enveloppes correspondantes (lignes solides) sont utilisées pour les incertitudes statistiques sur ces paramètres*

- ment meilleure, et toutes les fractions isobares obtenues sont petites, et compatibles avec la valeur nulle. On utilise ces ajustements pour poser des limites supérieures sur les taux de désintégration des modes mineurs. Quant aux observables du modèle nominal, on enregistre les variations des fractions isobares et des A_{CP} comme incertitudes pour la catégorie *modèle du DP*. Pour les phases isobares, on observe que les phases fortement contraintes par l’ajustement nominal restent stables, et leurs variations peuvent être enregistrées comme systématiques ; par contre, les phases correspondant à des profils d’interférence mal contraints (entre deux modes ayant peu de régions communes dans le DP) peuvent avoir des changements significatifs. Pour ces phases non contraintes, on décide de ne pas assigner d’erreur systématique.
- Il y a de nombreux paramètres fixes dans la fonction de vraisemblance. Les plus importants sont les paramètres de forme des PDF, et les nombres d’événements et A_{CP} pour les bruits de fond B . On estime les systématiques correspondantes en réajustant les données avec des valeurs modifiées de ces paramètres, qui sont variés de $\pm 1\sigma$ par rapport à leurs valeurs nominales ; quand la valeur exacte ou l’incertitude sur le paramètre est inconnue ou mal connue (i.e. A_{CP} pour certains bruits de fond B), on utilise des valeurs conservatrices. Les fractions isobares sont surtout sensibles à la valeur de la fraction moyenne de SCF, \bar{f}_{SCF} , et aux paramètres de $\Delta E'$. Les asymétries de CP dépendent principalement des valeurs des A_{CP} pour les classes 1 et 7 du bruit de fond B (voir Tableau 4.3). Après inspection des mesures disponibles [39], on décide de varier ces A_{CP} par ± 0.5 and ± 0.2 , respectivement.
 - On varie les paramètres dont dépendent les fonctions d’excitation. Les effets dominants proviennent des incertitudes sur les masses et largeurs ; les résultats sont peu sensibles à la valeur des coefficients de barrière R dans l’équation (4.8).
 - De nombreux tests sont effectués pour déterminer la sensibilité de l’ajustement à la PDF du plan de Dalitz pour le continuum. Des échantillons d’événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

avec $q = u, d, s, c$, produits par simulation sont utilisés pour construire diverses PDF du DP en utilisant différents domaines dans le plan $(\Delta E', m_{ES})$. L'effet dominant provient de la distortion créée sur les structures fines (ρ et K^*) par la contrainte de masse du B appliquée à la reconstruction. Les écarts entre ces tests sont utilisés pour assigner l'intertitude systématique correspondante.

- Les imperfections dans le traitement des effets de reconstruction sont étudiées en son ensemble à l'aide de larges échantillons de données de simulation totalement reconstruites. Ces données incluent tous les détails des fonctions de résolution expérimentales, et les possibles corrélations entre les variables qui auraient été négligées ou mal décrites. L'effet dominant provient de l'imperfection dans la description du SCF. Les biais sur les fractions isobares est relativement petit, mais l'impact sur les phases isobares constitue la systématique dominante. Ce résultat n'est pas surprenant, du fait que les zones d'interférence sont aussi les zones où le SCF est dominant.

4.13 Interprétation physique

Les résultats finaux sont donnés dans les Tableaux 4.7, 4.8 et 4.9. Le rapport d'embranchement total est $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0) = (35.7_{-1.5}^{+2.6} \pm 2.2) \times 10^{-6}$ et l'asymétrie de CP globale est $\mathcal{A}_{CP} = -0.030_{-0.051}^{+0.045} \pm 0.055$. Les incertitudes statistiques et systématiques sont déterminées suivant les techniques expliquées dans le paragraphe 4.10. Pour les états finaux en onde $S(K\pi)$, on cite également une deuxième incertitude systématique qui couvre l'intervalle donné par les valeurs extrémales trouvées parmi les quatre solutions.

La désintégration $B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\pi^0$ est observée avec une signification de 5.6 écarts standard (incluant les incertitudes systématiques). Aucune indication de violation de CP n'est présente dans les divers modes intermédiaires considérés. Les Tableaux 4.7 et 4.9 donnent des limites supérieures pour les modes intermédiaires qui pourraient contribuer au signal $K^+\pi^-\pi^0$, mais pour lesquels on n'a pas observé de signal significatif. Finalement, bien que l'analyse n'ait pas été optimisée dans ce but, la mesure du rapport d'embranchement du mode $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^0) = (2.93 \pm 0.17 \pm 0.18) 10^{-4}$ est plus précise que la moyenne mondiale [34].

Les observables de violation de CP dans l'interférence entre paires isobares (R_i, R_j) ont été étudiées en comparant les profils d'interférence entre les plans de Dalitz du B^0 et du \bar{B}^0 . Dans les figures 4.19 à 4.25, on montre à chaque fois les changements de NLL en fonction de trois différences de phase, à savoir : en haut la différence de phase $\Delta\phi_{ij} \equiv \phi_j - \phi_i$ entre les paires de résonances pour les désintégrations du B^0 ; au milieu la différence de phase $\Delta\bar{\phi}_{ij} \equiv \bar{\phi}_j - \bar{\phi}_i$, correspondant aux désintégrations du \bar{B}^0 ; et en bas $\delta\phi_{ij} \equiv \Delta\bar{\phi}_{ij} - \Delta\phi_{ij}$, qui est la différence entre les deux précédentes. Il convient de signaler que cette analyse produit la première mesure de ces différences entre différences de phase dans les plans B^0 et \bar{B}^0 ; une valeur non nulle d'un de ces paramètres serait une indication de non conservation de CP.

On peut distinguer deux catégories générales de contraintes sur ces phases isobares. Le

cas où un minimum et un intervalle de confiance à 95% est bien défini, correspond à une paire dont le profil d'interférence est clairement contraint par l'ajustement, et leur phase isobares relative est mesurée. Quand aucune zone d'exclusion à 95% ne peut être identifiée, on est dans le cas qui correspond aux profils d'interférence pour lesquels l'ajustement n'a pas de sensibilité; pour ce cas, seule est citée la variation maximale de NLL observée sur l'intervalle de 0 à 180 degrés.

L'ensemble de résultats sur les phases est résumé dans le Tableau 4.8.

Pour les systèmes $K\pi$, la phase relative entre les ondes P chargées et neutres (4.19) est peu contrainte; il en est de même pour les ondes S (4.20), et pour l'interférence entre le $\rho(770)K$ et le $K^*(892)\pi$, comme l'illustre la Figure 4.23.

Par contre, les Figures 4.21 et 4.22 montrent que les différences de phase entre les ondes S et P sont mesurées avec des précisions variant de ± 20 à ± 50 degrés. La différence entre les phases obtenues dans les plans de Dalitz B^0 et \bar{B}^0 aussi mesurée, avec des précisions allant de ± 40 à ± 60 degrés, et une faible erreur systématique (plusieurs effets systématiques s'annulent dans la différence). Ces différences étant toutes compatibles avec zéro, on n'a pas d'évidence de violation de CP dans ces observables.

Les phases d'interférence entre le terme non résonant $K^\pm\pi^\mp\pi^0$ et les ondes S sont montrées dans la Figure 4.24 et 4.25. On observe une contrainte faible, mais permettant de définir un intervalle de confiance à 95%. En plus de la valeur non nulle de sa fraction isobare, ce résultat est une indication supplémentaire de la présence effective d'un terme non résonant dans le mécanisme de désintégration $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$.

4.14 Perspectives

L'analyse en amplitudes $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ ici présentée, et faite en collaboration avec Jacques Chauveau (Paris), a été soumise à Physical Review D [23]. Les résultats principaux sont l'observation du mode $B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\pi^0$, et l'étude des intervalles de confiance sur les différences de phase entre composantes du signal. Les différences de phase entre les ondes P $K\pi$ sont un élément crucial dans plusieurs méthodes d'extraction de l'angle γ de la matrice CKM [40, 41, 42]; une discussion qualitative sur le potentiel de physique de ces études sera présenté dans le dernier chapitre. Une mise à jour de cette analyse en amplitudes $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, portant sur toute la statistique de *BABAR*, est en cours, et sera menée en collaboration avec des collègues de SLAC.

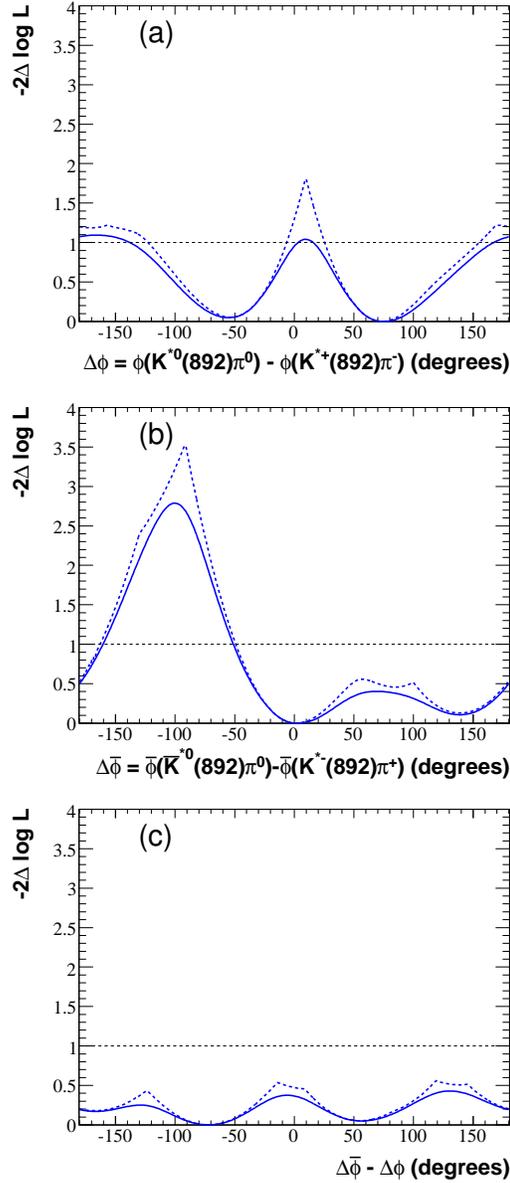


FIG. 4.19 – Résultats sur les différences de phase entre le K^* neutre et le K^* chargé pour l'onde P $K^*(892)$. Les figures représentent les changements de NLL en fonction de la phase, pour le plan de Dalitz B^0 (haut) et pour le plan de Dalitz \bar{B}^0 (milieu). Le changement de NLL en fonction de la différence entre les phases B^0 et \bar{B}^0 est représentée dans la figure du bas. La ligne en pointillé donne l'incertitude statistique, et la ligne solide l'incertitude totale, après convolution avec l'erreur systématique. L'échelle verticale à $2\Delta(NLL)=1$ représente le changement à un écart standard.

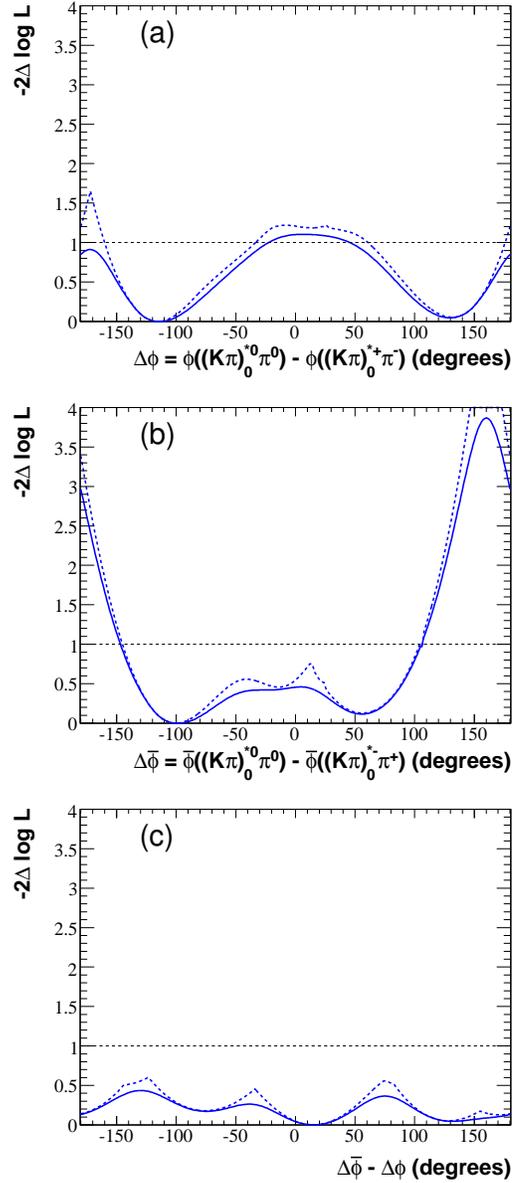


FIG. 4.20 – Résultats sur les différences de phase entre le K^* neutre et le K^* chargé pour l'onde S $K^*(1430)$. Les figures représentent les changements de NLL en fonction de la phase, pour le plan de Dalitz B^0 (haut) et pour le plan de Dalitz \bar{B}^0 (milieu). Le changement de NLL en fonction de la différence entre les phases B^0 et \bar{B}^0 est représentée dans la figure du bas. La ligne en pointillé donne l'incertitude statistique, et la ligne solide l'incertitude totale, après convolution avec l'erreur systématique. L'échelle verticale à $2\Delta(NLL)=1$ représente le changement à un écart standard.

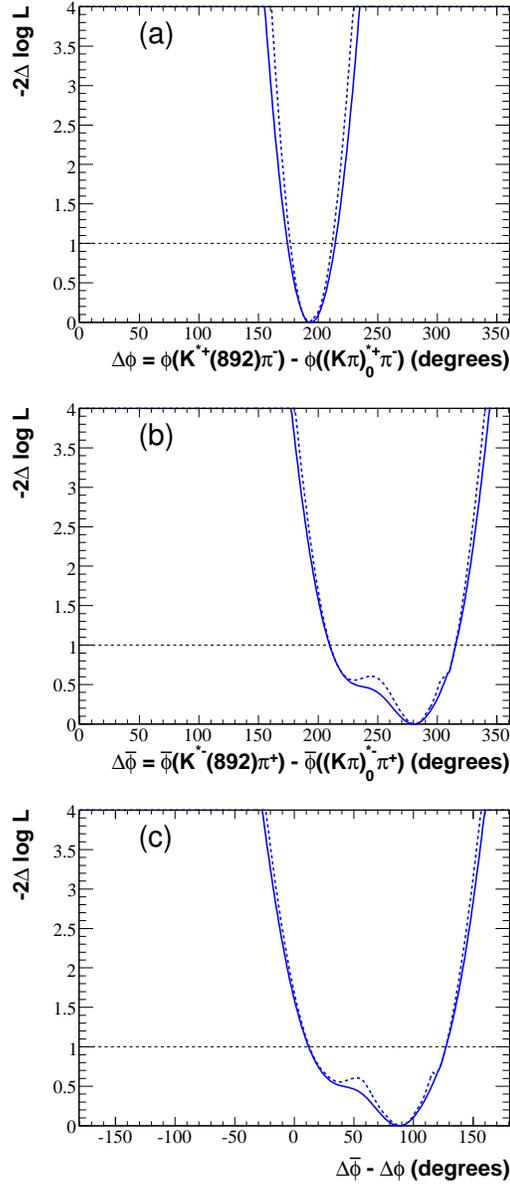


FIG. 4.21 – Résultats sur les différences de phase entre les ondes S et P pour le K^* chargé. Les figures représentent les changements de NLL en fonction de la phase, pour le plan de Dalitz B^0 (haut) et pour le plan de Dalitz \bar{B}^0 (milieu). Le changement de NLL en fonction de la différence entre les phases B^0 et \bar{B}^0 est représentée dans la figure du bas. La ligne en pointillé donne l'incertitude statistique, et la ligne solide l'incertitude totale, après convolution avec l'erreur systématique. L'échelle verticale à $2\Delta(NLL)=1$ représente le changement à un écart standard.

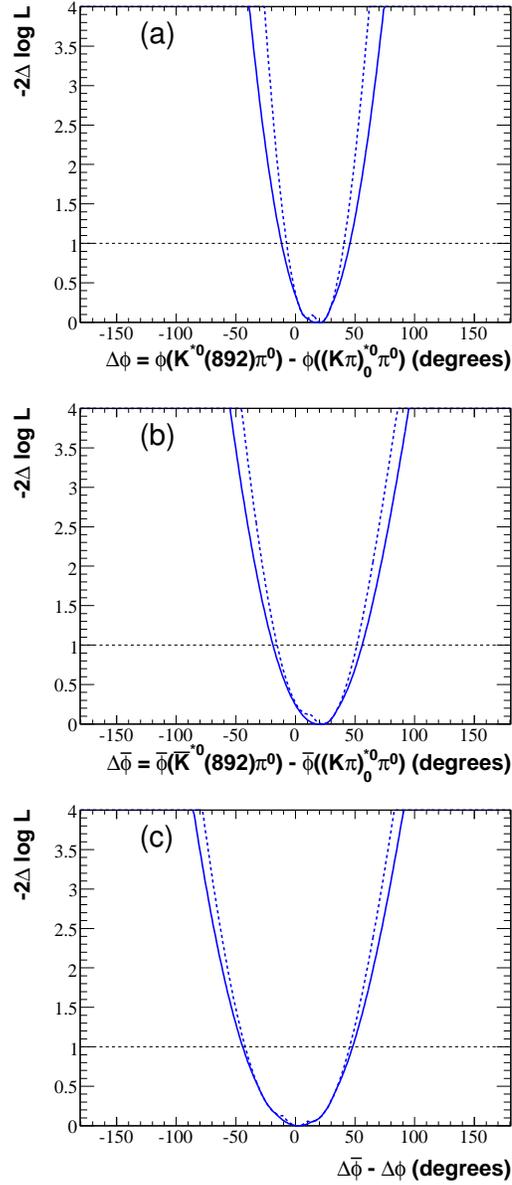


FIG. 4.22 – Résultats sur les différences de phase entre les ondes S et P pour le K^* neutre. Les figures représentent les changements de NLL en fonction de la phase, pour le plan de Dalitz B^0 (haut) et pour le plan de Dalitz \bar{B}^0 (milieu). Le changement de NLL en fonction de la différence entre les phases B^0 et \bar{B}^0 est représentée dans la figure du bas. La ligne en pointillé donne l'incertitude statistique, et la ligne solide l'incertitude totale, après convolution avec l'erreur systématique. L'échelle verticale à $2\Delta(NLL)=1$ représente le changement à un écart standard.

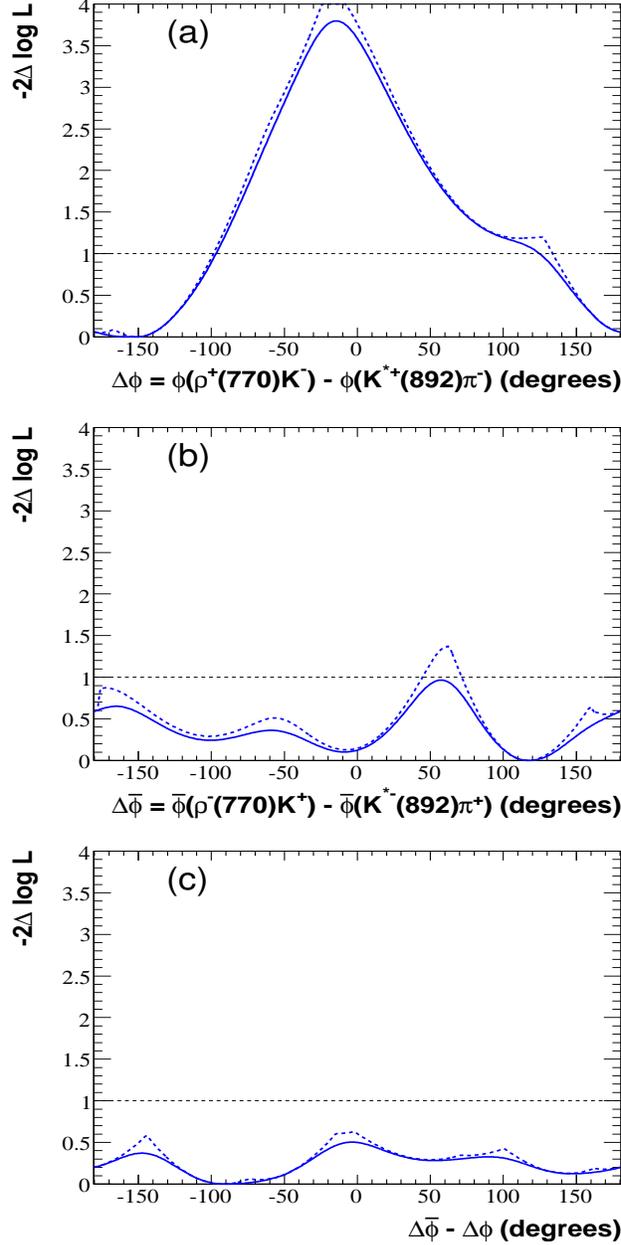


FIG. 4.23 – Résultats sur les différences de phase entre le mode $\rho(770)^-K^+$ et l'onde P $K^*(892)$ chargée. Les figures représentent les changements de NLL en fonction de la phase, pour le plan de Dalitz B^0 (haut) et pour le plan de Dalitz \bar{B}^0 (milieu). Le changement de NLL en fonction de la différence entre les phases B^0 et \bar{B}^0 est représentée dans la figure du bas. La ligne en pointillé donne l'incertitude statistique, et la ligne solide l'incertitude totale, après convolution avec l'erreur systématique. L'échelle verticale à $2\Delta(NLL)=1$ représente le changement à un écart standard.

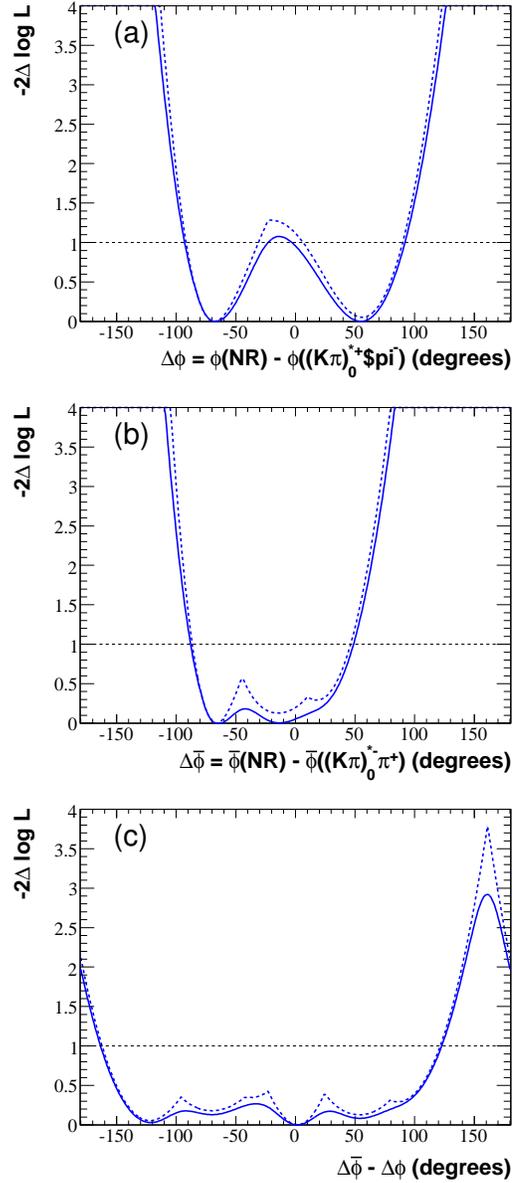


FIG. 4.24 – Résultats sur les différences de phase entre le mode non résonant et l'onde $S K^*(1430)$ chargée. Les figures représentent les changements de NLL en fonction de la phase, pour le plan de Dalitz B^0 (haut) et pour le plan de Dalitz \bar{B}^0 (milieu). Le changement de NLL en fonction de la différence entre les phases B^0 et \bar{B}^0 est représentée dans la figure du bas. La ligne en pointillé donne l'incertitude statistique, et la ligne solide l'incertitude totale, après convolution avec l'erreur systématique. L'échelle verticale à $2\Delta(NLL)=1$ représente le changement à un écart standard.

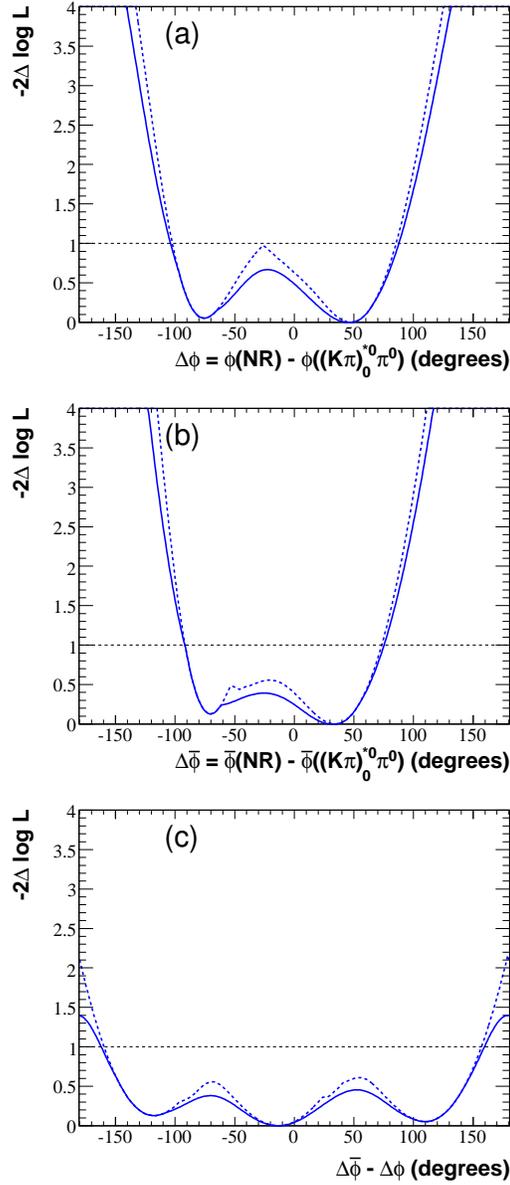


FIG. 4.25 – Résultats sur les différences de phase entre le mode non résonant et l'onde S $K^*(1430)$ neutre. Les figures représentent les changements de NLL en fonction de la phase, pour le plan de Dalitz B^0 (haut) et pour le plan de Dalitz \bar{B}^0 (milieu). Le changement de NLL en fonction de la différence entre les phases B^0 et \bar{B}^0 est représentée dans la figure du bas. La ligne en pointillé donne l'incertitude statistique, et la ligne solide l'incertitude totale, après convolution avec l'erreur systématique. L'échelle verticale à $2\Delta(\text{NLL})=1$ représente le changement à un écart standard.

TAB. 4.7 – Résultats pour les taux de désintégrations et les asymétries de CP. Les rapports d'embranchement Q2B \mathcal{B}_j sont calculées à partir des fractions isobares FF_j suivant l'équation 4.15. Pour les états finaux en onde S $K\pi$, une incertitude systématique supplémentaire est citée, et couvre l'écart maximal entre les valeurs obtenues pour chaque solution. Pour les modes mineurs, sont citées les limites supérieures à 90% pour les fractions isobares et les rapports d'embranchement.

Résonance	FF_j (%)	\mathcal{B}_j (10^{-6})	A_{CP}
$K^{*+}(892)\pi^-$	$11.8_{-1.5}^{+2.5} \pm 0.6$	$4.2_{-0.5}^{+0.9} \pm 0.3$	$-0.19_{-0.15}^{+0.20} \pm 0.04$
$K^{*0}(892)\pi^0$	$6.7_{-1.5-0.6}^{+1.3+0.7}$	$2.4 \pm 0.5 \pm 0.3$	$-0.09_{-0.24}^{+0.21} \pm 0.09$
$(K\pi)_0^{*+}(1430)\pi^-$	$26.3_{-3.8-2.0}^{+3.1+2.1} \pm 4.9$	$8.5_{-1.2-1.0}^{+1.0+1.3} \pm 1.6$	$+0.17_{-0.16}^{+0.11} \pm 0.09 \pm 0.20$
$(K\pi)_0^{*0}(1430)\pi^0$	$24.3_{-2.6-3.0}^{+3.0+3.7} \pm 6.7$	$7.8_{-0.8-1.2}^{+1.0+1.6} \pm 2.0$	$-0.22 \pm 0.12_{-0.11}^{+0.13} \pm 0.27$
$\rho^-(770)K^+$	$22.5_{-3.7}^{+2.2} \pm -1.2$	$8.0_{-1.3}^{+0.8} \pm 0.6$	$+0.11_{-0.15}^{+0.14} \pm 0.07$
N.R.	$12.4 \pm 2.6_{-1.2}^{+1.3}$	$4.4 \pm 0.9 \pm 0.5$	$+0.23_{-0.27-0.10}^{+0.19+0.11}$
Total	$102.3_{-4.0}^{+7.1} \pm 4.1$	$35.7_{-1.5}^{+2.58} \pm 2.2$	$-0.029_{-0.051}^{+0.045} \pm 0.055$
Limites à 90% C.L.	(%)	(10^{-6})	
$\rho^-(1450)K^+$	< 5.9	< 2.1	
$\rho^-(1700)K^+$	< 3.1	< 1.1	
$K_2^{*0}(1430)\pi^0$	< 7.5	< 2.7	
$K_2^{*+}(1430)\pi^-$	< 3.6	< 1.3	
$K^{*0}(1680)\pi^0$	< 5.5	< 2.0	
$K^{*+}(1680)\pi^-$	< 8.9	< 3.2	

TABLE 4.8 – Résultats finaux sur les phases. Quand l’ajustement permet de la contraindre, le résultat est exprimé sous forme d’une valeur centrale et d’un intervalle de confiance à 1 écart standard. Les incertitudes statistiques et systématiques sont obtenues suivant la méthode du scan de NLL décrite dans le texte. Pour les phases non contraintes, est citée la valeur maximale de χ^2 observée. Pour les différences de phase $\delta\phi$, le χ^2 correspond à la signification (au carré) par rapport à la valeur nulle.

Interférence	Results	$\Delta\phi$ for B^0	$\Delta\bar{\phi}$ for \bar{B}^0	$\delta\phi \equiv \Delta\bar{\phi} - \Delta\phi$	$\chi^2(\delta\phi = 0)$
Ondes P $K^\pm\pi^\mp/K^\pm\pi^0$	χ^2_{MAX}	1.1	2.7	0.44	
Ondes S $K^\pm\pi^\mp/K^\pm\pi^0$	χ^2_{MAX}	1.1	3.8	0.42	
$\rho^\mp K^\pm/K^{*\pm}\pi^\mp$	χ^2_{MAX}	3.8	1.0	0.50	
Ondes S/P $K^\pm\pi^\mp$	1 σ c.i.	[177, 212]	[210, 315]	[13, 127]	1.3
Ondes S/P $K^\pm\pi^0$	1 σ c.i.	[-7, 41]	[-15, 51]	[-42, 45]	0
Onde S $K^\pm\pi^0$ / NR	1 σ c.i.	[-92, 90]	[-86, 46]	[-162, 121]	0
Onde S $K^\pm\pi^\mp$ / NR	1 σ c.i.	[-102, 85]	[-92, 73]	[-159, 157]	0

TAB. 4.9 – Taux de désintégrations dans les états finaux intermédiaires considérés, dans l’hypothèse où tous les modes $K\pi$ sont des états d’isospin 1/2.

	Rapport d’embranchement (10^{-6})
$K^{*+}(892)\pi^{-}$	$12.6^{+2.7}_{-1.6} \pm 0.9$
$K^{*0}(892)\pi^0$	$3.6^{+0.7}_{-0.8} \pm 0.4$
$(K\pi)_0^{*+}(1430)\pi^{-}$	$25.4^{+3.0+3.9}_{-3.7-3.0} \pm 4.7$
$(K\pi)_0^{*0}(1430)\pi^0$	$11.7^{+1.4+2.4}_{-1.3-1.7} \pm 3.2$
$\rho^{-}(770)K^{+}$	$8.0^{+0.8}_{-1.3} \pm 0.6$
N.R.	$4.4 \pm 0.9 \pm 0.5$
	Limites supérieures à 90% C.L. (10^{-6})
$\rho^{-}(1450)K^{+}$	< 2.1
$\rho^{-}(1700)K^{+}$	< 1.1
$K_2^{*0}(1430)\pi^0$	< 4.0
$K_2^{*+}(1430)\pi^{-}$	< 3.9
$K^{*0}(1680)\pi^0$	< 2.9
$K^{*+}(1680)\pi^{-}$	< 9.5

Chapitre 5

Analyse en amplitudes dépendantes du temps du mode $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$

Dans le cadre du Modèle Standard, les transitions entre quarks sont décrites en termes des quatre degrés de liberté de la matrice CKM. Cela confère un fort pouvoir prédictif au secteur des saveurs : comme toute observable de violation de CP doit être une fonction de la phase complexe irréductible de la matrice CKM, le MS prédit des corrélations précises entre ces observables. Une prédiction importante de ce type concerne les valeurs des asymétries de CP induites par le mélange $B^0 \bar{B}^0$ dans les transitions $b \rightarrow q\bar{q}s$ ($q = u, d, s$) : elles doivent être égales ou très proches de celles mesurées dans les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$.

Les courants neutres changeant la saveur étant interdits au niveau des arbres dans le MS, une transition du type $b \rightarrow s$ ne peut avoir lieu qu'à travers des processus en boucles (diagrammes pingouins). Au contraire, dans les modes "en or" $b \rightarrow c\bar{c}s$ les contributions dominantes à l'amplitude de transition sont à l'ordre des arbres (qui plus est, le pingouin dominant contribue avec la même phase que le terme en arbre). De ce fait, comme les amplitudes en boucle des modes pingouins $b \rightarrow s$ peuvent être sensibles à des contributions de particules non-standard, la comparaison entre les paramètres de CP dans ces deux catégories de processus constitue un test important du Modèle Standard.

La Figure 5.1 montre une compilation des résultats obtenus avant l'été 2007 sur les différents modes pingouins en $b \rightarrow q\bar{q}s$ [39]. On constate que la plupart des mesures se placent à des valeurs au-dessous de celle de $\sin 2\beta$ dans les modes $b \rightarrow c\bar{c}s$; cette "tendance" subjective est l'objet de nombreuses discussions dans la littérature ; cependant les erreurs sont encore trop grandes pour tirer des conclusions.

Il convient de signaler que la discussion précédente s'appuie sur l'hypothèse de "dominance des pingouins". Cependant, il peut aussi exister des contributions en arbre à l'amplitude de désintégration, via des transitions $b \rightarrow u$. Cette "pollution des arbres" est doublement supprimée de Cabibbo par rapport aux transitions $b \rightarrow s$, mais des facteurs hadroniques à longue distance pourraient amplifier sa contribution. Le rapport entre les amplitudes arbre et pingouin, ainsi que la phase forte résultante peut varier selon le mode en considération. Des évaluations théoriques récentes suggèrent en général que les corrections du MS à appliquer sur les paramètres de violation de CP pour certains de ces

modes $b \rightarrow q\bar{q}s$ (en particulier pour ϕK^0 , $\eta' K^0$ et $K_s^0 K_s^0 K_s^0$) sont plutôt petites. Mais en général leur prise en compte devrait se traduire par une *augmentation* des valeurs de S ; en d'autres mots, la prédiction théorique est que la tendance devrait être à l'opposé ce que suggère la Figure 5.1.

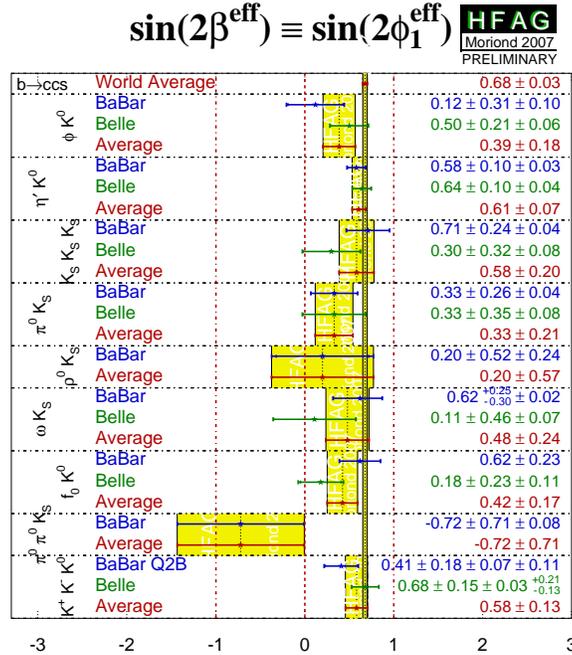


FIG. 5.1 – Compilation au printemps 2007 [39], sur les paramètres S de violation de CP mesurés dans différents modes non charmés hadroniques du B^0 . La ligne jaune étroite correspond à la mesure de $\sin 2\beta$ dans les modes $b \rightarrow c\bar{c}s$.

Cette compilation de résultats inclut plusieurs modes en trois corps. Les propriétés de CP de ces modes peuvent être définies, soit par ce qu'il s'agit d'états propres de CP , (par exemple $K_s^0 K_s^0 K_s^0$, $K_s^0 \pi^0 \pi^0$) [43] soit parce que leur contenu en CP peut être extrait des données expérimentales (par exemple $K^+ K^- K^0$) [44, 46]. Il y a aussi des modes étudiés dans l'approximation "quasi-deux-corps" (Q2B), tels que le $f_0(980)K_s^0$ et le $\rho^0(770)K_s^0$, qui sont reconstruits dans des états finaux en trois corps ($K_s^0 \pi^+ \pi^-$ en l'occurrence). Pour ces canaux, la précision de l'approximation Q2B est limitée, car d'autres modes peuplent aussi l'espace de phase, et peuvent interférer avec les résonances en considération. En absence d'effets d'interférence importants, l'approximation Q2B permettrait en principe d'accéder aux paramètres $S \simeq \sin 2\beta_{\text{eff}}$ et C de violation de CP , mais une telle analyse basée seulement sur des taux de comptage, ne peut tenir en compte de façon solide ces effets d'interférence.

Pour caractériser correctement ces modes sous la symétrie CP , il faut procéder à une analyse en amplitudes, et dépendante du temps, de la désintégration $B^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$.

L'intérêt d'une telle analyse de Dalitz dépendante du temps provient de la possibilité d'accéder directement aux phases des amplitudes, ce qui permet en particulier de pouvoir lever l'ambiguïté sur les phases faibles ($2\beta_{\text{eff}}$ dans le MS) intervenant dans le mélange B^0 \bar{B}^0 .

Une motivation additionnelle pour l'étude du canal $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ à travers une analyse en amplitudes, est la possibilité d'accéder à la différence de phase entre les modes $B^0 \rightarrow K^*(892)^+ \pi^-$ et $\bar{B}^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$. Cette observable est un ingrédient de la méthode "CPS" [40] pour extraire l'angle γ de la matrice CKM à partir des observables des analyses de Dalitz $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ et $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$.

Des analyses de Dalitz dépendantes du temps ont déjà été publiées, dans les modes $B^0 \rightarrow (\rho\pi)^0$ [53] et $B^0 \rightarrow K^+ K^- K^0$ [46]. Ce chapitre décrit l'analyse de Dalitz dépendante du temps du mode $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. De nombreux outils et choix d'analyse sont communs ou proches de ceux utilisés dans $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$; seuls seront décrits en détail les éléments spécifiques au mode $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$.

L'analyse sur ce mode est à un stade très avancé. Un premier résultat préliminaire [47] a été rendu public à la Conférence Lepton-Photon 2007, portant sur les paramètres de violation de CP et les phases d'interférence. Le travail décrit dans ce chapitre est au coeur de la thèse de Alejandro Pérez, et est fait en collaboration avec Eli Ben-Haïm (LPNHE), ainsi que Jinwei Wu (Harvard), Matthew Graham (SLAC) et Maurizio Pierini (Wisconsin).

5.1 Amplitudes de désintégration

Le formalisme utilisé pour décrire l'amplitude de désintégration du méson B^0 dans l'état final $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ est similaire à celui employé dans $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$, avec une caractéristique supplémentaire, qui est la dépendance en temps des amplitudes isobares. Aussi, du fait que l'état final est accessible à la fois aux B^0 et aux \bar{B}^0 , les deux plans de Dalitz ne sont plus indépendants, et le nombre de paramètres isobares pour un modèle à N résonances est $2N - 2$ et non plus $2N - 3$: seules sont fixées une amplitude et une phase.

Le modèle nominal est ici composé d'un terme non résonant et de sept états résonants intermédiaires. Les caractéristiques des résonances retenues pour le modèle nominal, ainsi que la description de leurs fonctions d'excitation, sont résumées dans la Tableau 5.1. Il convient de signaler deux points spécifiques à cette analyse :

- L'amplitude correspondant à l'état intermédiaire $f_0(980)K_S^0$ utilise la fonction d'excitation dite "Flatté" [48], qui tient en compte l'ouverture du canal $f_0(980) \rightarrow K^+ K^-$, avec un seuil très proche du pic de la résonance $f_0(980) \rightarrow \pi^+ \pi^-$.
- Le mode $f_X(1300)$ n'est pas une résonance établie; et sa nature et même son existence est source de controverse [34]. Son inclusion dans le modèle nominal s'est faite après plusieurs études préliminaires (en mode "aveugle"), qui ont permis de conclure que le signal $B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ dans la région en $m_{\pi^+ \pi^-} > 1 \text{ GeV}$ (la région en masse au-dessus du $f_0(980)$) était bien mieux décrit par un modèle avec deux résonances.

Le choix retenu pour cette analyse est de suivre les choix de de *BABAR* et Belle dans l'analyse Dalitz des modes $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ [26, 45] et de Belle dans l'analyse Dalitz (intégrée en temps) dans le mode $B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ [51].

Résonance	Paramètres	Facteur de forme	Ref.
f_0	$masse = 965 \pm 10$ $g_\pi = 165 \pm 18$ $g_K = 695 \pm 93$	Flatté	[49]
ρ^0	$masse = 775.5 \pm 0.4$ $largeur = 146.4 \pm 1.1$	GS	[34]
$K^{*+}(892)$ $K^{*-}(892)$	$masse = 891.66 \pm 0.26$ $largeur = 50.8 \pm 0.9$	RBW	[34]
$K^{*+}(1430)$ $K^{*-}(1430)$	$masse = 1415 \pm 3$ $largeur = 300 \pm 6$ $cutoff = 2000$ $a = 2.07 \pm 0.1 \text{ (GeV}^{-1}\text{)}$ $r = 3.32 \pm 0.34 \text{ (GeV}^{-1}\text{)}$	LASS	[50, 26]
$f_X(1300)$	$masse = 1449 \pm 13$ $largeur = 126 \pm 25$	RBW	[51]
$f_2(1270)$	$masse = 1275.4 \pm 1.1$ $largeur = 185.2^{+3.1}_{-2.5}$	RBW	[34]
$\chi_{c0}(1P)$	$masse = 3414.75 \pm 0.35$ $largeur = 10.4 \pm 0.7$	RBW	[34]

TAB. 5.1 – Paramètres du modèle de signal utilisé dans l'ajustement nominal.

5.1.1 La dépendance en temps

A la désintégration du $\Upsilon(4S)$, le méson B produisant le signal $B^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ (B_{sig}^0), ainsi que son méson B partenaire (B_{tag}^0), sont tous deux produits simultanément et dans un état combiné cohérent. Le taux différentiel de désintégration du méson B signal est une fonction de son temps de vol propre, ainsi que de sa saveur. L'algorithme de vertexing permet de mesurer l'intervalle de temps propre $\Delta t \equiv t_{\text{sig}} - t_{\text{tag}}$, qui marque le temps de désintégration du méson B signal (B_{sig}^0), par rapport à celui de son méson B partenaire (B_{tag}^0). En notant le taux de désintégration $|\mathcal{A}_{\text{sig}}^+(\Delta t)|^2$ quand le B_{tag}^0 est un B^0 , et $|\mathcal{A}_{\text{sig}}^-(\Delta t)|^2$ quand c'est un \bar{B}^0 , on a

$$\begin{aligned}
|\mathcal{A}_{\text{sig}}^\pm(\Delta t)|^2 &= \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}} \left[|\mathcal{A}|^2 + |\bar{\mathcal{A}}|^2 \right. \\
&\mp \left(|\mathcal{A}|^2 - |\bar{\mathcal{A}}|^2 \right) \cos(\Delta m_d \Delta t) \\
&\left. \pm 2\text{Im} \left[\bar{\mathcal{A}}\mathcal{A}^* \right] \sin(\Delta m_d \Delta t) \right], \tag{5.1}
\end{aligned}$$

où τ_{B^0} est la durée de vie du méson B neutre, et Δm_d est la différence en masse entre le B^0 et le \bar{B}^0 . Outre leur dépendance en temps, les amplitudes dépendent aussi du plan de Dalitz ; cette dépendance sera notée de façon implicite ici, et détaillée dans un paragraphe suivant.

Comme dans l'analyse $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, on se place ici dans l'approximation isobare : les amplitudes sont décrites comme une somme sur des états intermédiaires, suivant les expressions 4.1 et 4.2 pour \mathcal{A} et $\bar{\mathcal{A}}$, respectivement.

L'expression 5.1 suppose qu'il n'y a pas de violation de CP dans le mélange, et utilise une convention où la phase venant du mélange $B^0\bar{B}^0$ est implicite dans les amplitudes de désintégration. Autrement dit, on suppose $|q/p| = 1$ pour les mésons B , et on absorbe la phase de q/p dans les amplitudes isobares \bar{t}_j . De même, on néglige la différence entre les durées de vie des mésons B neutres.

5.1.2 Observables physiques à partir des paramètres isobares

Quand le mode isobare intermédiaire σ est un état propre de CP , il est accessible à la fois aux B^0 et aux \bar{B}^0 , et on extrait trois paramètres Q2B de violation de CP : la phase faible $2\beta_{\text{eff}}$, définie selon

$$2\beta_{\text{eff}}(\sigma) = \arg(t_\sigma \bar{t}_\sigma^*) , \quad (5.2)$$

ainsi que les paramètres S et C d'asymétrie de CP dépendante du temps,

$$C(\sigma) = \frac{|t_\sigma|^2 - |\bar{t}_\sigma|^2}{|t_\sigma|^2 + |\bar{t}_\sigma|^2} , \quad (5.3)$$

$$S(\sigma) = \frac{2\mathcal{I}m(\bar{t}_\sigma t_\sigma^*)}{|t_\sigma|^2 + |\bar{t}_\sigma|^2} . \quad (5.4)$$

Ces trois paramètres ne sont pas indépendants : C représente la violation de CP directe, tandis que S quantifie la violation de CP induite par le mélange, et est une fonction de $2\beta_{\text{eff}}$ et C ,

$$S = \sqrt{1 - C^2} \sin 2\beta_{\text{eff}} . \quad (5.5)$$

Les analyses basées sur des taux de comptage n'ont accès qu'aux paramètres S et C . tandis qu'une analyse en amplitudes permet d'accéder directement à la phase faible, et de lever ainsi les ambiguïtés trigonométriques dans la mesure de S .

Pour un état intermédiaire auto-étiquetant σ tel que $B^0 \rightarrow K^{*+}(892)\pi^-$, on définit le paramètre d'asymétrie de charge A_{CP} à partir de la différence entre le taux de comptage pour les B^0 et les \bar{B}^0 :

$$A_{CP}(\sigma) = \frac{|\bar{t}_\sigma|^2 - |t_\sigma|^2}{|\bar{t}_\sigma|^2 + |t_\sigma|^2} . \quad (5.6)$$

Bien que les B^0 et \bar{B}^0 pour les modes auto-étiquetants n'interfèrent pas directement, l'analyse en amplitudes permet tout de même d'accéder à leur phase isobare relative,

par le biais des profils d'interférence avec les autres états intermédiaires résonants, et communs aux B^0 et \bar{B}^0 . Cette différence de phase est donnée par

$$\Delta\phi(\sigma, \bar{\sigma}) = \arg(t_\sigma \bar{c}_\sigma^*) ; \quad (5.7)$$

Il convient de rappeler que la convention utilisée absorbe la phase du mélange $B^0\bar{B}^0$ dans les amplitudes de désintégration des \bar{B}^0 .

On peut également définir la phase isobare relative entre deux paires de résonances σ et κ quelconques :

$$\Delta\phi(\sigma, \kappa) = \arg(t_\sigma t_\kappa^*) ; \quad (5.8)$$

Finalement, on extrait les fractions isobares pour chaque mode résonant du modèle suivant l'expression 4.14.

5.2 Sélection des événements et suppression du bruit de fond

Les candidats $B^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ sont reconstruits à partir de candidats pions avec des charges opposées, et d'un candidat $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Les trois particules doivent ensemble former un vertex de bonne qualité. Ce vertexing utilise une contrainte sur la masse du candidat, fixée à la masse du méson B pour assurer que tous les candidats retenus soient à l'intérieur des bornes cinématiques du plan de Dalitz.

Les candidats pions doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 100 MeV/c, et doivent avoir laissé au moins 12 impacts dans la DCH. Ils doivent être rejetés par les sélecteurs d'électrons, de kaons et de protons, et au moins l'un d'entre eux doit être rejeté par le sélecteur de muons. La masse du candidat K_s^0 doit être à moins de 15 MeV/c² de la masse du K^0 [34], et doit avoir un vertex séparé de celui du candidat B^0 . Aussi, le cosinus de l'angle entre sa direction de vol et le vecteur pointant entre son vertex et celui de la paire de pions doit être plus grand que 0.999.

De façon analogue à la sélection dans $K^+ \pi^- \pi^0$, les critères de sélection sur les variables cinématiques sont serrés : pour m_{ES} et ΔE , on demande $5.272 < m_{\text{ES}} < 5.286$ GeV/c² et $|\Delta E| < 0.065$ GeV, respectivement. La corrélation entre ΔE et les variables de Dalitz est ici négligée.

Comme pour tous les modes hadroniques non charmés, le bruit de fond dominant provient de combinaisons aléatoires de traces dans les événements du continuum. On construit un réseau de neurones NN qui combine quatre variables discriminantes : les deux premières sont les angles de l'impulsion du B et de l'axe de poussée du B par rapport à la direction du faisceau de positrons dans le référentiel du centre de masse de la collision ; les deux dernières sont les variables L_0 et L_2 . Le NN est entraîné sur des données expérimentales *off resonance* et sur des événements de signal produits par simulation Monte Carlo. La coupure sur la sortie du NN retient 90% du signal, et rejette 71% du continuum.

La différence en temps Δt s'obtient à partir de la mesure de la distance entre les vertex de désintégration du B_{sig}^0 et du B_{tag}^0 , en utilisant le paramètre de boost $\beta\gamma = 0.56$ du système e^+e^- : $\Delta t \simeq \Delta z/\beta\gamma c$. Les candidats avec $|\Delta t| > 20$ ps sont rejetés, de même que les candidats avec une erreur sur Δt supérieure à 2.5 ps.

L'état final étant accessible à la fois aux B^0 et aux \bar{B}^0 , l'étiquetage du B_{sig}^0 doit se faire par l'intermédiaire de la saveur de son méson partenaire B_{tag}^0 . Celle-ci est déterminée par un algorithme d'étiquetage de la saveur décrit dans [52]. Cet algorithme se base sur le contenu en leptons, kaons chargés et pions dans la chaîne de désintégration du B_{tag}^0 , pour produire 6 catégories exclusives d'étiquetage, ainsi qu'une septième catégorie pour les événements non étiquetés.

Une fraction des événements retenus, allant de 1% à 8% selon les régions du plan de Dalitz, possède plus d'un candidat B reconstruit (essentiellement 2). Dans ce cas, un candidat est choisi de façon arbitraire, à partir d'un algorithme aléatoire mais reproductible, basé sur le *timestamp* de l'événement.

L'efficacité de sélection est évaluée sur des événements de simulation Monte Carlo ; elle varie entre 21% et 25% le long du plan de Dalitz, avec une tendance à décroître sur les bords du DP, exhibant une légère corrélation avec la masse invariante $m_{\pi^+\pi^-}$.

Du fait que l'état final est composé seulement de traces chargées, le taux de mauvaise reconstruction est sensiblement plus faible que dans le mode $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$; les fractions de SCF sont de l'ordre de 8% le long de la bande du $B^0 \rightarrow \rho^0(770)K_s^0$, de 6% pour le $B^0 \rightarrow K^*(892)^+\pi^-$, de 4% pour la région du $B^0 \rightarrow f_0(980)K_s^0$, et négligeables au centre du plan de Dalitz. Ici aussi, le SCF se concentre essentiellement dans les régions les plus intéressantes pour la mesure des profils d'interférence ; le traitement correct des événements du SCF est important pour l'accès aux phases isobares.

5.3 Bruits de fond B

Le Tableau 5.2 résume les dix espèces de bruit de fond B retenues après inspection d'échantillons de simulation pour une cinquantaine de modes exclusifs et inclusifs. Les nombres attendus d'événements sont calculés à partir des efficacités de sélection (évaluées sur les échantillons de simulation), et des moyennes mondiales pour les rapports d'embranchement [39, 34] quand ils sont connus, ou de leurs limites supérieures le cas échéant.

5.4 L'ajustement de vraisemblance maximale

Un ajustement de vraisemblance maximale étendue est utilisé pour extraire le taux d'événements $B^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ et les amplitudes isobares. La fonction de vraisemblance utilise les variables m_{ES} , ΔE et NN pour discriminer le signal et les bruits de fond. Les variables de Dalitz (DP) donnent accès au modèle de signal, et contribuent aussi à la discrimination du signal et des bruits de fond. L'étiquetage de saveur et la mesure de Δt donnent accès aux paramètres de violation de CP dépendants du temps, tout en fournissant une discrimination signal/bruit supplémentaire.

Mode		BR	Valeur
$B^0 \rightarrow D^-(\rightarrow K_s^0 \pi^-) \pi^+$	libre	–	3377 ± 60
$B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow l^+ l^-) K_s^0$	libre	–	1803 ± 43
$B^0 \rightarrow \psi(2S) K_s^0$	libre	–	142 ± 13
$B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$	libre	–	37 ± 16
$B^0 \rightarrow a_1^\pm \pi^\mp$	fixe	$(39.7 \pm 3.7) \times 10^{-6}$	7.3 ± 0.7
$B^0 \rightarrow D^{*-}(\rightarrow D\pi) \pi^+$	fixe	$(2.57 \pm 0.10) \times 10^{-3}$	43.8 ± 2.5
$B^0 \rightarrow D^- h^+; B^0 \rightarrow D^- \mu^+ \nu_\mu$	fixe	$(2.94 \pm 0.19) \times 10^{-3}$	281 ± 20
$B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$	fixe	$(14.2 \pm 1.4) \times 10^{-3}$	34.5 ± 4.6
BdF B générique neutre	fixe	–	114 ± 7
BdF B générique chargé	fixe	–	282 ± 11

TABLE 5.2 – *Compilation des bruits de fond B pris en compte dans la fonction de vraisemblance. Pour les espèces dont le nombre d'événements est libre, la valeur tabulée correspond au résultat de l'ajustement.*

A des détails près, le traitement des composantes en m_{ES} , ΔE , NN et DP est analogue à celui décrit pour $K^+ \pi^- \pi^0$. Le traitement du temps et de l'étiquetage sont les différences les plus importantes par rapport à l'analyse $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$.

La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}^c(\vec{x}_i)$ pour l'événement i , appartenant à la catégorie d'étiquetage c , est la somme des vraisemblances de toutes les espèces de la catégorie. L'expression générale est de la forme :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^c(\vec{x}_i) \equiv & N_{\text{sig}} f_{\text{sig}}^c \left[(1 - \bar{f}_{\text{SCF}}^c) \mathcal{L}_{\text{TM}}^c(\vec{x}_i) + \bar{f}_{\text{SCF}}^c \mathcal{L}_{\text{SCF}}^c(\vec{x}_i) \right] \\
& + N_{q\bar{q}}^c \frac{1}{2} (1 + q_{\text{tag},i} A_{q\bar{q},\text{tag}}) \mathcal{L}_{q\bar{q}}^c(\vec{x}_i) \\
& + \sum_{j=1}^{N_{\text{class}}^{B^+}} N_{B^+j} f_{B^+j}^c \frac{1}{2} (1 + q_{\text{tag},i} A_{B^+,\text{tag},j}) \mathcal{L}_{B^+,j}^c(\vec{x}_i) \\
& + \sum_{j=1}^{N_{\text{class}}^{B^0}} N_{B^0j} f_{B^0j}^c \mathcal{L}_{B^0,j}^c(\vec{x}_i)
\end{aligned} \tag{5.9}$$

Les paramètres entrant dans cette expression de la fonction de vraisemblance sont définis comme suit :

- N_{sig} est le nombre total d'événements du signal $B^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ dans l'échantillon ;
- f_{sig}^c est la fraction de signal dans la catégorie d'étiquetage c ;
- \bar{f}_{SCF}^c est la fraction moyenne de signal SCF dans la catégorie d'étiquetage c ;
- $\mathcal{L}_{\text{TM}}^c(\vec{x}_i)$ et $\mathcal{L}_{\text{SCF}}^c(\vec{x}_i)$ sont les produits des PDFs des variables discriminantes utilisées dans la catégorie d'étiquetage c , pour le TM et pour le SCF, respectivement ;
- $N_{q\bar{q}}^c$ est le nombre d'événements de continuum dans la catégorie d'étiquetage c ;

- $q_{\text{tag},i}$ est la saveur de l'événement, définie comme +1 pour un B_{tag}^0 et -1 pour un \bar{B}_{tag}^0 ;
- $A_{q\bar{q},\text{tag}}$ quantifie une possible asymétrie d'étiquetage dans les événements de continuum ;
- $\mathcal{L}_{q\bar{q}}^c$ est la PDF du continuum pour la catégorie d'étiquetage c ;
- $N_{\text{class}}^{B^+}$ ($N_{\text{class}}^{B^0}$) sont les nombres de classes de bruit de fond B chargé et neutre utilisées, à savoir une classe pour les chargés et neuf classes pour les neutres ;
- N_{B^+j} (N_{B^0j}) sont les nombres d'événements dans les classes de bruit de fond B chargé et neutre utilisées ;
- $f_{B^+j}^c$ ($f_{B^0j}^c$) sont les fractions d'événements de bruit de fond B dans la catégorie d'étiquetage c ;
- $A_{B^+,\text{tag},j}$ quantifie une possible asymétrie d'étiquetage dans le bruit de fond B chargé ;
- $\mathcal{L}_{B^+,j}^c$ est la PDF du bruit de fond B chargé pour la catégorie d'étiquetage c ;
- et $\mathcal{L}_{B^0,i,j}^c$ sont les PDF des classes de bruit de fond B neutre pour la catégorie d'étiquetage c , et pour la classe j .

Pour chaque espèce d'événements (signal TM, signal SCF, bruit de fond continuum, bruit de fond B chargé, bruits de fond B neutres) on construit des PDF indépendantes par catégorie d'étiquetage. Ces PDF sont le produit du triplet de variables discriminantes ($m_{\text{ES}}, \Delta E, \text{NN}$), et du triplet de variables du modèle isobare et de la dépendance en temps ($m', \theta', \Delta t$). Pour quelques espèces de bruit de fond B , on utilise les mêmes PDF dans plusieurs ou toutes les catégories.

La fonction de vraisemblance étendue totale est donnée par

$$\mathcal{L} \equiv \prod_{c=1}^7 e^{-\bar{N}^c} \prod_i^{N^c} \mathcal{L}^c(\vec{x}_i), \quad (5.10)$$

où le paramètre \bar{N}^c représente le nombre total d'événements attendus dans la catégorie d'étiquetage c .

Au total 75 paramètres sont laissés libres dans l'ajustement nominal. Cela comprend 12 nombres d'événements : le signal, quatre classes de bruit de fond B , et sept pour le continuum (un par catégorie d'étiquetage) ; 15 amplitudes isobares et 15 différences de phase, correspondant aux huit états intermédiaires du modèle nominal ; les 33 paramètres restants concernent plusieurs paramètres de forme des PDFs du signal et du continuum.

5.4.1 Les PDF de Δt et du plan de Dalitz

Le modèle du signal a été décrit dans la Section 5.1. Le modèle contient l'information dynamique donnée par l'approximation isobare, et se connecte à l'information en temps par l'intermédiaire de l'équation (5.1), qui sert de PDF. Cette PDF est diluée par plusieurs effets limitants.

Une première dilution provient des performances de l'algorithme d'étiquetage [53]. Ces performances sont paramétrées, pour chaque catégorie, en termes des efficacités

d'étiquetage ε_c et des taux de mauvais étiquetage ω_c .

Un second effet provient de la résolution sur la mesure de Δt , qui est dominée par l'identification du vertex du B partenaire. En vue de cela, on utilise une fonction de résolution en Δt commune pour le signal TM et le SCF, ainsi que pour les bruits de fond B . Cette fonction est décrite comme une somme de trois gaussiennes, avec des paramètres obtenus par ajustement sur un échantillon à haute pureté et à haute statistique, composé de candidats B^0 totalement reconstruits [52].

Les PDF du plan de Dalitz et de Δt se factorisent trivialement pour le continuum et pour le bruit de fond B chargé. Ce n'est par contre pas le cas, ni pour le signal ni pour les bruits de fond B neutres, du fait du mélange $B^0\bar{B}^0$: le mélange induit une structure en temps non triviale sur les profils d'interférence.

Le terme du bruit de fond B chargé dans la fonction de vraisemblance (équation (5.9)) contient le paramètre $A_{B^+, \text{tag}}$, multiplié par la saveur étiquetée q_{tag} de l'événement. Une possible corrélation entre la saveur et la charge du B peut induire une corrélation entre la saveur et le plan de Dalitz, si cette corrélation a une dépendance cinématique importante. Pour prendre en compte ce possible effet, on utilise une PDF du plan de Dalitz différente pour chaque saveur d'étiquetage (et une PDF moyennée pour les événements non étiquetés). Ces PDFs sont obtenues en utilisant des événements de la simulation et sont décrites sous formes d'histogrammes bidimensionnels lissés. Les paramètres de la fonction de résolution en Δt sont déterminés à partir d'un ajustement sur un lot d'événements B^\pm totalement reconstruits. Il faut cependant tenir compte du biais induit par le fait que les événements du bruit de fond B chargé ne sont pas reconstruits correctement ; pour cela, la durée de vie du méson B chargé est marginalement ajustée, de sorte que la distribution résultante soit bien décrite.

La PDF temporelle pour les bruits de fond B neutres utilise la même fonction de résolution que le signal. Les PDFs du plan de Dalitz sont décrites avec des distributions indépendantes pour chaque saveur d'étiquetage. Cela n'est pas nécessaire pour les modes qui sont états propres de CP , mais pour les modes non charmés qui ne sont pas des états propres de CP , il peut exister des corrélations entre la saveur étiquetée et le plan de Dalitz. Pour cela on utilise des PDFs indépendantes pour chaque saveur, afin de tenir compte des possibles effets de violation de CP dans ces modes (qui peuvent en principe être à la fois du type violation directe et/ou induite par le mélange). Dans les classes de bruit de fond B concernant les modes charmés, ce sont des modes autoétiquetants qui exhibent donc une forte corrélation entre la saveur d'étiquetage et le plan de Dalitz. Pour ces modes, les paramètres de violation de CP sont fixés à zéro dans le modèle nominal.

La description du plan de Dalitz pour le continuum est globalement similaire à celle décrite pour $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. La PDF de Δt est paramétrée comme une somme de trois fonctions gaussiennes de même moyenne, et avec des largeurs qui sont des fonctions linéaires de l'erreur-par-événement sur Δt . Six paramètres de cette PDF sont laissés libres dans l'ajustement.

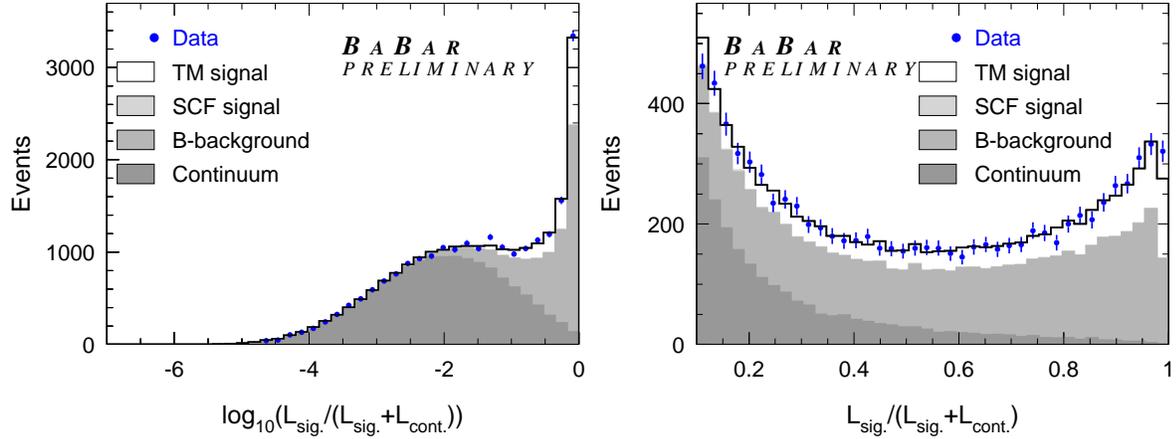


FIG. 5.2 – Distributions du rapport des vraisemblance pour la totalité des événements (à gauche) et avec un zoom dans la région de signal (à droite). Les données sont les points avec barres d'erreur. En ordre de tonalité décroissante, les histogrammes sont une projection du résultat de l'ajustement, et sont la distribution cumulative des contributions du continuum, du bruit de fond B, les événements de signal SCF, et le signal TM, respectivement. Le SCF est à peine visible. Un véto sur les bandes du $D^- \pi^+$ et du $J/\psi K_s^0$ a été appliqué sur les événements entrant dans la figure de droite.

5.5 Résultats de l'ajustement

Un total de 22525 candidats sont retenus après sélection. L'ajustement de vraisemblance maximale trouve 2172 ± 70 événements de signal $B^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$, et 14272 ± 126 événements de continuum. La Figure 5.2 montre les distributions du rapport de vraisemblance, à la fois pour l'ensemble de l'échantillon, et avec un zoom sur la région dominée par le signal.

La Figure 5.3 montre, pour des sous-échantillons enrichis en signal, les distributions de ΔE , m_{ES} , NN , $\Delta t/\sigma(\Delta t)$, et des variables de Dalitz m' et θ' . La Figure 5.4 montre des distributions similaires pour $m(K_s^0 \pi^+)$, $m(K_s^0 \pi^-)$ and $m(\pi^+ \pi^-)$. Finalement, la Figure 5.5 montre des distributions temporelles dans les régions du plan de Dalitz dominées par les modes intermédiaires $f_0(980)K_s^0$ et $\rho^0(770)K_s^0$.

L'ajustement mesure directement les amplitudes et phases isobares des modes intermédiaires du modèle nominal. Les résultats de l'ajustement sont donnés dans la Tableau 5.3. Plusieurs des observables physiques d'intérêt (qu'on appellera de façon abusive *paramètres quasi-deux corps* ou Q2B) sont des fonctions de ces paramètres isobares.

La structure de la fonction de vraisemblance au minimum est moins compliquée que celle observée dans le mode $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$. Deux solutions apparaissent pour les phases isobares, mais avec des valeurs du NLL qui diffèrent par 6.9 unités. Ce minimum local concerne essentiellement les profils d'interférence entre les ondes P et S dans le système $K\pi$. Quant aux solutions miroir correspondant aux ambiguïtés trigonométrique sur la me-

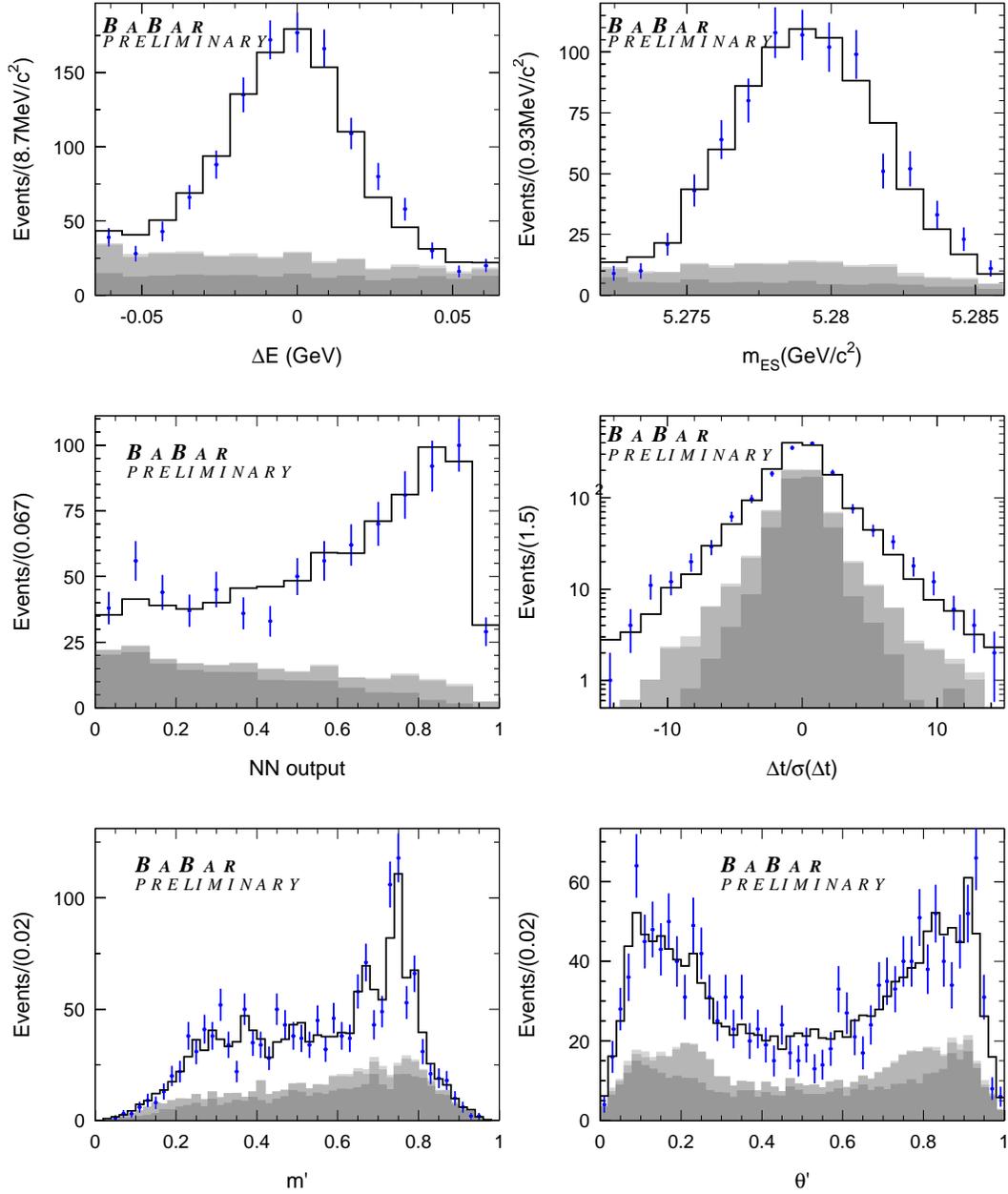


FIG. 5.3 – Distributions des variables discriminantes : ΔE , m_{ES} , NN , $\Delta t/\sigma(\Delta t)$, m' et θ' pour des sous-échantillons enrichis en signal $B^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$. Les données sont les points avec barres d'erreur. En ordre de tonalité décroissante, les histogrammes sont une projection du résultat de l'ajustement, et sont la distribution cumulative des contributions du continuum, du bruit de fond B , les événements de signal SCF, et le signal TM, respectivement. Le SCF est à peine visible. Un veto sur les bandes du $D^- \pi^+$ et du $J/\psi K_s^0$ a été appliqué.

TAB. 5.3 – Résultats de l’ajustement sur les paramètres isobares : amplitudes $|t_\sigma|$ et phases ϕ pour le modèle nominal. Les erreurs sont les incertitudes statistiques.

Résonance	t_σ	ϕ [degrés]	\bar{t}_σ ($\bar{t}_{\bar{\sigma}}$)	$\bar{\phi}$ [degrés]
$f_0(980)K_S^0$	4.0	0.0	2.8 ± 0.7	-88.6 ± 21.3
$\rho^0(770)K_S^0$	0.10 ± 0.02	58.6 ± 16.4	0.09 ± 0.02	21.3 ± 21.2
$f_X(1300)K_S^0$	1.9 ± 0.4	117.6 ± 22.6	1.1 ± 0.3	-15.2 ± 23.8
Non résonant	3.0 ± 0.6	13.8 ± 14.3	3.7 ± 0.5	-16.2 ± 17.3
$K^{*+}(892)\pi^-$	0.136 ± 0.021	-60.7 ± 18.5	0.113 ± 0.018	102.6 ± 22.9
$K^{*+}(1430)\pi^-$	4.9 ± 0.7	-82.4 ± 16.8	7.1 ± 0.9	79.2 ± 20.5
$f_2(1270)K_S^0$	0.011 ± 0.004	62.9 ± 23.3	0.010 ± 0.003	-73.9 ± 27.8
$\chi_{c0}(1P)K_S^0$	0.34 ± 0.15	68.7 ± 31.1	0.40 ± 0.11	154.5 ± 28.6

sure des asymétries de CP dans les modes $f_0(980)K_S^0$ et $\rho^0(770)K_S^0$, elles sont peu visibles. En conséquence, les intervalles de confiance sur plusieurs paramètres Q2B sont obtenus par projection de la fonction de vraisemblance en fonction des paramètres considérés ; les trois exceptions étant les phases faibles $2\beta_{\text{eff}}(f_0(980)K_S^0)$ et $2\beta_{\text{eff}}(\rho^0(770)K_S^0)$, ainsi que l’angle $\Delta\phi(K^{*+}(892)\pi^-, K^{*-}(892)\pi^+)$, pour lesquels on a utilisé la méthode du scan de vraisemblance.

TAB. 5.4 – Compilation des résultats sur les paramètres Q2B. La première incertitude est statistique, la seconde est systématique, et la troisième est l’incertitude sur le modèle de signal. Quand elles sont obtenues avec un scan de vraisemblance, les erreurs sont marquées avec un †. Les phases sont en degrés et les fractions isobares en %.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$C(f_0(980)K_S^0)$	$0.35 \pm 0.27 \pm 0.07 \pm 0.04$	$C(\rho^0(770)K_S^0)$	$0.02 \pm 0.27 \pm 0.08 \pm 0.06$
† $2\beta_{\text{eff}}(f_0(980)K_S^0)$	$(89_{-20}^{+22} \pm 5 \pm 8)^\circ$	† $2\beta_{\text{eff}}(\rho^0(770)K_S^0)$	$(37_{-17}^{+19} \pm 5 \pm 6)^\circ$
† $S(f_0(980)K_S^0)$	$-0.94_{-0.02-0.03}^{+0.07+0.05} \pm 0.02$	† $S(\rho^0(770)K_S^0)$	$0.61_{-0.24}^{+0.22} \pm 0.09 \pm 0.08$
$FF(f_0(980)K_S^0)$	$14.3_{-1.8}^{+2.8} \pm 1.5 \pm 0.6$	$FF(\rho^0(770)K_S^0)$	$9.0 \pm 1.4 \pm 1.1 \pm 1.1$
$A_{CP}(K^{*+}(892)\pi^-)$	$-0.18 \pm 0.10 \pm 0.03 \pm 0.03$	† $\Delta\phi(f_0K_S^0, \rho^0K_S^0)$	$(-59_{-17}^{+16} \pm 6 \pm 6)^\circ$
† $\Delta\phi(K^*(892)\pi)$ ^a	$(-164 \pm 24 \pm 12 \pm 15)^\circ$		
$FF(K^*(892)\pi)$	$11.7 \pm 1.3 \pm 1.3 \pm 0.6$		
$FF(K^*(1430)\pi)$	$38.9 \pm 2.5 \pm 0.7 \pm 1.3$	$FF(NR)$	$25.6 \pm 2.5 \pm 1.9 \pm 0.5$
$FF(f_0(1300)K_S^0)$	$6.3 \pm 1.3 \pm 0.6 \pm 0.3$	$FF(f_2(1270)K_S^0)$	$2.1 \pm 0.8 \pm 0.0 \pm 0.2$
$FF(\chi_{c0}(1P)K_S^0)$	$1.2 \pm 0.5 \pm 0.0 \pm 0.1$		

^aAbbréviation pour $\Delta\phi(K^{*+}(892)\pi^-, K^{*-}(892)\pi^+)$.

L’ensemble des paramètres Q2B et des fractions isobares sont résumés dans le Tableau 5.4, avec leurs incertitudes statistiques et systématiques. Les intervalles de confiance pour ces paramètres sont montrés dans la Figure 5.6.

Dans le mode $f_0(980)K_S^0$, l'hypothèse de conservation de CP est peu favorisée par le résultat. La valeur $2\beta_{\text{eff}}(f_0(980)K_S^0) = 0$ est exclue avec une signification de 4.3 écarts standard, et la valeur $2\beta_{\text{eff}}(f_0(980)K_S^0) = 180$ l'est avec une signification de 3.9 écarts standard.

Les valeurs mesurées de $2\beta_{\text{eff}}(f_0(980)K_S^0)$ et $2\beta_{\text{eff}}(\rho^0(770)K_S^0)$ peuvent être comparées avec la prédiction du MS. Pour $2\beta_{\text{eff}}(f_0(980)K_S^0)$, la valeur centrale se trouve 2.1 écarts standard au-dessus de la moyenne mondiale pour $\sin 2\beta$ dans les modes $b \rightarrow c\bar{c}s$; pour $2\beta_{\text{eff}}(\rho^0(770)K_S^0)$, le résultat en est très proche. Ces résultats contredisent marginalement la “tendance” des autres résultats dans les transitions $b \rightarrow q\bar{q}s$, comme l'illustre la figure 5.7, mise à jour en incluant les deux paramètres S de violation de CP mesurés dans cette analyse.

Il convient de signaler que les paramètres C et S obtenus par l'analyse en amplitudes satisfont la condition $S^2 + C^2 < 1$ par construction; ceci n'est pas le cas dans les analyses Q2B, où des fluctuations négatives dans les taux de comptage peuvent induire des valeurs en dehors de leur domaine d'unitarité. La valeur de $2\beta_{\text{eff}}(f_0(980)K_S^0)$ ici obtenue étant proche de 90 degrés, le paramètre $S(f_0(980)K_S^0)$ qui en découle se trouve proche de sa borne, et la projection de la vraisemblance sur l'axe $S(f_0(980)K_S^0)$ a une forme clairement non-gaussienne.

De cette analyse s'extrait aussi la première mesure de la différence de phase $\Delta\phi[K^*\pi]$ entre le $K^{*+}(892)\pi^-$ et le $K^{*-}(892)\pi^+$. Une solution miroir est défavorisée avec une signification de 3.7 écarts standard. L'intervalle $-102.0^\circ < \Delta\phi(K^{*+}(892)\pi^-, K^{*-}(892)\pi^+) < 135.7^\circ$ est exclu à 95% de niveau de confiance.

Une validation supplémentaire de l'analyse s'obtient en laissant les paramètres τ_{B^0} et Δm_d libres dans l'ajustement; les résultats sont $\tau_{B^0} = (1.579 \pm 0.061)$ ps et $\Delta m_d = (0.497 \pm 0.035)$ ps $^{-1}$, en bon accord avec les moyennes mondiales. Quand les paramètres $S = \sin(2\beta)$ pour les bruits de fond $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$ sont laissés libres dans l'ajustement, les valeurs obtenues sont 0.690 ± 0.077 et 0.73 ± 0.27 pour $J/\psi K_S^0$ et $\psi(2S)K_S^0$, respectivement, toutes deux en accord avec la moyenne mondiale sur $\sin(2\beta)$.

5.6 Perspectives

Cette version préliminaire de l'analyse a été rendue publique à l'occasion de la conférence Lepton-Photon à l'été 2007, et les résultats annoncés se sont limités aux paramètres de violation de CP. L'analyse complète vise aussi à mesurer les rapports d'embranchement et l'ensemble des différences de phases. Ce travail est en cours : en particulier, certains outils pour l'évaluation des incertitudes systématiques sur l'efficacité d'identification des K_S n'étaient pas disponibles à l'été 2007. De même, des estimations conservatrices ont été utilisées pour les incertitudes systématiques sur le modèle de signal; une estimation passera par des études supplémentaires. Un autre point à raffiner concerne la présence d'un signal non négligeable dans la région à $m_{\pi^+\pi^-} > 1$ GeV, qui ne peut être pris en compte par une seule composante. Le choix d'utiliser un $f_2(1270)$ et un $f_X(1300)$ s'est inspiré des résultats existants sur d'autres modes [26, 51]; cependant, ces analyses sont basées sur

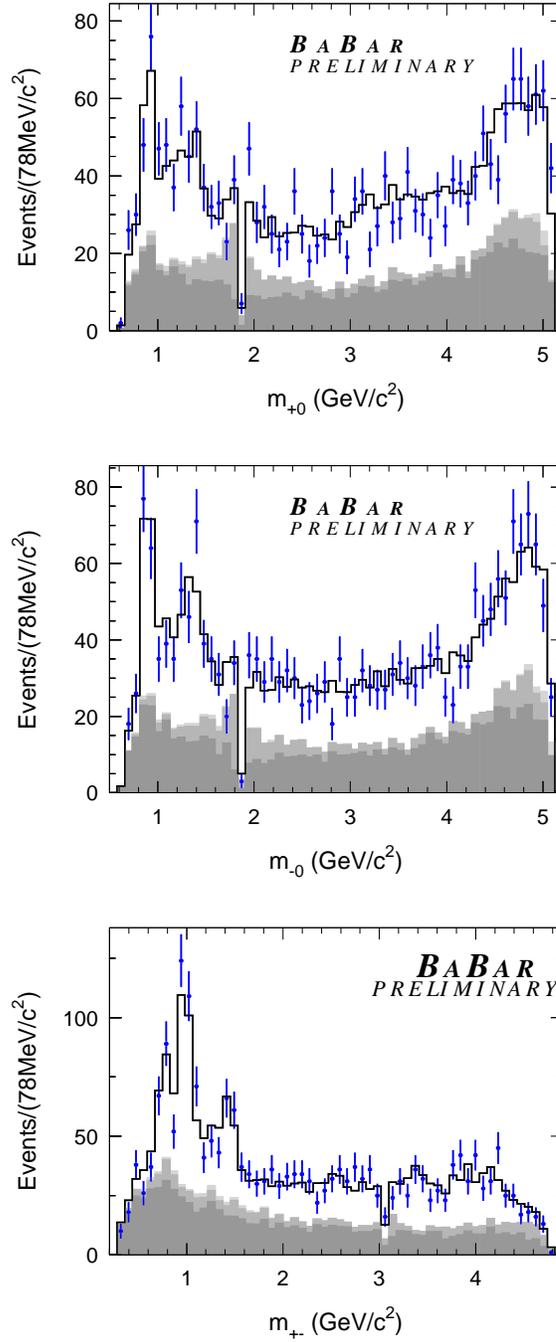


FIG. 5.4 – Distributions de $m(K_s^0\pi^+)$ (haut), $m(K_s^0\pi^-)$ (milieu), et $m(\pi^+\pi^-)$ (bas) pour des sous-échantillons enrichis en signal $B^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$. Les données sont les points avec barres d'erreur. En ordre de tonalité décroissante, les histogrammes sont une projection du résultat de l'ajustement, et sont la distribution cumulative des contributions du continuum, du bruit de fond B , les événements de signal SCF, et le signal TM, respectivement. Le SCF est à peine visible. Un veto sur les bandes du $D^-\pi^+$ et du $J/\psi K_s^0$ a été appliqué.

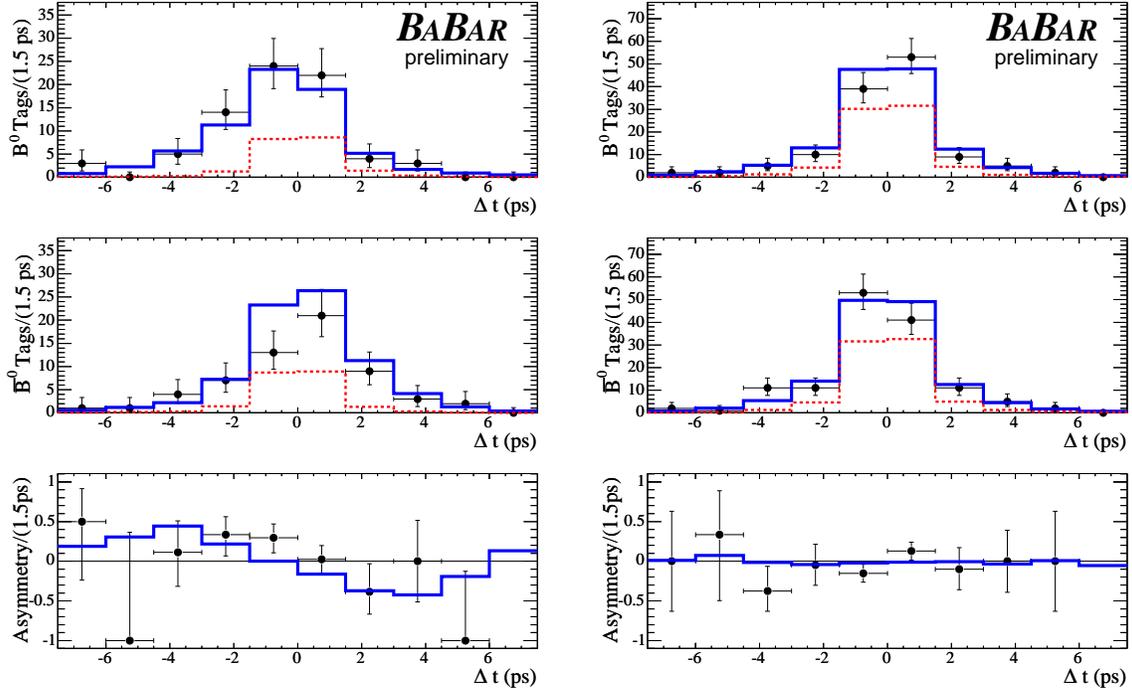


FIG. 5.5 – Distributions de Δt quand le B_{tag}^0 est un B^0 (haut), ou un \bar{B}^0 (milieu), ainsi que l'asymétrie dépendante du temps (bas), pour des sous-échantillons enrichis en signal $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Les figures à gauche correspondent à des événements dans la région dominée par le $f_0(980)K_S^0$, celles à droite correspondent au $\rho^0(770)K_S^0$. La ligne solide est la PDF totale, la ligne en pointillé est la PDF du continuum; les données sont les points avec barres d'erreur. Un véto sur les bandes du $D^- \pi^+$ et du $J/\psi K_S^0$ a été appliqué.

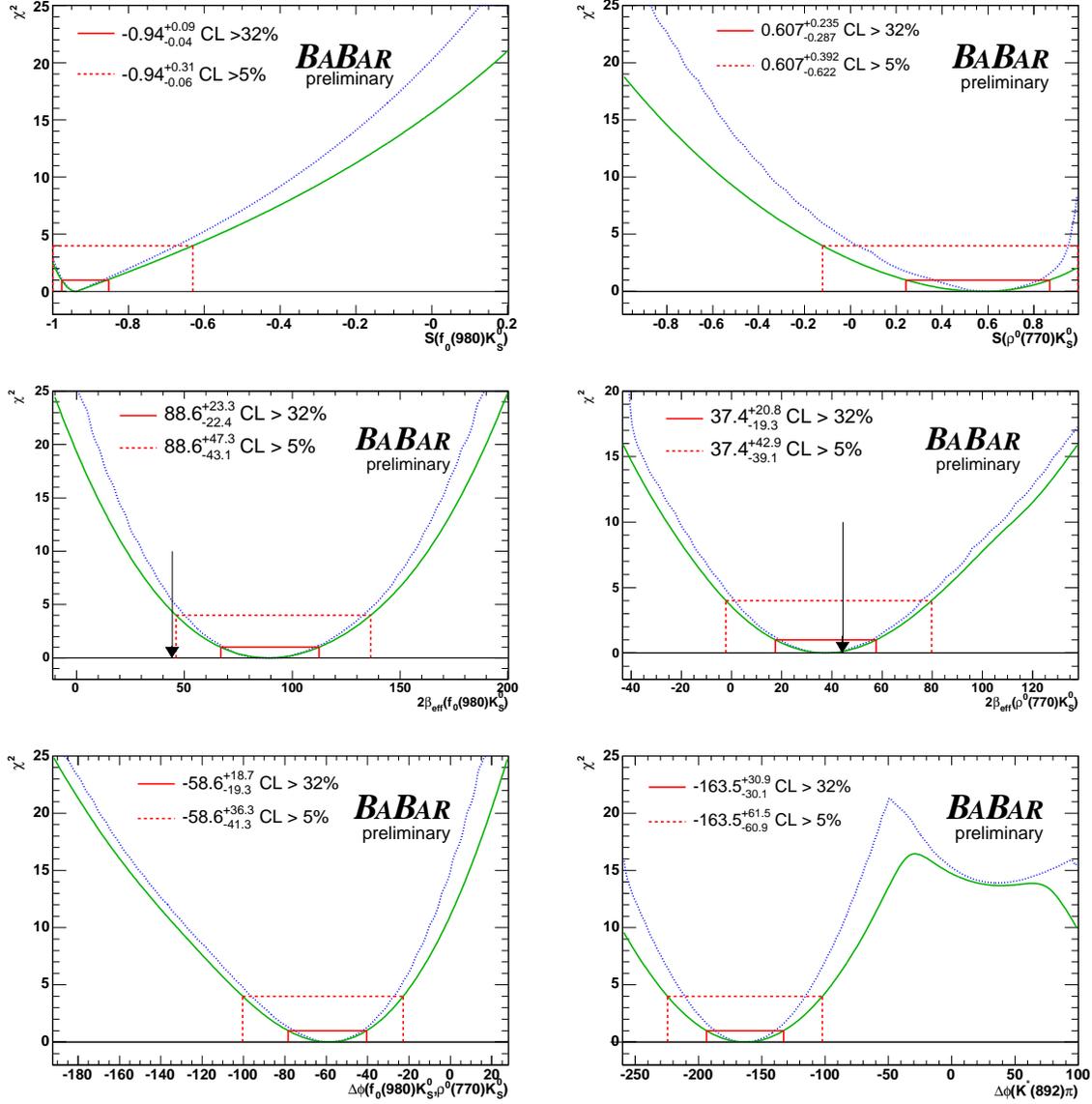


FIG. 5.6 – Résultats sur les scans de vraisemblance en termes de $\chi^2 = -2\ln(\mathcal{L})$ pour les paramètres $S(f_0(980)K_S^0)$, $S(\rho^0(770)K_S^0)$, $2\beta_{\text{eff}}(f_0(980)K_S^0)$, $2\beta_{\text{eff}}(\rho^0(770)K_S^0)$, $\Delta\phi(f_0(980)K_S^0, \rho^0(770)K_S^0)$ et $\Delta\phi(K^{*+}(892)\pi^-, K^{*-}(892)\pi^+)$. Les courbes en pointillé représentent l'erreur statistique, le courbes en gras l'incertitude totale. Les flèches indiquent la valeur provenant des transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ [39].

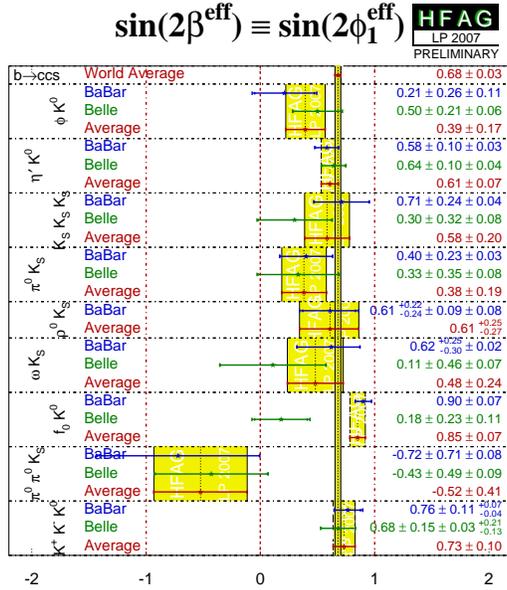


FIG. 5.7 – *Compilation après l'été 2007 [39], sur les paramètres S de violation de CP mesurés dans différents modes non charmés hadroniques du B^0 . La ligne étroite correspond à la mesure de $\sin 2\beta$ dans les modes $b \rightarrow c\bar{c}s$.*

des échantillons de données de taille plus réduite. De même, bien que l'utilisation de la fonction d'excitation de LASS pour paramétrer l'onde $S K\pi$ se soit avérée satisfaisante au niveau de la statistique utilisée dans l'analyse $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$, cette approche requiert d'être revue pour des analyses à plus grande statistique, comme celle décrite dans ce chapitre. Une approche combinée, prenant en compte toute l'information accessible à l'ensemble des modes $B \rightarrow K\pi\pi$, est à l'étude dans le groupe d'analyse en 3 corps dans *BABAR*. Contribuer à ce travail sera un élément important de la thèse de Alejandro Pérez.

	$C(f_0(980)K_s^0)$	$2\beta_{\text{eff}}(f_0(980)K_s^0)$	$f(f_0(980)K_s^0)[\%]$
DP model	0.04	7.8	0.6
Lineshape parameters	0.06	3.9	1.0
B background	0.03	2.7	0.4
Fit bias	0.01	1.1	1.0
Other	0.03	1.4	0.1
Sum w/o DP model	0.07	5.1	1.5
Total sum	0.08	9.3	1.6

	$C(\rho^0(770)K_s^0)$	$2\beta_{\text{eff}}(\rho^0(770)K_s^0)$	$f(\rho^0(770)K_s^0)[\%]$
DP model	0.06	5.9	1.1
Lineshape parameters	0.04	3.6	0.3
B background	0.06	3.8	0.1
Fit bias	0.02	0.4	1.0
Other	0.02	1.0	0.1
Sum w/o DP model	0.08	5.3	1.1
Total sum	0.10	7.9	1.5

	$A_{CP}(K^{*+}\pi^-)$	$f(K^{*+}\pi^-)[\%]$	$\Delta\phi(K^{*+}\pi^-, K^{*-}\pi^+)$	$\Delta\phi(f_0K_s^0, \rho^0K_s^0)$
DP model	0.03	0.6	15.0	6.0
Lineshape parameters	0.01	0.2	4.3	4.2
B background	0.03	0.3	4.5	4.3
Fit bias	0.01	1.2	9.7	0.3
Other	0.00	0.1	2.6	1.7
Sum w/o DP model	0.03	1.3	11.8	6.3
Total sum	0.05	1.4	19.1	8.7

TABLE 5.5 – *Compilation des incertitudes systématiques. Les erreurs sur $2\beta_{\text{eff}}$ et $\Delta\phi$ sont en degrés, et celles sur les fractions isobares en %.*

Chapitre 6

Analyse phénoménologique des modes en pseudoscalaire-vecteur

$$B \rightarrow K^* \pi$$

Ce chapitre est consacré à un travail de phénoménologie actuellement en cours, faisant partie du programme d'étude des analyses de Dalitz $B \rightarrow K\pi\pi$, actuellement mené au LPNHE. La thèse de Alejandro Pérez, ainsi que celle de Jennifer Prendki, s'insèrent dans ce programme. Des premiers résultats préliminaires, datant de novembre/décembre 2007, sont ici évoqués. La méthode et les perspectives sont brièvement décrites ; on se reportera à la thèse de Alejandro Pérez (soutenance prévue à l'été 2008) pour une description plus élaborée.

6.1 Potentiel de physique des analyses en isospin

L'amplitude de désintégration d'un méson B en état final exclusif, peut toujours s'écrire comme la somme de deux termes, chacun portant une phase faible et une phase forte¹. La description complète de cette amplitude nécessite ainsi trois paramètres (le troisième étant le rapport entre les deux modules) ; il s'en suit que les seules mesures d'un rapport d'embranchement et d'une asymétrie de CP, qui sont les observables aisément accessibles aux analyses en taux de comptage, ne permettent pas d'extraire toute l'information pour déterminer l'amplitude.

Cette limitation, qui est valable de façon générale, connaît toutefois quelques exceptions, en particulier quand l'état final considéré est un état propre de CP : on a alors accès à une observable supplémentaire, qui est le paramètre S de l'asymétrie dépendante du temps. Ainsi, dans le cas des modes "en or" $b \rightarrow c\bar{c}s$, les termes en pingouin sont doublement supprimés de Cabbibbo par rapport au terme en arbre ; qui plus est, le pin-

¹On peut se convaincre aisément que cette affirmation est une conséquence triviale de la condition d'unitarité de la matrice CKM ; cependant elle reste valable même en présence de contributions non-CKM aux processus.

gouin dominant possède la même phase faible que l’arbre, et réduit de facto le nombre de paramètres nécessaires pour décrire le processus. Cela fait que la relation $S = \sin 2\beta$ est satisfaite à une très grande approximation.

6.1.1 Un cas d’école : l’analyse d’isospin du système $B \rightarrow \pi\pi$

Pour les modes non charmés, la situation est en général plus complexe. On peut utiliser l’exemple du mode $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ pour l’illustrer : pour ce mode, l’amplitude de désintégration peut s’écrire comme suit :

$$A^{+-} = V_{ud}V_{ub}^*T + V_{td}V_{tb}^*P \quad (6.1)$$

où les termes hadroniques P et T , sont des coefficients complexes appelés de façon générique “arbre” et “pingouin” respectivement, en faisant référence à la topologie dominante des diagrammes associés à la transition $b \rightarrow u\bar{u}d$, comme illustré dans la Figure 6.1. Il est apparent que les deux termes de l’amplitude ont des facteurs CKM d’ordre λ^3 . En absence du terme pingouin, la seule phase faible présente serait γ ; ainsi, le paramètre S d’asymétrie dépendante du temps serait fonction de $\pi - \beta - \gamma$, donnant accès à l’angle α de la matrice CKM. Dans le cas réaliste, aucune suppression CKM n’intervient, et ce ne serait que dans le cas limite où le quotient P/T des facteurs hadroniques satisferait la condition $|P/T| \ll 1$ qu’il serait possible d’accéder à la phase faible α par la mesure du paramètre S de violation de CP. Dans le cas général où on ne peut pas négliger la “pollution des pingouins”, le système $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ est sous-contraint ; on ne peut pas séparer les contributions de la phase faible α et les termes de phases fortes dans la mesure du paramètre S de violation de CP.

Cette limitation ne peut être levée qu’en utilisant des informations additionnelles, provenant d’autres modes. La symétrie d’isospin permet de lier les amplitudes de désintégration de plusieurs modes correspondant à différentes combinaisons de charge des mésons légers dans l’état final. Ainsi, la prise en compte combinée de processus liés par la symétrie d’isospin permet de réduire le nombre d’inconnues ; à nouveau, l’exemple $B \rightarrow \pi\pi$ permet d’illustrer cette méthode.

Les trois modes $B \rightarrow \pi\pi$ sont reliés entre eux par le biais de la symétrie d’isospin ; en effet, on montre [21] que cette symétrie implique la relation suivante sur leurs amplitudes de désintégration :

$$A(B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) = \frac{1}{\sqrt{2}}A(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) + A(B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0), \quad (6.2)$$

ainsi que la relation équivalente pour les amplitudes conjuguées de CP. Il convient d’introduire une paramétrisation des amplitudes qui rende explicite leur dépendance CKM :

$$A(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = V_{ud}V_{ub}^*T + V_{td}V_{tb}^*P, \quad (6.3)$$

$$\sqrt{2}A(B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) = V_{ud}V_{ub}^*(T + C) + V_{td}V_{tb}^*P_{EW}, \quad (6.4)$$

$$\sqrt{2}A(B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = V_{ud}V_{ub}^*C + V_{td}V_{tb}^*(P - P_{EW}). \quad (6.5)$$

où en plus des facteurs CKM, et des termes hadroniques T et P , on introduit les nouveaux termes C et P_{EW} , qui sont des coefficients complexes dont les noms font référence aux topologies en arbre, pingouin, arbre supprimé de couleur, et pingouin électrofaible respectivement, suivant la représentation diagrammatique dans la figure 6.1 pour les contributions aux amplitudes.

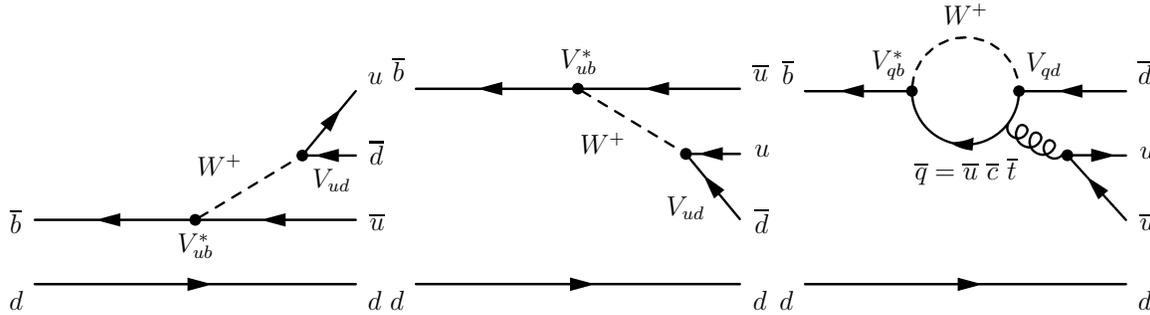


FIG. 6.1 – Diagrammes correspondant aux termes T en arbre (à gauche), C en arbre supprimé de couleur (milieu), et P en pingouin (à droite), représentant les topologies contribuant aux amplitudes de désintégration des modes $B \rightarrow \pi\pi$. Les diagrammes pour les pingouins électrofaibles P_{EW} , non représentés dans la figure, s’obtiennent en échangeant le gluon interne par un Z^0 ou un γ dans le diagramme de pingouin gluonique.

L’analyse d’isospin “classique” se fait en négligeant le terme des pingouins électrofaibles dans les amplitudes. On peut cependant montrer [2] que la contribution P_{EW} des pingouins électrofaibles peut être reliée, à une très bonne approximation près, à celle des termes en arbre :

$$\frac{P_{EW}}{T + C} = (1.35 \pm 0.12) \times 10^{-2}, \quad (6.6)$$

et n’introduit pas de phase supplémentaire. On constate qu’en absence de pingouins électrofaibles l’amplitude du $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ est “pur arbre” ; de ce fait, la symétrie d’isospin prédit que la violation directe de CP dans ce mode soit très supprimée.

Par le biais de la symétrie d’isospin, on se trouve avec un système qui ne dépend que de six inconnues : cinq correspondant aux trois paramètres hadroniques P , C et T (une phase globale ne comptant pas), plus la phase relative entre les facteurs CKM des arbres et des pingouins.

D’un autre côté, le système $B \rightarrow \pi\pi$ possède en principe huit observables physiques :

- pour $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, le rapport d’embranchement B^{+-} et les deux paramètres d’asymétrie dépendante du temps S^{+-} et C^{+-} ,
- pour $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, le rapport d’embranchement B^{+0} et l’asymétrie de charge A^{+0} ,
- pour $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, le rapport d’embranchement B^{00} , et les deux paramètres d’asymétrie dépendante du temps S^{00} et C^{00} .

Dans la pratique, l’asymétrie de charge A^{+0} est prédite nulle par la symétrie d’isospin, et sa mesure n’apporte aucune information sur les amplitudes (mais une mesure non nulle serait un signe inéquivoque de physique non standard, donnat lieu à des fortes violations

de l'isospin !). De même, dans le cadre des usines à B , l'accès à la dépendance en temps des désintégrations $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ n'est pas réalisable, et seul le paramètre C^{00} peut être mesuré par le biais de l'asymétrie d'étiquetage du B^0 partenaire produit dans la désintégration du $\Upsilon(4S)$.

L'interférence entre les B^0 et les \bar{B}^0 dans les désintégrations en $\pi^+ \pi^-$ fait intervenir deux phases faibles : d'une part l'angle β apparaît à conséquence du mélange $B\bar{B}$, et l'angle γ dans la phase relative entre les deux facteurs CKM dans les amplitudes. L'expression explicite des solutions aux équations d'isospin montre que le paramètre S^{+-} est fonction de $\sin 2\alpha_{\text{eff}}$, où α_{eff} diffère de l'angle CKM α par un décalage donné par la "pollution des pingouins". Ainsi, une analyse en isospin des modes $B \rightarrow \pi\pi$ permet l'accès à huit solutions pour α , à conséquence des ambiguïtés trigonométriques irréductibles. Le pouvoir de séparation entre solutions est une fonction multiparamétrique, dont les deux termes dominants sont d'une part le quotient $|P/T|$, qui quantifie la "pollution des pingouins", et d'autre part la valeur relative du rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ par rapport aux deux autres : une valeur faible favorise la dégénérescence entre les solutions. On peut trouver dans [36] une discussion détaillée sur le potentiel de physique de l'analyse d'isospin $B \rightarrow \pi\pi$ à l'horizon 2006.

6.1.2 Potentiel et limitations de l'analyse d'isospin dans les modes $B \rightarrow K\pi$

Les conditions générales de l'analyse d'isospin du système $B \rightarrow \pi\pi$ sont aussi utilisables dans d'autres systèmes, dont les modes $B \rightarrow K\pi$. Ceux-ci possèdent plusieurs particularités avantageuses : d'une part, les taux de désintégration sont typiquement plus importants que pour $B \rightarrow \pi\pi$, ceux qui ont un impact positif du point de vue expérimental ; d'autre part, le rapport $|V_{ts}V_{tb}^*/(V_{us}V_{ub}^*)|$ entre les facteurs CKM dans les amplitudes favorise les contributions en boucle, et de ce fait amplifie la sensibilité à des contributions non standard.

Par contre, le décompte des degrés de liberté est défavorable. Du côté des inconnues, le système est fait de quatre modes, et ainsi les amplitudes se définissent en fonction de 13 paramètres :

$$\begin{aligned} A(K^+ \pi^-) &= V_{us}V_{ub}^* T + V_{ts}V_{tb}^* P , \\ A(K^0 \pi^+) &= V_{us}V_{ub}^* N + V_{ts}V_{tb}^* (-P + P_{\text{EW}}^C), \\ \sqrt{2}A(K^+ \pi^0) &= V_{us}V_{ub}^* (T + C - N) + V_{ts}V_{tb}^* (P + P_{\text{EW}} - P_{\text{EW}}^C) , \\ \sqrt{2}A(K^0 \pi^0) &= V_{us}V_{ub}^* C + V_{ts}V_{tb}^* (-P + P_{\text{EW}}) , \end{aligned}$$

cela correspond à 11 paramètres hadroniques (arbre T , pingouin P , arbre supprimé de couleur C , pingouin électrofaible P_{EW} , pingouin électrofaible supprimé de couleur P_{EW}^C et annihilation N), ainsi que les deux paramètres CKM $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$.

Du côté des observables, leur nombre est insuffisant : 4 rapports d'embranchement, 4 asymétries de CP et un paramètre S^{00} dans l'asymétrie dépendante du temps pour

le mode $B^0 \rightarrow K^0\pi^0$, qui est le seul accessible aux B^0 et aux \bar{B}^0 . Cela fait au total 9 observables seulement : le système est donc sous-contraint.

Différents scénarios peuvent être envisagés pour utiliser les modes $B \rightarrow K\pi$ dans une analyse CKM. Tous passent par l'ajout d'hypothèses additionnelles, au-delà de la symétrie d'isospin ; une discussion détaillée de chaque scénario se trouve dans [2, 36].

La méthode de Nir-Quinn[54] suppose que les contributions des pingouins électrofaibles peuvent être négligés. Dans ce scénario simplifié, la mesure des neuf observables $B \rightarrow K\pi$ se traduit par une contrainte directe sur l'angle α de la matrice CKM. Cependant, du fait de l'amplification CKM des contributions en boucle, cette approximation est difficile à justifier.

L'approche dite "IPLL" [55], consiste à négliger les termes d'annihilation N , et à procéder à un traitement des pingouins électrofaibles analogue à celui fait dans le système $B \rightarrow \pi\pi$. Dans la limite de la symétrie $SU(3)$, les pingouins électrofaibles peuvent être réécrits en termes des contributions en arbre :

$$P_{\text{EW}} = R^+(T + C), \quad (6.7)$$

$$P_{\text{EW}}^C = \frac{R^+}{2}(T + C) - \frac{R^-}{2}(T - C), \quad (6.8)$$

où facteurs $R^+ = (1.35 \pm 0.12) \times 10^{-2}$, ainsi que son erreur théoriques sont évalués sous la seule hypothèse $SU(3)$. Le facteur $R^- = (1.35 \pm 0.12) \times 10^{-2}$ s'évalue avec une hypothèse additionnelle, où les contributions d'annihilation N sont négligées. Ce traitement réduit de deux paramètres le nombre d'inconnues, et rend le système $B \rightarrow K\pi$ contraint, mais n'est pas libre d'hypothèses théoriques.

6.2 Résultats de l'analyse en isospin $B \rightarrow K^*\pi$

La discussion du système $B \rightarrow K\pi$ souligne l'intérêt des analyses de Dalitz sur les modes $B \rightarrow K^*\pi$: en plus des quatre rapports d'embranchement et des quatre asymétries de CP directes, dans les analyses en amplitude on peut aussi accéder aux phases relatives entre amplitudes. L'existence d'observables additionnelles amplifie grandement le potentiel de l'analyse en isospin, car au total, cinq phases relatives sont accessibles aux analyses de Dalitz.

Pour le système $B \rightarrow K^*\pi$, les relations d'isospin sont explicitement satisfaites en utilisant la paramétrisation des amplitudes, de façon équivalente aux équations 6.7 :

$$\begin{aligned} A(K^{*+}\pi^-) &= V_{us}V_{ub}^* T + V_{ts}V_{tb}^* P, \\ A(K^{*0}\pi^+) &= V_{us}V_{ub}^* N + V_{ts}V_{tb}^* (-P + P_{\text{EW}}^C), \\ \sqrt{2}A(K^{*+}\pi^0) &= V_{us}V_{ub}^* (T + C - N) + V_{ts}V_{tb}^* (P + P_{\text{EW}} - P_{\text{EW}}^C), \\ \sqrt{2}A(K^{*0}\pi^0) &= V_{us}V_{ub}^* C + V_{ts}V_{tb}^* (-P + P_{\text{EW}}), \end{aligned}$$

Trois de ces observables additionnelles ont été décrites dans ce document. La phase de l'amplitude $B^0 \rightarrow K^*(892)^0\pi^0$ par rapport à l'amplitude $B^0 \rightarrow K^*(892)^+\pi^-$, ainsi

que sa conjuguée de CP, a été étudiée dans l'analyse $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$; et la différence de phase entre l'amplitude $B^0 \rightarrow K^*(892)^+\pi^-$ et sa conjuguée de CP a été mesurée dans l'analyse $B^0 \rightarrow K^0\pi^+\pi^-$. Les deux observables manquantes, à savoir la phase entre l'amplitude $B^+ \rightarrow K^*(892)^0\pi^+$ et l'amplitude $B^+ \rightarrow K^*(892)^+\pi^0$, et la différence conjuguée de CP, sont accessibles dans l'analyse de Dalitz du mode $B^+ \rightarrow K^0\pi^+\pi^0$, qui est en cours d'analyse dans le cadre de la thèse de Jennifer Prendki.

Au total, quatorze observables physiques sont potentiellement accessibles dans le système $B \rightarrow K^*\pi$. Le nombre d'inconnues étant le même que dans $B \rightarrow K\pi$, le système $B \rightarrow K^*\pi$ est donc surcontraint. On peut concevoir qu'une analyse en isospin, utilisant l'ensemble complet des observables $B \rightarrow K^*\pi$, a le potentiel de fournir des résultats bien plus contraignants que ceux obtenus avec le système $B \rightarrow K\pi$, et sans hypothèses supplémentaires.

6.2.1 Etat des lieux en 2007

Mode	$\mathcal{B} (\times 10^{-6})$	A_{CP}	Analyse	Expérience
$B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-$	$12.6^{+2.8}_{-1.8}$	$-0.19^{+0.20}_{-0.16}$	Dalitz $K^+\pi^-\pi^0$	BABAR, 232 M
	11.0 ± 1.7		Q2B	BABAR, 232 M
	$8.4^{+1.5}_{-1.4}$		Dalitz $K_S\pi^+\pi^-$	Belle, 388 M
		-0.18 ± 0.10	Dalitz $K_S\pi^+\pi^-$	BABAR, 383 M
$B^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0$	3.6 ± 0.8	$-0.09^{+0.23}_{-0.25}$	Dalitz $K^+\pi^-\pi^0$	BABAR, 232 M
$B^+ \rightarrow K^{*0}\pi^+$	$13.5^{+1.4}_{-1.5}$	0.07 ± 0.11	Dalitz $K^+\pi^-\pi^+$	BABAR, 232 M
	$9.7^{+1.0}_{-1.1}$	-0.15 ± 0.07	Dalitz $K^+\pi^-\pi^+$	Belle, 386 M
$B^+ \rightarrow K^{*+}\pi^0$	6.9 ± 2.4	0.04 ± 0.29	Q2B	BABAR, 232 M
Différence de phase, mode		Résultat (degrés), méthode statistique		
$\Delta\phi [\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-}\pi^+, B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-]$		-164 ± 31 (solution miroir exclue à 3.7σ)		
$\Delta\phi [B^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0, B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-]$		$\Delta\chi^2 < 1.1$		
		2 solutions, scan de vraisemblance		
$\Delta\phi [\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^0, \bar{B}^0 \rightarrow K^{*-}\pi^+]$		$\Delta\chi^2 < 2.7$		
		2 solutions, scan de vraisemblance		

TAB. 6.1 – En haut : mesures des rapports d'embranchement et des asymétries CP des quatre modes du système $B \rightarrow K^*(892)\pi$. Les abréviations décrivent la technique d'analyse utilisée pour la mesure : Q2B pour quasi-deux-corps, DP pour analyse de Dalitz, IT (resp. DT) pour indépendante du temps (resp. dépendante du temps). En bas : mesure des différences de phase. Sont montrés les résultats disponibles à l'automne 2007.

Le Tableau 6.1 résume les mesures disponibles dans les modes $B \rightarrow K^*(892)\pi$ actuellement. Plusieurs des observables ne sont encore pas mesurées, et dans les modes déjà étudiés, certaines phases sont peu contraintes. Cependant, on peut déjà utiliser un sous-ensemble des relations d'isospin pour obtenir des premières contraintes sur la matrice

CKM provenant du système $B \rightarrow K^* \pi$.

Les méthodes dites ‘‘CPS’’ [40] ou ‘‘GGSZ’’ [41], sont basées sur une analyse en isospin des seuls modes neutres $B^0 \rightarrow K^{*+} \pi^-$ et $B^0 \rightarrow K^{*0} \pi^0$. On constate que pour ces deux modes, en absence de pingouins électrofaibles les amplitudes seraient décrites seulement à l’aide de cinq inconnues hadroniques, et de la phase CKM γ . Dans cette hypothèse, les analyses de Dalitz de ces modes donneraient directement accès à l’angle γ .

Une approximation plus réaliste est d’utiliser des relations similaires à 6.8, qui ont été obtenues pour les modes $B \rightarrow K \pi$. Dans l’hypothèse d’une symétrie de spin exacte, les mêmes relations seraient également valables dans le système $B \rightarrow K^* \pi$; on se placera ici dans un scénario plus conservateur, où on assignera une erreur théorique de 100% aux coefficients des relations 6.8.

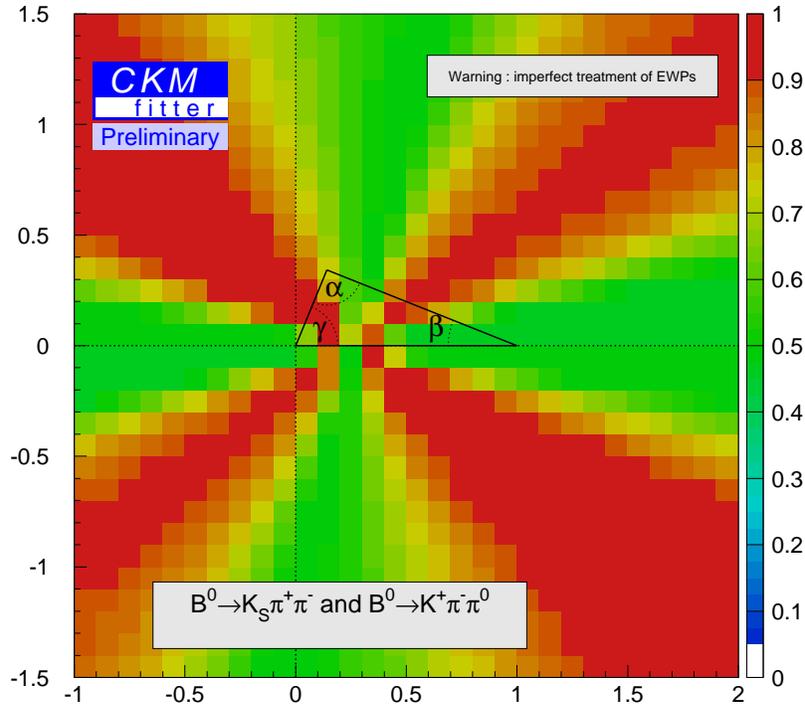


FIG. 6.2 – Contraintes sur le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, obtenues à partir d’une analyse d’isospin $B \rightarrow K^* \pi$, basée seulement sur les observables des modes neutres $B^0 \rightarrow K^{*+} \pi^-$ et $B^0 \rightarrow K^{*0} \pi^0$. Les codes de couleur indiquent le niveau de confiance.

La Figure 6.2 montre la contrainte qu’on obtient ainsi sur le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, en utilisant les mesures disponibles sur les modes $B^0 \rightarrow K^{*+} \pi^-$ et $B^0 \rightarrow K^{*0} \pi^0$: deux rapports d’embranchement, deux asymétries de CP et trois différences de phase. A chaque point dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ correspond un ajustement, fait en assignant des intervalles *Rfit* non bornés aux paramètres hadroniques.

La contrainte présente une forme de lignes droites, partant d'un point voisin du sommet $(0,0)$ du triangle d'unitarité ; plus précisément, si on négligeait les termes de pingouins électrofaibles, alors ce point coïnciderait exactement avec le sommet du triangle, et cette analyse donnerait directement une contrainte sur l'angle γ . On observe la présence de quatre régions favorisées, correspondant aux quatre solutions dans la mesure des différences de phase entre $B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-$ et $B^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0$ dans l'analyse de Dalitz du mode $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. Du fait que la mesure expérimentale de ces phases est encore peu contraignante, toutes les régions du plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ sont permises au niveau de 1 écart standard.

Bien que toutes les observables pour les modes du B chargé, $B^+ \rightarrow K^{*+}\pi^0$ et $B^+ \rightarrow K^{*0}\pi^+$ ne soient pas encore disponibles, il existe des mesures des rapports d'embranchement et des asymétries directes de CP. La Figure 6.3 montre la contrainte sur le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, obtenue en ajoutant ces quatre mesures additionnelles au scénario précédent. On voit que la dégénérescence entre les quatre solutions est partiellement levée, et que la solution correspondant au quatrième quadrant est favorisée par les mesures actuelles. On constate aussi qu'une petite région, autour de la solution de l'ajustement CKM standard, est marginalement défavorisée, avec un niveau de confiance de l'ordre de 15% environ.

Clairement, cette étude est limitée par la statistique, comme le montre le Tableau 6.1, qui résume les mesures publiques à l'automne 2007. En plus des observables pour lesquelles aucune mesure n'est encore disponible, on constate que la plupart des analyses portent sur une fraction incomplète des échantillons de données disponibles par les expériences *BABAR* et *Belle*.

6.2.2 Extrapolation à 2000 fb^{-1}

Le potentiel des usines à B dans les analyses de Dalitz $B \rightarrow K\pi\pi$ peut être estimé à partir des résultats existants à l'automne 2007 (voir le Tableau 6.1). Pour les observables déjà mesurées, on procède à une extrapolation des erreurs, en se basant sur l'incertitude dans les mesures actuelles, et l'augmentation prévue de la taille des échantillons respectifs. Pour les paramètres encore peu contraints, cette technique d'extrapolation peut être améliorée par l'utilisation de simulations rapides. On suppose également que les valeurs centrales sont en accord avec le résultat de l'ajustement standard ; cela s'est fait directement en gardant les valeurs actuelles des rapports d'embranchement et des asymétries directes de CP, ainsi que de la différence de phase de l'amplitude $B^0 \rightarrow K^*(892)^+\pi^-$ par rapport à son mode conjugué de CP ; la valeur de l'asymétrie de CP dans $B^+ \rightarrow K^*(892)^+\pi^0$, ainsi que celles des autres différences de phase ont été réajustées, pour obtenir un système en accord avec l'ajustement CKM standard.

La Figure 6.4 montre les régions permises dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ par l'analyse d'isospin du système $B \rightarrow K\pi\pi$ complet, dans le cadre de cette étude prospective. La possible présence de solutions miroir, ainsi que leur impact sur la contrainte, dépend fortement des valeurs centrales utilisées, en particulier pour les différences de phase. Cette figure représente probablement un scénario assez favorable, indiquant que toutes les possibles solutions miroir sont supprimées pour le choix de valeurs centrales fait dans cette étude.

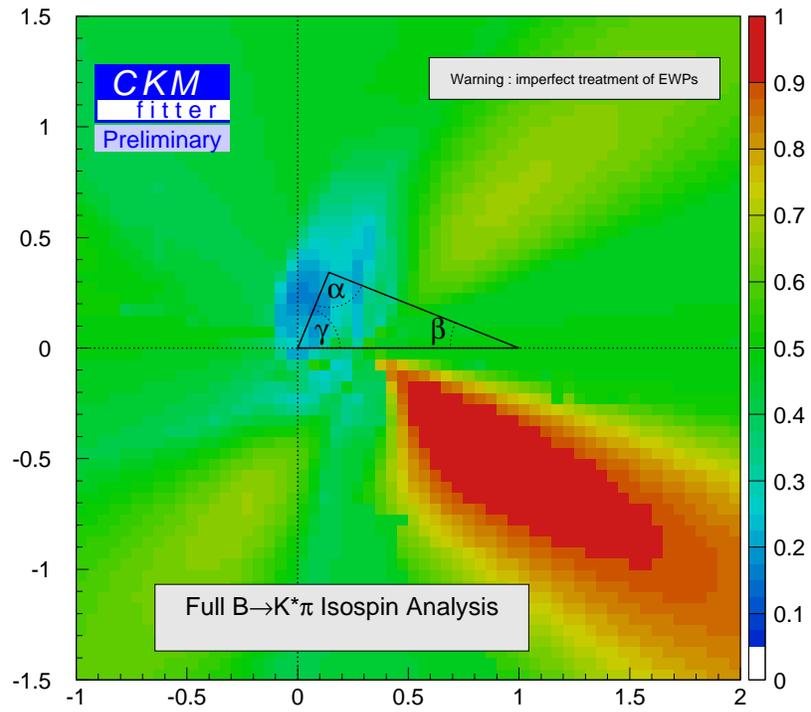


FIG. 6.3 – Contraintes sur le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, obtenues à partir d'une analyse d'isospin $B \rightarrow K^* \pi$, basée seulement sur l'ensemble d'observables disponibles à l'automne 2007. Les codes de couleur indiquent le niveau de confiance.

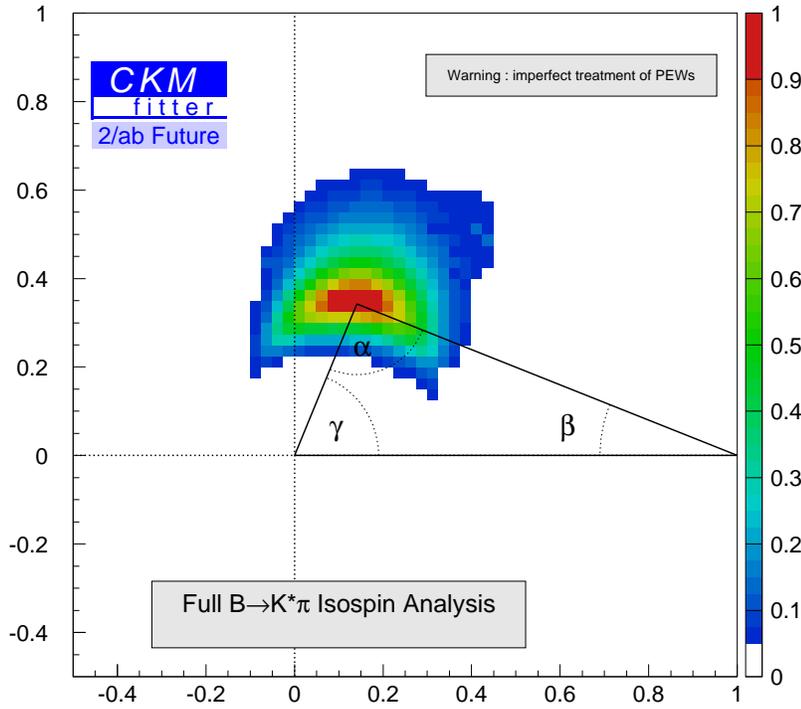


FIG. 6.4 – Contraintes sur le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, obtenues à partir d’une analyse d’isospin $B \rightarrow K^* \pi$, basée sur l’ensemble complet des observables du système, et en utilisant des incertitudes extrapolées à la statistique complète des expériences BABAR et Belle. Les codes de couleur indiquent le niveau de confiance.

6.2.3 Potentiel de physique de LHCb

A la suite des usines à B , l'expérience LHCb au CERN fournira des mesures de précision supplémentaires pour les modes chargés $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$, et aussi pour $B^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$. Bien que le potentiel de physique pour les modes avec des π^0 est peut-être plus limité, les études prospectives, visant à contraindre l'angle α avec les modes $B \rightarrow \rho\pi$, ont montré que les que des incertitudes de l'ordre de la dizaine de degrés sur des phases sont à portée des performances des calorimètres de LHCb.

La contribution la plus importante pourrait cependant venir des analyses de Dalitz des désintégrations du B_s ; ici, une analyse indépendante du temps, et portant exclusivement sur les modes $B_s \rightarrow K^0\pi^+\pi^-$ et $B_s \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, serait l'équivalente de la méthode "CPS", illustrée dans la Figure 6.2, avec l'avantage de posséder une sensibilité plus réduite aux contributions des pingouins électrofaibles; en présence de mesures des différences de phase à l'ordre de la dizaine de degrés, la contrainte sur l'angle γ de la matrice CKM serait aisément compétitive avec celles qu'on peut obtenir dans les modes $B_s \rightarrow D_s^{(*)}K^{(*)}$.

Une analyse combinée des modes $B \rightarrow K\pi\pi$ et $B_s \rightarrow K\pi\pi$, basée sur la symétrie SU(3), est actuellement à l'étude, dans le cadre de la collaboration CKMfitter. Ce travail vise à être présenté dans la thèse de Alejandro Pérez, et se fait en collaboration avec Jérôme Charles (CPT Marseille), ainsi qu'Olivier Deschamps et Stéphane Monteil (LPC Grenoble), membres de l'expérience LHCb.

Chapitre 7

Perspectives personnelles : de la physique des saveurs à la recherche directe

7.1 L'héritage scientifique des usines à B

Au moment de l'arrêt de la prise de données en 2008, l'expérience *BABAR* prévoit d'avoir enregistré près de 750 fb^{-1} de données à la résonance du $\Upsilon(4S)$. L'expérience Belle possède déjà un lot d'événements de taille équivalente, et espère dépasser le seuil de 1 ab^{-1} de luminosité intégrée. Le tout représente un échantillon très conséquent pour les études décrites dans ce document, et mettra des résultats très prometteurs à portée de la sensibilité expérimentale des usines à B .

Les performances atteintes par le collisionneur PEP-II ont quadruplé celles prévues lors de sa conception, et une affirmation semblable tient pour KEK-B. Ensemble, cela fait que l'héritage scientifique de *BABAR* et Belle dépassera très largement les prévisions faites lors des études prospectives qui ont mené à la mise en route des usines à B dans les années 1990.

De ce fait, la grande quantité de mesures disponibles de nos jours, ainsi que leur qualité, donnent l'occasion de mettre à l'épreuve le Modèle Standard.

L'absence d'incompatibilités entre les diverses mesures entrant dans l'ajustement CKM standard, est un grand succès du MS, mais c'est aussi un résultat en quelque sorte paradoxal, si on considère que le MS ne peut être une théorie ultime. Ainsi, les possibles modèles de physique au-delà du Modèle Standard doivent tenir compte des fortes contraintes posées par l'ajustement CKM standard, étant donnée l'absence de failles flagrantes dans la description CKM du secteur de mélange des quarks.

A ce stade du programme de physique des usines à B , l'interprétation consensuelle sur les effets de contributions au-delà du MS pointe vers une hypothèse de "violation minimale de la saveur" : en absence de variations importantes par rapport aux prédictions du MS, ce scénario requiert des mesures de la plus haute précision possible, afin de pouvoir contraster les résultats provenant de la physique des saveurs lourdes, avec les futures recherches de

nouvelle physique au le LHC.

L'expérience LHCb se place idéalement dans la perspective de l'arrêt proche des usines à B . La complémentarité d'un détecteur basé sur un collisionneur hadronique, et conçu pour mener un programme dédié à la physique des saveurs lourdes, va de soi. L'expérience LHCb a le potentiel d'accéder à de nombreux canaux de physique hors de portée des usines à B ; l'analyse combinée des résultats de *BABAR*, Belle et LHCb représente l'objectif majeur de la communauté de la physique des saveurs.

7.2 Perspectives en physique des kaons

Les désintégrations rares des kaons possèdent un potentiel de physique encore inexploité; l'étude ici présentée a montré qu'un programme de physique des saveurs ne saurait être complet s'il se passait d'une étude dédiée provenant du système des kaons. Il est en conséquence très important que les programmes actuellement en développement : NA62, KLOD et J-PARC, reçoivent un soutien sans faille de l'ensemble de la communauté de physique des hautes énergies. Car au-delà de leur impact scientifique sans controverse, ces expériences représentent un effort humain extraordinaire, souvent même héroïque, du fait de leur difficulté; par là-même ce sont des souches précieuses de connaissance instrumentale et d'expérimentation, et de telles aventures scientifiques contribuent grandement à la richesse intellectuelle de la discipline.

7.3 Deux-mille huit : vers le LHC

D'un point de vue personnel, et après une décennie de travail expérimental et phénoménologique sur la physique des saveurs, mon projet de recherche s'oriente maintenant vers le prochain défi de la discipline, qui gravite autour du démarrage du LHC, et des expériences à grand spectre thématique que sont ATLAS et CMS. Ma participation au programme HELEN constitue un premier pas en direction de ce nouveau programme de recherche.

A la fin de la thèse de Alejandro Pérez, mon engagement scientifique commencera à basculer vers une implication accrue dans le groupe ATLAS du LPNHE. Même si je compte garder un intérêt dans la physique des saveurs, et certainement aussi une participation dans les analyses finales de *BABAR*, la recherche directe de physique au-delà du Modèle Standard, dans le cadre d'une expérience basée sur un collisionneur hadronique, deviendra le coeur de mon engagement scientifique.

Bibliographie

- [1] A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace and F. Le Diberder, Eur. Phys. J. **C21**, 225 (2001)
- [2] J. Charles, A. Hcker, H. Lacker, S. Laplace, F.R. Le Diberder, J. Malclès, J. Ocariz, M. Pivk, L. Roos [CKMfitter Group], Eur. Phys. J. C **41**, 1-131 (2005).
- [3] M. Battaglia *et al.*, CERN-2003-002, Cern Yellow Report, Based on the Workshop on CKM Unitarity Triangle (CERN 2002-2003), Geneva, Switzerland, 13-16 Feb 2002, hep-ph/0304132
- [4] A. J. Buras, M. Gorbahn, U. Haisch and U. Nierste, JHEP **0611**, 002 (2006)
- [5] U. Nierste, private communication (2004)
- [6] T. Trippe, private communication (2004)
- [7] G.D. Barr *et al.*[NA31 Collaboration], Phys. Lett. **B317**, 233 (1993)
- [8] L.K. Gibbons *et al.*[E731 Collaboration], Phys. Rev. **D55**, 6625 (1997)
- [9] J.R. Batley *et al.*[NA48 Collaboration], Phys. Lett. **B544**, 97 (2002)
- [10] A. Alavi-Harati *et al.*[KTeV Collaboration], Phys. Rev. **D67**, 012005 (2003)
- [11] A.J. Buras and M. Jamin, JHEP **0401**, 048 (2004)
- [12] E. Pallante, A. Pich and I. Scimemi, Nucl. Phys. **B617**, 441 (2001)
- [13] T. Hambye, S. Peris and E. de Rafael, JHEP **0305**, 027 (2003)
- [14] J. Bijnens, E. Gamiz and J. Prades, JHEP **0110**, 009 (2001)
- [15] D. Becirevic *et al.*[SPQCDR Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **119**, 359 (2003), hep-lat/0209136
- [16] J. R. Batley *et al.* [NA48/2 Collaboration], arXiv :0707.0697 [hep-ex]
- [17] (S. Adler *et al.*[E787 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **88**, 041803 (2002)
- [18] V. V. Anisimovsky *et al.* [E949 Collaboration], arXiv :0709.1000 [hep-ex].
- [19] G. Buchalla and A. Buras, Nucl. Phys. **B548**, 309 (1999)
- [20] J. K. Ahn *et al.* [E391a Collaboration], Phys. Rev. D **74**, 051105 (2006) [Erratum-
ibid. D **74**, 079901 (2006)]
- [21] M. Gronau and D. London, Phys. Rev. Lett. **65**, 3381 (1990)
- [22] H.R. Quinn and A.E. Snyder, Phys. Rev. **D48**, 2139 (1993)

- [23] Aubert, B. *et al.*[BABAR Collaboration], submitted to Phys. Rev. **D**, arXiv :0711.4417 [hep-ex].
- [24] D. Asner, arXiv :hep-ex/0410014.
- [25] C. Zemach, Phys. Rev, **133**, B1201 (1964).
- [26] B. Aubert *et al.*[BABAR Collaboration], Phys. Rev. D **72**,072003 (2005) ; Erratum-ibid. Phys. Rev. D **74**, 099903 (2006).
- [27] B. Aubert *et al.*[BABAR Collaboration], {arXiv:hep-ex/0408073}.
- [28] Zhitang Yu, PhD thesis, report SLAC-R-815.
- [29] J. Blatt and V. Weisskopf, “*Theoretical Nuclear Physics*”, John Wiley & Sons, New York, 1956.
- [30] G.J. Gounaris and J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **21**, 244 (1968).
- [31] P. Estabrooks, Phys. Rev. **D19**, 2678 (1979).
- [32] D. Aston *et al.*, Nucl. Phys. **B296**, 493 (1988).
- [33] W.M. Dunwoodie, private communication.
- [34] Particle Data Group, W.-M. Yao *et al.*, Journal of Physics **G33**, 1 (2006).
- [35] P. Gay, B. Michel, J. Proriot and O. Deschamps, “*Tagging Higgs Bosons in Hadronic LEP-2 Events with Neural Networks*”, in Pisa 1995, New computing techniques in physics research, 725 (1995).
- [36] J. Malclès, Thèse de l’Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Avril 2006. Document téléchargeable à l’adresse
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00175074/fr>
- [37] J. E. Gaiser *et al.*, Phys. Rev. **D34**, 711 (1986).
- [38] H. Albrecht *et al.*[ARGUS Collaboration], Z. Phys. C **48**, 543 (1990).
- [39] Heavy Flavor Averaging Group (HFAG), E. Barberio *et al.*, arXiv :0704.3575v1 [hep-ex].
- [40] M. Ciuchini, M. Pierini and L. Silvestrini, Phys. Rev. D **74**, 051301 (2006).
- [41] M. Gronau, D. Pirjol, A. Soni and J. Zupan, Phys. Rev. D **75**, 014002 (2007).
- [42] H. Y. Cheng, C. K. Chua and A. Soni, Phys. Rev. D **76**, 094006 (2007).
- [43] Gershon, T. and Hazumi, M., *Phys. Lett.*, **B596** :163, 2004.
- [44] Garmash, A. *et al.*[BELLE Collaboration], *Phys. Rev.*, **D69** :012001, 2004.
- [45] A. Garmash *et al.*, [BELLE Collaboration], Phys. Rev. D **71**, 092003 (2005)
- [46] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 161802 (2007)
- [47] Aubert, B. *et al.* [BABAR Collaboration], arXiv :0708.2097 [hep-ex].
- [48] Flatte, S. M., *Phys. Lett.*, **B63** :224, 1976.
- [49] Ablikim, M. *et al.*, *Phys. Lett.*, **B607** :243, 2005.
- [50] Dunwoodie, W. M., private communication.

- [51] Garmash, A. *et al.* [BELLE Collaboration], *Phys. Rev.*, **D75** :012006, 2007.
- [52] Aubert, B. *et al.* [BABAR Collaboration], *Phys. Rev. Lett.*, **94** :161803, 2005.
- [53] Aubert, B. *et al.* [BABAR Collaboration], hep-ex/0703008, 2007.
- [54] Y. Nir and H.R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 541 (1991).
- [55] M. Imbeault, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 081801 (2004).