Observation du canal Bs en eta_c phi avec l'expérience LHCb

Morgan Martin

▶ **To cite this version:**

Morgan Martin. Observation du canal Bs en eta_c phi avec l'expérience LHCb. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Aix-Marseille Université, 2017. Français. NNT : . tel-02165303

HAL Id: tel-02165303
https://theses.hal.science/tel-02165303

Submitted on 25 Jun 2019

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.

CPPM-T-2017-01

Université d'Aix-Marseille
École Doctorale 352
Faculté des Sciences
Centre de Physique des Particules de Marseille

Thèse présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur

Discipline :
PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE

Spécialité :
Physique des Particules et Astroparticules

Morgan MARTIN

Observation du canal $B_s^0 \to \eta_c \phi$ avec l'expérience LHCb

Soutenue le 15 septembre 2017 devant le jury composé de:

M.	Simon	AKAR	Cincinnati	Invité
M.	Jérôme	BAUDOT	IPHC	Rapporteur
M.	Eli	BEN-HAÏM	LPNHE	Rapporteur
M.	Cristinel	DIACONU	CPPM	Examinateur (Président du jury)
M.	Olivier	LEROY	CPPM	Directeur de thèse

CERN-THESIS-2017-318
15/09/2017

À Rabbit Jacob

"Je ne crois pas en Dieu, je crois aux fées."

Romain JACQUET

"Coinche moi ça tranquille."

Basile HERLEMONT

"T'inquiète, c'est juste une petite mousse."

Margaux DURET

Remerciement

Merci à tous!
En espérant n'avoir oublié personne.

Marseille, 1er Octobre 2017

Table des Matières

Introduction **5**

1 Phénoménologie et méthodologie **7**
1.1 Modèle standard . . . 7
1.1.1 Lagrangien et théorie de jauge . . . 7
1.1.1.1 Interaction forte . . . 9
1.1.1.2 Interaction électrofaible . . . 9
1.1.2 Matrice CKM . . . 10
1.2 Violation de la symétrie CP dans les transitions $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}$ . . . 12
1.2.1 Système $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ . . . 13
1.2.2 $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ et mesure de la phase ϕ_s . . . 15
1.3 Canal $B_s^0 \to \eta_c\phi$ . . . 19

2 Expérience LHCb au collisionneur de hadrons du CERN **22**
2.1 *Large Hadron Collider* . . . 22
2.2 Détecteur LHCb . . . 25
2.2.1 Trajectographes . . . 26
2.2.1.1 *VErtex LOcator* . . . 26
2.2.1.2 Station de reconstruction des traces . . . 27
2.2.1.3 Aimant dipolaire . . . 28
2.2.2 Identification des particules . . . 29
2.2.2.1 Détecteur à effet Cherenkov . . . 29
2.2.2.2 Système calorimétrique . . . 29
2.2.2.3 Système de détection de muons . . . 30
2.2.3 Système de déclenchement . . . 30
2.3 Simulation et algorithmes hors-ligne . . . 31
2.3.1 Simulation des événements . . . 31
2.3.2 Reconstruction des événements . . . 31
2.3.3 Accord données-simulation . . . 32

3 Mesure du rapport de branchement de la désintégration $B_s^0 \to \eta_c\phi$ **33**
3.1 Données . . . 33
3.1.1 Données réelles . . . 33

3.1.2 Simulation Monte Carlo . . . 33
3.2 Sélection . . . 34
3.2.1 Système de déclenchement . . . 35
3.2.2 Présélection . . . 35
3.2.3 Sélection hors-ligne . . . 41
3.2.3.1 Variables pour les modes en quatre hadrons ($4h$) . . . 41
3.2.3.2 Variables pour le mode $p\bar{p}$ . . . 41
3.2.3.3 Sélection finale . . . 44
3.3 Études des bruits de fond . . . 47
3.3.1 $\Lambda_b^0 \to \eta_c p K$ . . . 47
3.3.2 $B_s^0 \to D_{(s)} X$ . . . 48
3.3.2.1 Rapport de branchement $B_s^0 \to D_{(s)} X$ . . . 48
3.3.2.2 Distributions des masses invariantes dans $B_s^0 \to D_s^+ D_s^-$ . . . 50
3.3.2.3 Coupures sur les modes $B_s^0 \to D_{(s)} X$ . . . 53
3.3.3 $B^0 \to p\bar{p} K^+ \pi^-$ . . . 54
3.3.4 Multiplicité de candidat $B_s^0 \to \eta_c \phi$ . . . 56
3.4 Facteurs correctifs au rapport de branchement . . . 58
3.4.1 Efficacités géométriques . . . 58
3.4.2 Efficacités de reconstruction et de sélection . . . 59
3.4.3 Efficacité d'identification des particules . . . 59
3.4.4 Facteurs correctifs du temps de vie . . . 61
3.4.5 Facteur correctif total . . . 62
3.5 Modèle d'ajustement des masses . . . 62
3.5.1 Modèle d'ajustement bi-dimensionnel ($m_{4h,p\bar{p}K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$) . . . 63
3.5.2 Modèle d'ajustement en amplitude $m_{4h,p\bar{p}}$ . . . 69
3.6 Ajustement sur les données . . . 78
3.6.1 Résultat de l'ajustement bi-dimensionnel ($m_{4h,p\bar{p}K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$) . . . 78
3.6.2 Résultat de l'ajustement en amplitude $m_{4h,p\bar{p}}$ . . . 84
3.7 Évaluation des incertitudes systématiques . . . 90
3.7.1 Méthode de sélection *Boosted Decision Tree* . . . 90
3.7.2 Paramètres fixes des fonctions d'ajustement . . . 93
3.7.3 Les biais de l'ajustement . . . 94
3.7.3.1 Modèle d'ajustement 2D . . . 94
3.7.3.2 Modèle d'ajustement en amplitude . . . 97
3.7.4 Modèle d'ajustement alternatif . . . 99
3.7.5 Ajustements en amplitude individuels . . . 99
3.7.6 Présence d'une composante non résonante $p\bar{p}$ . . . 102
3.7.7 Paramètre d'ajustement du méson ϕ . . . 102
3.7.8 Rapports d'efficacités . . . 102
3.7.9 Effet de l'acceptance angulaire . . . 104
3.7.10 Rapport de branchement externe . . . 107
3.7.11 Hypothèse sur la composante S-*wave* . . . 107
3.7.12 Résumé des incertitudes systématiques . . . 109

3.8 Résultats 110

Conclusions et perspectives **111**

A Rapports de branchement externes **113**

B Distribution des variables d'entraînement **117**
B.1 Mode $4h$: présélection 117
B.2 Mode $4h$: sélection 120
B.3 Mode $p\bar{p}$: sélection 124

C Distributions des fonctions d'ajustement **125**
C.1 Crystal Ball avec deux queues asymétriques 125
C.2 Breit-Wigner relativiste avec largeur dépendante de la masse 125
C.3 Distribution générique Hypatia 126

D Matrices de corrélations des ajustements **127**
D.1 Matrices de corrélations des ajustements de $m_{4hK^+K^-}$, m_{4h} et $m_{K^+K^-}$ sur les événements simulés 127
D.2 Matrices de corrélations individuels des ajustements 2D de ($m_{4hK^+K^-} \times m_{K^+K^-}$) sur les données 131
D.3 Matrice de corrélation de l'ajustement simultané en amplitude de $m_{p\bar{p}}$, $m_{2K2\pi}$, $m_{4\pi}$ et m_{4K} 135

Bibliographie **137**

Résumé **146**

Introduction

Le modèle qui regroupe l'état actuel des connaissances des interactions fondamentales et des constituants élémentaires de la matière dans l'univers est le Modèle Standard (MS) de la physique des particules. Les prédictions de ce modèle n'ont, jusqu'à présent, jamais été contredites par l'expérience mais celui-ci présente un certain nombre de limites. En effet, plusieurs observations astrophysiques et cosmologiques ne trouvent pas de réponse dans le cadre du MS. C'est le cas, par exemple, de l'asymétrie entre la matière et l'antimatière. Dans le cas de la matière baryonique, l'une des conditions pour obtenir cette asymétrie est d'avoir une violation de la symétrie qui transforme une particule en son antiparticule. Cette symétrie est appelée symétrie Charge-Parité (CP) [1]. Mais l'amplitude de la violation de cette symétrie, dans le MS, est trop petite comparée aux observations [2]. Plusieurs modèles de "nouvelle physique" (NP) sont aujourd'hui envisagés mais aucune observation ne vient confirmer la présence de nouvelles particules.

Certaines observables physiques sont sensibles à la présence de particules virtuelles dans les processus en boucles. Étudier ces observables permet donc de sonder de façon indirecte la physique au delà du MS à une échelle d'énergie bien supérieure à celle disponible dans le centre de masse des accélérateurs de particules. C'est le type de recherche effectuée dans le secteur des saveurs avec l'expérience LHCb implantée auprès du *Large Hadron Collideur* (LHC). Les mesures de précision dans le secteur des saveurs sont sensibles à la présence de NP et permettent de poser de façon indirecte des contraintes fortes sur de nombreux modèles.

Dans ce contexte, une des mesures phare du programme de recherche de l'expérience LHCb est la mesure de la phase faible de violation de CP, ϕ_s. Cette phase apparaît lors de l'interférence entre deux phénomènes : la désintégration directe d'un méson B_s^0 à travers le processus $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}$ et la désintégration indirecte d'un méson B_s^0 via l'oscillation du système $B_s^0 - \overline{B}_s^0$. La détermination indirecte de ϕ_s via des ajustements globaux des données expérimentales donne $\phi_s^{MS} = (-0.0370 \pm 0.0006)$ rad [3] dans le cadre du MS. Les processus en boucle intervenant et la faible incertitude théorique de ϕ_s en font une observable particulièrement sensible à la NP.

Avec une luminosité de $3\,\text{fb}^{-1}$ fin 2012, la collaboration LHCb avait déjà accumulé le plus grand échantillon de hadrons beaux jamais collecté. En utilisant le canal de désintégration $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$, la collaboration a ainsi pu mesurer la phase ϕ_s avec une précision jamais atteinte auparavant : $\phi_{s\,|J/\psi\,\phi\rangle}^{\text{LHCb}} = (-0.058 \pm 0.049 \pm 0.006)$ rad [4]. La mesure de ϕ_s dans

les désintégrations $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ est actuellement dominée par l'incertitude statistique. Cela devrait continuer à être le cas jusqu'en 2028, date à laquelle LHCb aura accumulé une luminosité intégrée de 50 fb^{-1} [5]. De même que jusqu'en 2038 avec les 300 fb^{-1} du projet de l'upgrade de phase 2 [6, 7]. L'extrapolation naïve de l'incertitude totale sur ϕ_s en 2028 est $\sigma_{\text{tot}}^{\phi_s} = 0.008$ rad. Ainsi, dans l'hypothèse où la valeur centrale de ϕ_s actuelle resterait la même, l'unique étude des désintégrations $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ ne permettra pas de conclure quant à la présence de NP due à une trop grande incertitude statistique.

Dans ce contexte, le mode de désintégration $B_s^0 \to \eta_c(1S)\phi$, jamais observé jusqu'à présent, devient intéressant à étudier. Ce mode est similaire au canal $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ hormis que le méson $\eta_c(1S)$[1] est un pseudo-scalaire alors que le méson J/ψ est un vecteur. L'état final $|\eta_c\phi\rangle$ est CP-pair pur évitant ainsi l'analyse angulaire indispensable pour séparer les composantes CP paires et impaires de l'état final $|J/\psi\,\phi\rangle$.

Par contre, la mesure de ϕ_s, à l'aide du mode $B_s^0 \to \eta_c\phi$, est difficile avec les données actuelles. En effet, le méson η_c est reconstruit à l'aide de hadrons chargés, ce qui a pour conséquence de diminuer le nombre d'événements visibles dans LHCb.

Ainsi, cette thèse est une étude pionnière dont l'objectif est d'effectuer la première observation du mode de désintégration $B_s^0 \to \eta_c\phi$ et de mesurer son rapport de branchement. Le méson ϕ est reconstruit en deux kaons K^+K^- et le méson η_c en quatre modes différents : $\eta_c \to p\bar{p}$, $\eta_c \to K^+K^-\pi^+\pi^-$, $\eta_c \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ et $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$, notés dans la suite par $\eta_c \to p\bar{p}, 4h$. La reconstruction $\eta_c \to 4h$ est étudiée par l'équipe du Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) et la reconstruction $\eta_c \to p\bar{p}$ par des collègues de Gènes et Bologne[2] de l'*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare* en Italie (INFN).

Le chapitre 1 de cette thèse est un résumé de la phénoménologie nécessaire au reste du manuscrit. Une brève introduction au MS est formulée afin d'introduire la matrice CKM. Puis, les définitions de la violation de la symétrie CP et de la phase ϕ_s sont exposées. Pour finir, la stratégie utilisée pour la mesure du rapport de branchement de $B_s^0 \to \eta_c\phi$ est détaillée.

Le chapitre 2 présente brièvement l'accélérateur et collisionneur de hadrons, LHC, ainsi que le détecteur LHCb. Il présente les qualités et les limitations de ces machines ainsi que les logiciels requis pour mener à bien l'étude du canal $B_s^0 \to \eta_c\phi$, reconstruit uniquement avec des hadrons chargés.

Enfin, le chapitre 3 donne toutes les étapes de l'étude des désintégrations $B_s^0 \to \eta_c(\to p\overline{p}, 4h)\phi(\to K^+K^-)$ et la mesure de leur rapport de branchement. Les données utilisées et les sélections appliquées dans cette analyse sont présentées. De plus, les différents bruits de fond physiques rencontrés sont examinés. Enfin, les modèles permettant d'obtenir la valeur centrale du rapport de branchement sont exposés, puis les calculs des facteurs correctifs et l'évaluation des incertitudes systématiques sont décrits.

En conclusion, les résultats essentiels sont rappelés et les perspectives de ce travail discutées. Le travail présenté dans cette thèse a fait l'objet d'une publication dans JHEP [8].

[1] noté η_c dans la suite de ce manuscrit.

[2] Cette équipe a également mis en évidence le canal $B_s^0 \to \eta_c(\to p\bar{p})\pi^+\pi^-$ [8].

Chapitre 1

Phénoménologie et méthodologie

Pour décrire la désintégration $B_s^0 \to \eta_c\phi$ dans son ensemble, cette thèse se place dans le cadre du Modèle Standard (MS). Ce modèle est, à l'heure actuelle, utilisé pour décrire l'ensemble des particules observées et de leurs interactions. Si le MS permet d'expliquer la plupart des phénomènes de l'univers, il possède des lacunes, en particulier sur l'explication d'une si grande asymétrie matière-antimatière dans l'univers. Les conditions nécessaires pour obtenir cette asymétrie ne sont pas suffisantes dans le cadre du MS, dont l'origine est la violation de la symétrie CP. Pour tenter de résoudre ces lacunes, plusieurs modèles de "nouvelle physique" (NP) sont envisagables. Ainsi, l'étude du canal $B_s^0 \to \eta_c\phi$ a pour objectif de contribuer à la recherche de cette NP. Ce chapitre présente les éléments essentiels du MS afin de décrire l'origine de la violation de la symétrie CP apparaissant dans la désintégration $B_s^0 \to \eta_c\phi$. Il donne également une description détaillée de ce canal en vue de faire la première mesure mondiale de son rapport de branchement.

1.1 Modèle standard

Selon le MS, la matière est composée de particules de spin $\frac{1}{2}$ (fermions) réparties en deux catégories, les leptons et les quarks. Chaque catégorie est elle même répartie en trois générations. À chacune de ces particules est associée une antiparticule de masse identique et de charge opposée qui interagit via l'émission, ou l'absorption, de particules de spin entier (bosons). Cette section, basée sur [9–11], donne un bref aperçu du formalisme de ce modèle nécessaire pour définir la matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa [12] (CKM).

1.1.1 Lagrangien et théorie de jauge

Le MS décrit des particules de matière par des champs spinoriels, résumés dans le Tableau 1.1, et génère des interactions décrites par des champs vectoriels. Q_L^i, u_R^i, d_R^i sont les champs de quarks et L_L^i, e_R^i sont les champs de leptons, où $i = 1, 2, 3$ est l'indice de la génération et L, R renvoient aux composantes chirales des spineurs. Ce modèle est écrit dans le langage de la théorie quantique des champs relativistes [9] et a pour structure de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, dont les champs de jauge sont

Table 1.1: Champs de matière dans le MS.

Champs	$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_L^i \\ e_L^i \end{pmatrix}$	$\left(1, 2, -\frac{1}{2}\right)$
e_R^i	$(1, 1, -1)$
$Q_L^i = \begin{pmatrix} u_L^i \\ d_L^i \end{pmatrix}$	$\left(3, 2, +\frac{1}{6}\right)$
u_R^i	$\left(3, 1, +\frac{2}{3}\right)$
d_R^i	$\left(3, 1, -\frac{1}{3}\right)$

respectivement G_μ^a,A_μ^j et B_μ avec $a = 1, .., 8$ l'indice de couleur et $j = 1, 2, 3$. La base de la construction du modèle démarre avec l'équation de Dirac [13], dont la formulation Lagrangienne pour une particule de spin $\frac{1}{2}$ est :

$$\mathcal{L}_D = \overline{\psi}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi\,. \tag{1.1}$$

Le Lagrangien doit être invariant sous les transformations de jauges afin de rendre également la physique invariante sous la transformation :

$$\psi(x) \;\; \rightarrow \;\; e^{i\alpha_c^a t^a + i\alpha^i \frac{\sigma^i}{2} + i\alpha' Y}\psi(x)\,, \tag{1.2}$$

où α_c^a, α^i, α' sont des phases arbitraires et t^a, σ^i, Y les générateurs respectifs de $SU(3)_C$, $SU(2)_L$, $U(1)_Y$. Le terme de masse $m\overline{\psi}\psi$ reste invariant sous cette transformation. En revanche, le terme avec ∂_μ n'est pas invariant et ∂_μ doit être remplacé dans l'Eq. (1.1) par la dérivée covariante en y ajoutant un terme qui représente l'interaction entre les particules :

$$D_\mu \;\; = \;\; \partial_\mu - ig_c G_\mu^a t^a - igA_\mu^i \frac{\sigma^i}{2} - ig' B_\mu Y\,, \tag{1.3}$$

où g_c, g, g' sont des constantes. L'interaction entre les champs de jauge et les fermions est donc définie par le Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\text{fermion}} \;\; = \;\; i\overline{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi\,, \tag{1.4}$$

et les champs de jauge introduits font respectivement apparaître un terme cinétique donnant le Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\text{cinetique}} \;\; = \;\; -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}^i A^{i\;\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\;\mu\nu}\,, \tag{1.5}$$

avec $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$, $A_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + g f^{ijk} A_\mu^j A_\nu^k$, $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_c f_c^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$ et f^{ijk}, f_c^{abc} les constantes de structures des groupes $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$. En quantifiant les champs de jauges qui en découlent, des bosons de masses nulles sont introduits. La structure du groupe de jauge détermine la dynamique de ces bosons et, en particulier, le nombre de générateurs du groupe détermine le nombre de bosons de jauge différents.

1.1.1.1 Interaction forte

L'interaction forte est une interaction de jauge basée sur le groupe $SU(3)_C$, de dimension 8, agissant sur les quarks. Elle est responsable du confinement des quarks dans les hadrons, particules constituées de 3 quarks (baryons) ou d'un quark et un antiquark (mesons)[1]. La théorie de cette interaction est appelée chromodynamique quantique (QCD) et possède deux régimes : un perturbatif et un non-perturbatif. L'échelle d'énergie permettant de distinguer ces deux régimes se situe à quelques centaines de MeV. Lorsque de grandes énergies par rapport à cette échelle interviennent, la constante de couplage de l'interaction diminue fortement et les calculs peuvent être traités perturbativement. En revanche, lorsque l'énergie est proche de cette échelle, la valeur de la constante de couplage ne permet plus d'effectuer des calculs perturbatifs.

Le calcul dans le régime non-perturbatif de l'interaction forte peut se faire de manière numérique, à l'aide de la chromodynamique quantique sur réseau (lattice QCD), ou de manière analytique en utilisant des théories effectives.

1.1.1.2 Interaction électrofaible

L'interaction électrofaible est une interaction de jauge issue de l'unification de l'interaction électromagnétique, agissant sur les particules chargées, et de l'interaction faible, agissant sur tous les leptons et quarks. Basée sur le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, respectivement de dimension 3 et de dimension 1, l'interaction électrofaible subit une brisure spontanée de la symétrie par le mécanisme de Higgs permettant aux bosons physiques de l'interaction faible d'acquérir une masse.

En effet, l'interaction faible étant de courte portée, les bosons physiques doivent posséder une masse non nulle, ce qui est vérifié expérimentalement. Or la symétrie de jauge impose que les bosons soient de masse nulle. Un nouveau champ scalaire (spin 0), est introduit tel que :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} , \tag{1.6}$$

faisant apparaître un Lagrangien de Higgs rendant compte de la brisure spontanée de symétrie :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} \;=\; (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) \,, \tag{1.7}$$

avec

$$V(\phi) \;=\; -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \,. \tag{1.8}$$

Le mécanisme proposé par Peter Higgs, François Englert et Robert Brout [16, 17] leur à value un prix Nobel en 2014. Une nouvelle particule, le boson de Higgs, apparaît et se couple aux fermions pour leurs donner une masse :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_l^{ij} \overline{L^i}_L \phi e^j_R - \lambda_u^{ij} \overline{Q^i}_L i \frac{\sigma_2}{2} \phi^* u^j_R - \lambda_d^{ij} \overline{Q^i}_L \phi d^j_R + h.c. \,, \tag{1.9}$$

[1] Des systèmes constitués de deux quarks et deux antiquarks [14] ainsi que de quatre quarks et d'un antiquark [15] ont été récemment observé par LHCb.

où $\lambda_{l,u,d}$ sont des matrices de masses trois par trois et $\lambda^{ij}_{l,u,d}$ les couplages de Yukawa. Le mécanisme de Higgs permet également de réduire le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en symétrie résiduelle $U(1)_{EM}$ faisant apparaître trois bosons vecteurs de masses non nulles :

$$\begin{aligned} W^{\pm}_{\mu} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(A^1_{\mu} \mp i A^2_{\mu} \right) , \\ Z^0_{\mu} &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \left(g A^3_{\mu} - g' B_{\mu} \right) , \end{aligned} \tag{1.10}$$

ainsi qu'un boson vecteur de masse nulle :

$$A_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \left(g' A^3_{\mu} + g B_{\mu} \right) . \tag{1.11}$$

1.1.2 Matrice *CKM*

Le choix des paramètres μ et λ dans l'Eq. (1.8) conduit, après la brisure spontanée de symétrie, à un potentiel donnant une valeur moyenne non nulle dans le vide du doublet de Higgs ϕ tel que :

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} , \tag{1.12}$$

où

$$v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} . \tag{1.13}$$

Le mécanisme de génération de masse des fermions s'obtient en remplaçant le doublet de Higgs dans le Lagrangien de Yukawa, Eq. (1.9), par sa valeur moyenne $\langle \phi \rangle$:

$$\mathcal{L}_{\text{Masse}} = -\frac{v}{\sqrt{2}} \lambda^{ij}_l \overline{e^i{}_L} e^j_R - \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda^{ij}_u \overline{u^i{}_L} u^j_R - \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda^{ij}_d \overline{d^i{}_L} d^j_R + h.c. . \tag{1.14}$$

Les matrices $\lambda_{l,u,d}$ sont ensuite diagonalisées par une transformation biunitaire pour avoir accès à la masse des particules physiques :

$$\lambda_{l,u,d} = U_{l,u,d} D_{l,u,d} W^{\dagger}_{l,u,d} , \tag{1.15}$$

avec $U_{l,u,d}$ et $W_{l,u,d}$ des matrices unitaires et $D_{l,u,d}$ une matrice diagonale. Ainsi les masses des fermions s'écrivent comme $m^i_{l,u,d} = \frac{1}{\sqrt{2}} v D^{ii}_{l,u,d}$. Les champs fermioniques, définis dans la base des états propres de saveurs, sont alors exprimés dans une base physique d'états propres de masses tel que :

$$\begin{aligned} u^i_L &\rightarrow U^{ij}_u u^j_L , \quad u^i_R \rightarrow W^{ij}_u u^j_R , \\ d^i_L &\rightarrow U^{ij}_d d^j_L , \quad d^i_R \rightarrow W^{ij}_d d^j_R , \\ e^i_L &\rightarrow U^{ij}_u e^j_L , \quad e^i_R \rightarrow W^{ij}_u e^j_R . \end{aligned} \tag{1.16}$$

L'introduction des bosons physiques de l'Eq. (1.10) et (1.11) et la diagonalisation des matrices de masses permet d'étudier les interactions entre fermions et bosons. Les

bosons de jauge sont remplacés par les bosons physiques dans le Lagrangien fermionique de l'Eq. (1.4) et cinétique Eq. (1.5). La dérivée covariante devient :

$$\begin{aligned} D_\mu \;=\; \partial_\mu \;&-\; i\frac{g}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^+ T^+ + W_\mu^- T^-\right) \\ &-\; i\frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}} Z_\mu^0 \left(g^2 T^3 - g'^2 Y\right) \\ &-\; i\frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}} A_\mu \left(T^3 + Y\right) , \end{aligned} \tag{1.17}$$

avec $T^\pm = \frac{1}{2}(\sigma^1 \pm i\sigma^2)$. Lors de la diagonalisation, les matrices $U_{l,u,d}$ et $W_{l,u,d}$ s'annulent dans le Lagrangien cinétique de même que dans les courants faisant intervenir les bosons A_μ et Z_μ^0. En revanche il apparaît un terme d'interaction avec les bosons $W_\mu^\pm$ tel que :

$$\begin{aligned} J^{\mu+} W_\mu^+ \;&=\; \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i \gamma^\mu d_L^i W_\mu^+ \\ &\rightarrow\; \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i \gamma^\mu \left(U_u^\dagger U_d\right)^{ij} d_L^j W_\mu^+ . \end{aligned} \tag{1.18}$$

Il intervient ainsi un changement de saveur dans les réactions faisant intervenir l'interaction faible par courant chargé. Ce changement de saveur provient du terme matriciel défini comme la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [12] :

$$V_{CKM} = U_u^\dagger U_d \, . \tag{1.19}$$

C'est une matrice complexe unitaire trois par trois (18 paramètres) tel que :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} , \tag{1.20}$$

où $V_{qq'}$ est le terme de couplage entre le quark q, le quark q' et un des bosons chargés W comme représenté sur la Fig.1.1. Au sein de cette matrice, il est possible d'effectuer des transformations de phase relative pour les six champs de quarks, réduisant le nombre de paramètre de cinq. De plus, la matrice CKM étant unitaire, cela amène à neuf équations qui réduisent encore le nombre de paramètres de neuf. Il reste ainsi quatre paramètres physiques dont trois sont des paramètres angulaires associés à une rotation de $O(3)$ et le dernier à une phase complexe.

C'est l'existence de cette phase qui amènent à la violation de la symétrie CP[2] dans le cadre du MS. Plusieurs expériences ont montré que les symétries discrètes C et P n'étaient pas conservées par l'interaction faible [18]. En 1964 Cronin et Fitch ont mis en évidence la

[2]La parité P est un opérateur qui inverse toutes les variables de position de l'espace, c'est-à-dire l'impulsion et l'hélicité de la particule. La conjugaison de charge C est un opérateur qui inverse tous les nombres quantiques additifs. Il existe également la symétrie T qui transforme l'état final en état initial.

violation de la symétrie CP dans le système des kaons neutres (prix Nobel en 1980) [19] et en 2001 les expériences BaBar et Belle ont mesuré ce phénomène dans le système des mésons B [20, 21]. C'est cette symétrie CP qui doit être violée dans les conditions de Sakharov [1] pour pouvoir observer une asymétrie matière-antimatière dans l'univers. Kobayashi et Maskawa ont obtenu le prix Nobel en 2008 pour la prédiction d'une troisième famille de quarks, nécessaire à la présence de la phase de violation de CP dans le cadre du MS.

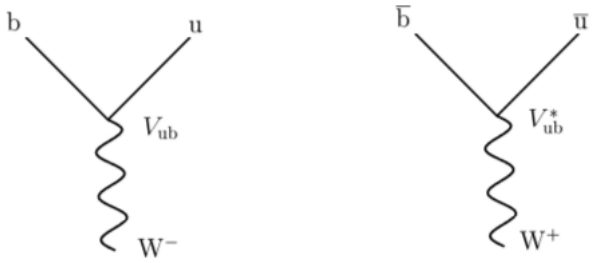

Figure 1.1: Diagrammes de Feynman de l'interaction faible faisant apparaître les termes de couplage de la matrice CKM.

Une paramétrisation de la matrice CKM, introduite par Wolfenstein [22], permet de hiérarchiser les termes de couplage entre eux :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2-\frac{1}{8}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho-i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2-\frac{1}{8}\lambda^4(1+4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2+\frac{1}{2}A\lambda^4(1-2(\rho+i\eta)) & 1-\frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + O(\lambda^5)\,, \tag{1.21}$$

où $\lambda \simeq 0.22$, A, ρ et η sont les quatre paramètres réels de la matrice CKM. À partir de la contrainte sur son unitarité, un ensemble de six équations peut être écrit et représenté dans le plan complexe par des triangles dits unitaires. L'une de ces équations :

$$V_{us}V^*_{ub} + V_{cs}V^*_{cb} + V_{ts}V^*_{tb} \;=\; 0\,, \tag{1.22}$$

conduit au triangle donné dans la Fig. 1.2.

L'un des angles de ce triangle peut être défini comme $\beta_s = \arg(-\frac{V_{ts}V^*_{tb}}{V_{cs}V^*_{cb}}) = \eta\lambda^2 + O(\lambda^4)$. L'ensemble des mesures expérimentales des paramètres de la matrice CKM permet d'estimer la valeur de β_s dans le cadre du MS [23] via des ajustements globaux tel que :

$$\beta_s \;=\; (0.0185 \;\pm\; 0.0003)\ \text{rad}\,. \tag{1.23}$$

1.2 Violation de la symétrie CP dans les transitions $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}$

Dans cette section la violation de la symétrie CP est définie dans le cas des mésons B^0_s. En premier lieu, le système de mésons neutres $B^0_s - \bar{B}^0_s$ est présenté ainsi que les différents types de violation de CP, pour ensuite introduire la phase faible de violation de CP ϕ_s.

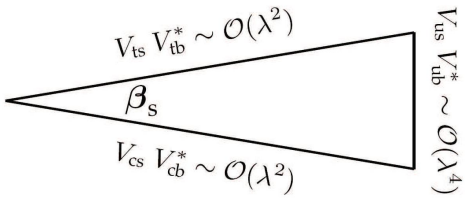

Figure 1.2: L'un des 6 triangle d'unitarité.

1.2.1 Système $B_s^0 - \bar{B}_s^0$

Les mésons B_s^0 et $\bar{B}_s^0$ sont des états quantiques constitués de deux quarks, respectivement $\bar{b}s$ et $b\bar{s}$, antiparticules l'une de l'autre. Ce sont des états propres de saveur qui peuvent osciller via des diagrammes en boîte dont un exemple est représenté sur la Fig.1.3.

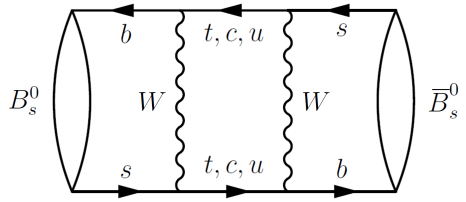

Figure 1.3: Diagramme de Feynman de l'oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

Ceux-ci forment une superposition d'états dans la base des états propres de masse :

$$|B_s^{\mathrm{L,H}}\rangle = p(t)|B_s^0\rangle \pm q(t)|\bar{B}_s^0\rangle\,, \tag{1.24}$$

tel que :

$$|p(t)|^2 + |q(t)|^2 = 1\,, \tag{1.25}$$

où $|B_s^{\mathrm{L,H}}\rangle$ sont les états propres de masse, de largeur de désintégration $\Gamma_{L,H}$ et de masse $M_{L,H}$. Leur évolution temporelle est gouvernée par l'équation de Schrödinger :

$$i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H}\begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix}\,, \tag{1.26}$$

avec :

$$\mathcal{H} \;=\; M \;-\; \frac{i}{2}\Gamma\,, \tag{1.27}$$

où M et Γ sont deux matrices hermitiennes. D'après le théorème CPT [24], leurs éléments diagonaux sont égaux et les non-diagonaux s'expriment suivant une phase de mélange

ϕ_M et une phase de désintégration ϕ_D tel que $M_{11} = M_{22}$, $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$, $M_{12} = e^{i\phi_M}|M_{12}|$ et $\Gamma_{12} = e^{i\phi_D}|\Gamma_{12}|$. Cela permet de poser l'égalité suivante :

$$\frac{q}{p} = \pm \left(\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} \right)^{\frac{1}{2}} . \tag{1.28}$$

Dans le cas où CP est une symétrie de $\mathcal{H}$ alors l'égalité devient $\frac{q}{p} = e^{i\xi_{B_s^0}}$ avec $\xi_{B_s^0}$ une phase arbitraire tel que $\mathrm{CP}|B_s^0\rangle = e^{i\xi_{B_s^0}}|B_s^0\rangle$.

La différence de masse est définie comme $\Delta m_s \equiv M_H - M_L$ et la différence de largeur de désintégration comme $\Delta\Gamma_s \equiv \Gamma_H - \Gamma_L$ ainsi que la moyenne $\Gamma \equiv (\Gamma_H + \Gamma_L)/2$. Si le système est initialement constitué de $|B_s^0\rangle$, ou de $|\bar{B}_s^0\rangle$, celui-ci évolue au cours du temps et est décrit par l'état physique $|B_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t})\rangle$, ou $|\overline{B}_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t})\rangle$, avec :

$$\begin{aligned} |B_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t})\rangle &= g_+(\mathrm{t})|B_s^0\rangle + \frac{q}{p} g_-(\mathrm{t})|\bar{B}_s^0\rangle \\ \text{et} \quad |\overline{B}_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t})\rangle &= g_+(\mathrm{t})|\bar{B}_s^0\rangle + \frac{p}{q} g_-(\mathrm{t})|B_s^0\rangle , \\ \text{où} \qquad g_\pm(\mathrm{t}) &= \frac{1}{2} e^{-iM_L \mathrm{t}} e^{-\frac{1}{2}\Gamma_L \mathrm{t}} \left(1 \pm e^{-i\Delta m_s \mathrm{t}} e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma_s \mathrm{t}} \right) . \end{aligned} \tag{1.29}$$

Ce sont ces états physiques qui sont observés. Les amplitudes de désintégration du système $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ vers les états finaux f et $\bar{f}$ sont notées de la manière suivante :

$$\mathcal{A}_f = \langle f|\mathcal{H}|B_s^0\rangle , \quad \mathcal{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|\mathcal{H}|B_s^0\rangle , \quad \overline{\mathcal{A}}_f = \langle f|\mathcal{H}|\bar{B}_s^0\rangle , \quad \overline{\mathcal{A}}_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}_s^0\rangle . \tag{1.30}$$

En posant $x = \Delta m_s/\Gamma$, $y = \Delta\Gamma_s/(2\Gamma)$ et le facteur de normalisation commun $\mathcal{N}_f$, les taux de désintégration en fonction du temps s'expriment comme :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma[B_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to f]/d\mathrm{t}}{e^{-\Gamma \mathrm{t}}\mathcal{N}_f} &= \left(|\mathcal{A}_f|^2 + |(q/p)\overline{\mathcal{A}}_f|^2 \right) \cosh(y\Gamma\mathrm{t}) + \left(|\mathcal{A}_f|^2 - |(q/p)\overline{\mathcal{A}}_f|^2 \right) \cos(x\Gamma\mathrm{t}) \\ &+ 2\mathcal{R}e((q/p)\mathcal{A}_f^*\overline{\mathcal{A}}_f)\sinh(y\Gamma\mathrm{t}) - 2\mathcal{I}m((q/p)\mathcal{A}_f^*\overline{\mathcal{A}}_f)\sin(x\Gamma\mathrm{t}) , \end{aligned} \tag{1.31}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma[\overline{B}_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to f]/d\mathrm{t}}{e^{-\Gamma \mathrm{t}}\mathcal{N}_f} &= \left(|(p/q)\mathcal{A}_f|^2 + |\overline{\mathcal{A}}_f|^2 \right) \cosh(y\Gamma\mathrm{t}) - \left(|(p/q)\mathcal{A}_f|^2 - |\overline{\mathcal{A}}_f|^2 \right) \cos(x\Gamma\mathrm{t}) \\ &+ 2\mathcal{R}e((p/q)\mathcal{A}_f\overline{\mathcal{A}}_f^*)\sinh(y\Gamma\mathrm{t}) - 2\mathcal{I}m((p/q)\mathcal{A}_f\overline{\mathcal{A}}_f^*)\sin(x\Gamma\mathrm{t}) . \end{aligned} \tag{1.32}$$

Les taux de désintégrations pour l'état final $\overline{f}$ sont obtenus en effectuant les substitutions $\mathcal{N}_f \to \mathcal{N}_{\bar{f}}$, $\mathcal{A}_f \to \mathcal{A}_{\bar{f}}$ et $\overline{\mathcal{A}}_f \to \overline{\mathcal{A}}_{\bar{f}}$ dans les Eq. (1.31) et (1.32).

Lors d'une désintégration, la violation de la symétrie CP peut alors intervenir de trois manières différentes :

- Lorsque $|\mathcal{A}_f| \neq |\overline{\mathcal{A}}_{\overline{f}}|$, c'est-à-dire lorsque la symétrie CP appliquée à une transition n'est pas conservée, la violation de CP est directe. C'est l'unique façon pour les mésons chargés de violer la symétrie CP et elle n'est pas dominante dans les mésons B_s^0. L'asymétrie entre les taux de désintégration $\mathcal{A}_{f/\overline{f}}(\mathrm{t})$ s'exprime alors comme :

$$\mathcal{A}_{f/\overline{f}}(\mathrm{t}) = \frac{\Gamma[\overline{B}_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to \overline{f}] - \Gamma[B_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to f]}{\Gamma[\overline{B}_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to \overline{f}] + \Gamma[B_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to f]} = \frac{|\overline{\mathcal{A}}_{\overline{f}}/\mathcal{A}_f|^2 - 1}{|\overline{\mathcal{A}}_{\overline{f}}/\mathcal{A}_f|^2 + 1}\,. \tag{1.33}$$

- Lorsque $|\frac{q}{p}| \neq 1$, c'est-à-dire lorsque la probabilité de transition de B_s^0 en $\bar{B}_s^0$ est différente de celle de $\bar{B}_s^0$ en B_s^0, la violation de CP est indirecte. Cette violation est présente dans le système des kaons neutres mais n'est pas détectée dans le système des mésons B_s^0 [25].

- Lorsque l'état final est accessible à B_s^0 et $\bar{B}_s^0$ et que la désintégration se fait par l'interférence entre la désintégration directe $B_s^0 \to f$ et indirecte $B_s^0 \to \bar{B}_s^0 \to f$. C'est dans ce dernier cas que se place la suite de ce manuscrit.

1.2.2 $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ et mesure de la phase ϕ_s

Les particules J/ψ et ϕ sont des résonances neutres constituées d'un quark et de son antiquark, respectivement $c\bar{c}$ et $s\bar{s}$. Ainsi, l'état final est accessible à la fois aux mésons B_s^0 et $\bar{B}_s^0$. Pour quantifier la violation de la symétrie CP, induite par le mélange, dans la désintégration $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$, l'asymétrie suivante entre les taux de transitions est mesurée :

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{d\Gamma[\overline{B}_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to f]/d\mathrm{t} - d\Gamma[B_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to f]/d\mathrm{t}}{d\Gamma[\overline{B}_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to f]/d\mathrm{t} + d\Gamma[B_{\mathrm{phys}}(\mathrm{t}) \to f]/d\mathrm{t}}\,, \tag{1.34}$$

où les taux de transitions s'expriment en fonction des amplitudes de désintégration, Δm_s, $\Delta\Gamma_s$ et le rapport $\frac{q}{p}$. Cette asymétrie dépend du temps car elle contient l'oscillation des mésons B_s^0, eux mêmes dépendant du temps. Elle correspond à la différence de phase entre la désintégration directe $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}$ et la désintégration indirecte induite par le mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, comme schématisée dans la Fig.1.4. Cette phase est définie comme :

$$\phi_s = \phi_M - 2\phi_D\,, \tag{1.35}$$

et apparaît dans l'expression de $\mathcal{A}_{CP}(t)$ suivant [26] :

$$\mathcal{A}_{CP}(t) \;\propto\; \sin(\phi_s)\sin(\Delta m_s t)\,. \tag{1.36}$$

Le mélange (Fig.1.3) fait apparaître quatre termes de couplage. En tenant compte uniquement de la contribution dominante dans le diagramme en boîte (Eq. 1.21), les couplages entre les quarks t et les quarks b et s définissent la phase $\phi_M = 2\arg(V_{ts}V_{tb}{}^*)$.

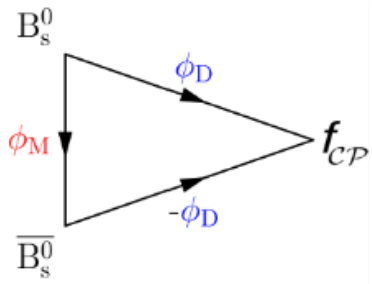

Figure 1.4: Contribution des phases ϕ_D et ϕ_M dans la désintégration et le mélange.

De même, la désintégration à l'arbre, de la Fig. 1.5 (gauche), fait intervenir deux termes de couplage avec les quarks c donnant la phase $\phi_D = \arg(V_{cs}{V_{cb}}^*) = O(\lambda^2)$. La phase ϕ_s peut ainsi s'écrire comme :

$$\phi_s \approx -2 \arg\left(\frac{V_{ts}{V_{tb}}^*}{V_{cs}{V_{cb}}^*}\right) = -2\beta_s, \tag{1.37}$$

avec comme valeur dans le cadre du MS $\phi_s^{\mathrm{MS}} = -2\beta_s = (-0.0370 \pm 0.0006)$ rad [3]. Lorsque des termes d'ordre supérieurs sont pris en compte dans l'expression de ϕ_s, il faut ajouter des désintégrations directes telle que représentée sur le Fig. 1.5 (droite). Dans le MS, cette contribution supplémentaire à ϕ_s, notée ϕ_s^{pen}, est petite [27] par rapport à la contribution $-2\beta_s$. Des mesures ont montré la faible importance de cette contribution par rapport aux incertitudes sur ϕ_s^{LHCb} permettant de contrôler les effets de ces désintégrations d'ordres supérieures [28].

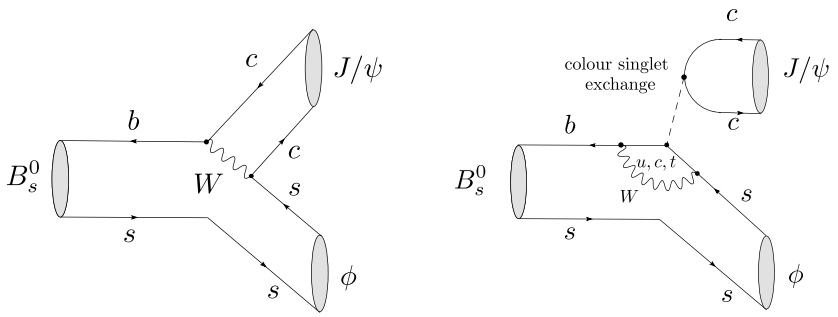

Figure 1.5: Diagramme de Feynman en arbre (gauche) et pingouin (droite) pour la désintégration de $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$.

La présence éventuelle de nouvelle physique (NP) ajoute une contribution ϕ_s^{NP} qui permet de réécrire l'expression de la phase ϕ_s tel que :

$$\phi_s = -2\beta_s + \phi_s^{\mathrm{pen}} + \phi_s^{NP}. \tag{1.38}$$

Les processus de NP peuvent intervenir dans les boucles quantiques du mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Pour contraindre les modèles, il faut pouvoir estimer cette phase ϕ_s^{NP} à l'aide de mesure de précision sur la phase ϕ_s. Pour mesurer ϕ_s, il est essentiel de connaître la saveur initiale du méson au moment de sa création. Pour cela, un algorithme d'étiquetage de la saveur [29] est utilisé en exploitant les informations provenants de l'hadronisation des quarks environnant.

Expérimentalement, la mesure de ϕ_s est effectuée majoritairement avec le canal de désintégration $B_s^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)\phi(\to K^+K^-)$. Le système $J/\psi\,\phi$ est un état propre de CP tel que

$$\mathrm{CP}|J/\psi\,\phi\rangle_l \;=\; (-1)^l |J/\psi\,\phi\rangle_l, \tag{1.39}$$

où l est le moment orbital relatif entre $|J/\psi\rangle$ et $|\phi\rangle$ et qui peut prendre les valeurs $0, 1, 2$. Ainsi le système est constitué d'une superposition d'état CP pair et impair ce qui nécessite une analyse angulaire afin de les différencier. Le canal $B_s^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)\pi^+\pi^-$ est également utilisé et requière une analyse angulaire malgré le fait que 97.7% de l'état final $|J/\psi\,\pi^+\pi^-\rangle$ soit dominé par une composante CP impaire [30]. En revanche, l'état final du canal $B_s^0 \to D_s^+(h^+h^-\pi^+)D_s^-(h_1^+h_2^-\pi^-)$ [31] (h, h_1, $h_2 = K$, π) est un état CP pair pur et n'a pas besoin d'analyse angulaire. La mesure actuelle avec le canal $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ donne [4] :

$$\phi_{s\,|J/\psi\,\phi\rangle}^{\mathrm{LHCb}} \;=\; (-0.058 \pm 0.049 \pm 0.006)\ \mathrm{rad} \tag{1.40}$$

et la dernière combinaison obtenue avec toutes les mesures de ϕ_s est montrée dans le Tableau 1.2 ainsi que sur la Fig.1.6 [32]. Cette combinaison regroupe les mesures effectuées avec les expériences CDF, D0, ATLAS, CMS et LHCb sur le canal $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ ainsi que les mesures de LHCb sur les canaux, en plus de ceux déjà cité, $B_s^0 \to \psi(2S)\phi$ et $B_s^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)K^+K^-$ avec le spectre de masse K^+K^- au delà de la masse du $\phi(1020)$.

Si une déviation de 5σ par rapport au MS venait à être trouvée dans la mesure de la phase ϕ_s, il devriendrait intéressant de mesurer cette phase à l'aide de différentes résonances $c\bar{c}$ afin de contraindre les modèles de NP.

Table 1.2: Mesures expérimentales de la phase faible $\phi_s^{c\bar{c}s}$ et de la différence de largeur $\Delta\Gamma_s$ en utilisant les canaux $B_s^0 \to J/\psi\phi$, $B_s^0 \to J/\psi K^+K^-$, $B_s^0 \to \psi(2S)\phi$, $B_s^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-$ et $B_s^0 \to D_s^+D_s^-$. Les incertitudes sont respectivement dues à la statistique et aux effets systématiques. La dernière ligne donne la combinaison de toutes les contributions [32].

Exp.	Mode	Données	$\phi_s^{c\bar{c}s}$ (rad)	$\Delta\Gamma_s$ (ps^{-1})	Ref.
CDF	$J/\psi\phi$	9.6 fb^{-1}	$[-0.60, +0.12]$, 68% CL	$+0.068 \pm 0.026 \pm 0.009$	[33]
D0	$J/\psi\phi$	8.0 fb^{-1}	$-0.55^{+0.38}_{-0.36}$	$+0.163^{+0.065}_{-0.064}$	[34]
ATLAS	$J/\psi\phi$	4.9 fb^{-1}	$+0.12 \pm 0.25 \pm 0.05$	$+0.053 \pm 0.021 \pm 0.010$	[35]
ATLAS	$J/\psi\phi$	14.3 fb^{-1}	$-0.110 \pm 0.082 \pm 0.042$	$+0.101 \pm 0.013 \pm 0.007$	[36]
ATLAS	Combinaison des 2		$-0.090 \pm 0.078 \pm 0.041$	$+0.085 \pm 0.011 \pm 0.007$	[36]
CMS	$J/\psi\phi$	19.7 fb^{-1}	$-0.075 \pm 0.097 \pm 0.031$	$+0.095 \pm 0.013 \pm 0.007$	[37]
LHCb	$J/\psi\phi$	3.0 fb^{-1}	$-0.058 \pm 0.049 \pm 0.006$	$+0.0805 \pm 0.0091 \pm 0.0032$	[4]
LHCb	$J/\psi\pi^+\pi^-$	3.0 fb^{-1}	$+0.070 \pm 0.068 \pm 0.008$	—	[30]
LHCb	Combinaison des 2		-0.010 ± 0.039(tot)	—	[4]
LHCb	$\psi(2S)\phi$	3.0 fb^{-1}	$+0.23^{+0.29}_{-0.28} \pm 0.02$	$+0.066^{+0.41}_{-0.44} \pm 0.007$	[38]
LHCb	$D_s^+D_s^-$	3.0 fb^{-1}	$+0.02 \pm 0.17 \pm 0.02$	—	[31]
LHCb	$J/\psi K^+K^-$	3.0 fb^{-1}	$+0.119 \pm 0.107 \pm 0.034$	$+0.066 \pm 0.018 \pm 0.010$	[39]
Combinaison			-0.021 ± 0.032	$+0.084 \pm 0.006$	

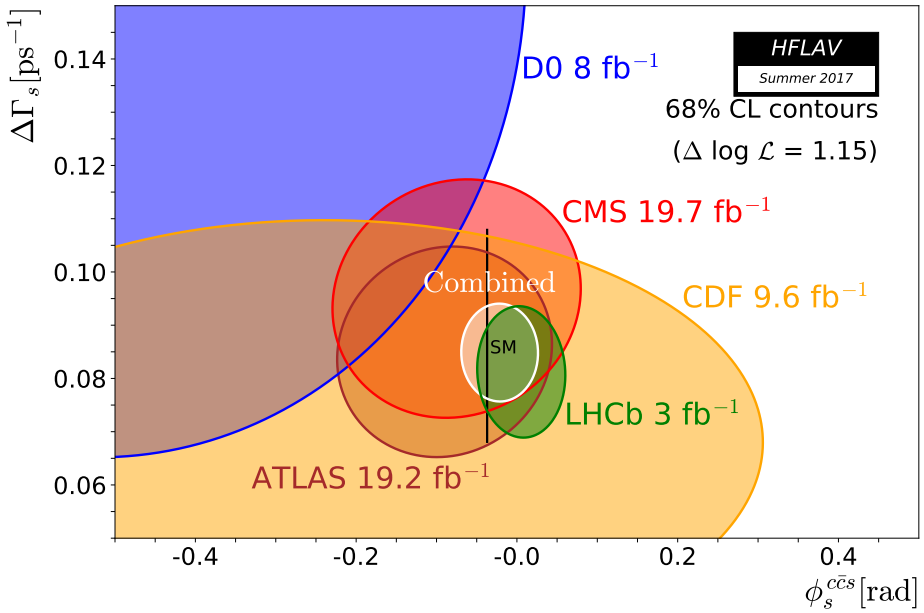

Figure 1.6: Région à 68% du niveau de confiance de la différence de largeur $\Delta\Gamma_s$ et de la phase faible $\phi_s^{c\bar{c}s}$ obtenus avec les mesures [32] données dans le Tableau 1.2. La valeur attendue dans le MS est montrée à l'aide du rectangle noir.

1.3 Canal $B_s^0 \to \eta_c \phi$

La désintégration du méson B_s^0 en un méson ϕ et une résonance $c\bar{c}$ a été observée dans les canaux $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$, $B_s^0 \to \psi(2S)\phi$ et $B_s^0 \to \chi_{c1}(1P)\phi$ [40]. La Figure 1.7 montre la répartition en masse des résonances $c\bar{c}$ connues à ce jour en fonction de leurs nombres quantiques [40]. La désintégration du méson B_s^0 à travers une résonance $c\bar{c}$ de spin 0 n'a jamais été détectée jusqu'à présent. Cette section résume la stratégie utilisée dans cette thèse pour mesurer le rapport de branchement du canal $B_s^0 \to \eta_c\phi$ (Fig. 1.8). Le méson $\eta_c(1S)$ est la résonance $c\bar{c}$ de spin 0, de masse $2\,983.4 \pm 0.5\,\mathrm{MeV}/c^2$ et de largeur $31.8 \pm 0.8\,\mathrm{MeV}/c^2$ [40]. Dans ce manuscrit cette résonance est simplement notée η_c.

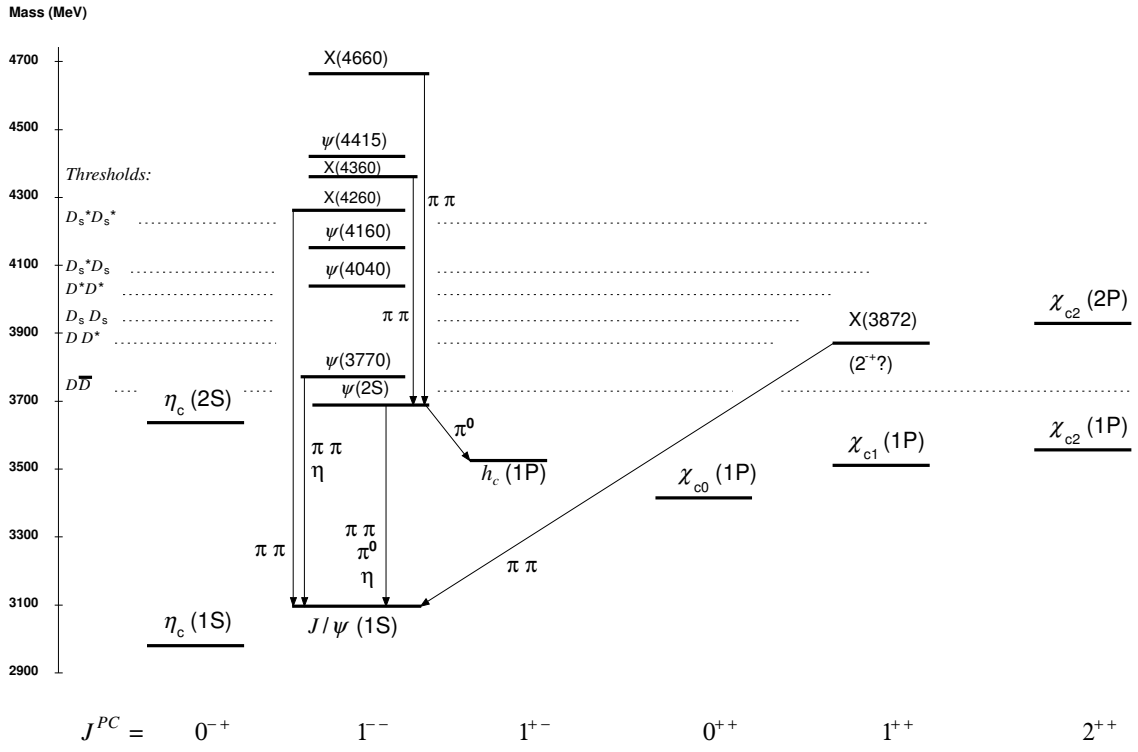

Figure 1.7: Répartition en masse des résonances $c\bar{c}$ en fonction de leurs nombres quantiques [40].

Les mésons η_c et ϕ sont, respectivement, un pseudo-scalaire ($J^{PC} = 0^{-+}$) et un vecteur ($J^{PC} = 1^{--}$). Le système $|\eta_c\phi\rangle$ satisfait la relation :

$$CP|\eta_c\phi\rangle_l \;=\; (-1)^l|\eta_c\phi\rangle_l, \tag{1.41}$$

avec l le moment orbital relatif entre les deux mésons. Comme $J^P(B_s^0) = 0^-$ et par conservation du moment angulaire, l doit être égal à 1 ce qui rend le système $|\eta_c\phi\rangle$ état CP pair pur. Ainsi, le canal $B_s^0 \to \eta_c\phi$ n'a pas besoin d'une analyse angulaire pour mesurer ϕ_s contrairement au canal $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$.

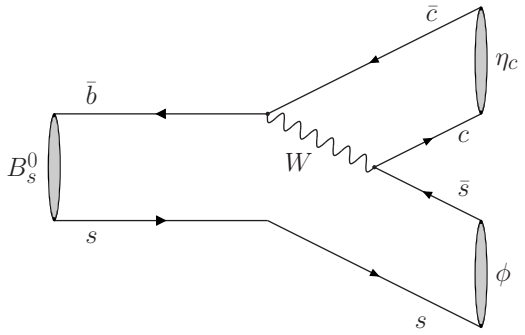

Figure 1.8: Diagramme de Feynman en arbre pour la désintégration de $B_s^0 \to \eta_c \phi$.

En faisant l'hypothèse que les quarks spectateurs[3] ne participent pas au processus de désintégration, le quark spectateur s est remplacé par le quark d, donnant l'égalité suivante :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c \phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \to J/\psi\, \phi)} = \frac{\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)}{\mathcal{B}(B^0 \to J/\psi\, K^0)}\,. \tag{1.42}$$

À l'aide des nombres du Tableau 1.3, cela amène à l'estimation :

$$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c \phi) \;\; \sim \;\; \mathcal{O}(10^{-3})\,. \tag{1.43}$$

Ainsi, les rapports de branchement entre le canal $B_s^0 \to J/\psi\, \phi$ et de le canal $B_s^0 \to \eta_c \phi$ sont du même ordre de grandeur.

Par conservation de l'impulsion et du spin, le méson η_c ne peut pas se désintégrer à travers des modes leptoniques[4]. Il est donc nécessaire d'utiliser d'autre modes de reconstructions. Ainsi, dans la désintégration $B_s^0 \to \eta_c \phi$, le méson ϕ est reconstruit en deux kaons K^+K^- et le méson η_c en hadrons chargés, explicitement : $\eta_c \to p\bar{p}$, $\eta_c \to K^+K^-\pi^+\pi^-$, $\eta_c \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ et $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$. Dans la suite, la désignation "$4h$" définira les trois derniers modes. Les canaux de reconstructions $\eta_c \to 4h$ sont étudiés par l'équipe du Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) et celui de $\eta_c \to p\bar{p}$ par l'équipe de l'INFN en Italie. Comme η_c est une résonance de spin 0 et que les structures non-résonantes sont de même spin, il est possible d'avoir un effet d'interférence. En effet, les canaux $B_s^0 \to \eta_c(\to XX')\phi$ et $B_s^0 \to XX'\phi$, avec X et X' une combinaison de particules telle que $XX' \to (4h, p\bar{p})$, possèdent le même état initial et final. Les effets d'interférences doivent donc être pris en compte dans la mesure de ce canal (voir Sec. 3.5.2).

Le rapport de branchement est normalisé par le canal de désintégration $B_s^0 \to J/\psi\, \phi$, où le méson J/ψ est reconstruit dans les quatre modes de reconstruction du méson η_c : $J/\psi \to p\bar{p}$, $J/\psi \to K^+K^-\pi^+\pi^-$, $J/\psi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ et $J/\psi \to K^+K^-K^+K^-$. Cela

[3]quarks n'intervenant pas dans le diagramme en arbre (Fig. 1.8).

[4]La désintégration est possible mais extrêmement supprimée dans le MS.

permet de réduire les biais de la mesure et de supprimer les facteurs communs, comme le rapport de branchement de $\phi \to K^+K^-$.

Ainsi, le rapport de branchement s'exprime comme suit :

$$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi) \;=\; \frac{N_{\eta_c}^{\text{fit}}}{N_{J/\psi}^{\text{fit}}} \times \mathcal{B}(B_s^0 \to J/\psi\,\phi) \times \frac{\mathcal{B}(J/\psi \to 4h, p\bar{p})}{\mathcal{B}(\eta_c \to 4h, p\bar{p})} \times \frac{\varepsilon_{B_s^0 \to J/\psi\,\phi}}{\varepsilon_{B_s^0 \to \eta_c\phi}}, \qquad (1.44)$$

où $N_{\eta_c}^{\text{fit}}$ et $N_{J/\psi}^{\text{fit}}$ sont les nombres de candidats $B_s^0 \to \eta_c\phi$ et $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ mesurés dans les données et $\varepsilon_{B_s^0 \to X\phi}$ l'efficacité de sélection du canal $B_s^0 \to X\phi$, où X désigne J/ψ ou η_c. Le rapport $\frac{\varepsilon_{B_s^0 \to J/\psi\,\phi}}{\varepsilon_{B_s^0 \to \eta_c\phi}}$ corrige la différence d'efficacité entre le canal de signal et le canal de normalisation. Les rapports de branchement utilisés sont résumés dans le Tableau 1.3, le détail des calculs étant fourni dans l'appendice A.

Table 1.3: Rapports de branchements et leurs incertitudes relatives utilisés dans l'estimation et la mesure de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$. Les différentes entrées sont calculées à partir de [40].

Mode	$\mathcal{B} \times 10^{-3}$	$(\sigma_{\mathcal{B}}/\mathcal{B})$ %
$B^0 \to \eta_c K^0$	0.80 ± 0.12	15.0
$B^0 \to J/\psi K^0$	0.873 ± 0.032	3.7
$B_s^0 \to J/\psi\phi$	1.07 ± 0.09	8.4
$J/\psi \to 2K2\pi$	8.82 ± 0.53	5.9
$\eta_c \to 2K2\pi$	24.0 ± 4.87	20.3
$J/\psi \to 4\pi$	3.70 ± 0.30	8.1
$\eta_c \to 4\pi$	18.8 ± 2.21	11.7
$J/\psi \to 4K$	1.54 ± 0.15	9.6
$\eta_c \to 4K$	3.31 ± 0.75	22.7
$J/\psi \to p\bar{p}$	2.120 ± 0.029	1.4
$\eta_c \to p\bar{p}$	1.50 ± 0.16	10.7

Pour étudier la désintégration $B_s^0 \to \eta_c\phi$, il faut alors un collisionneur capable de créer des mésons B_s^0 et un détecteur pouvant reconstruire ces derniers à partir de particules hadroniques. Au début de cette thèse, seul le collisionneur hadronique LHC avec le détecteur LHCb et le collisionneur leptonique électron-positron KEKB avec le détecteur Belle étaient en mesure d'effectuer cette étude. Contrairement au détecteur LHCb qui a enregistré des mésons B_s^0 pendant toute la durée de fonctionnement du LHC, le détecteur Belle n'a effectué des prises de données à l'énergie du $\Upsilon(5S)$[5] que sur des périodes dédiées dont les durées étaient raccourcies par rapport à celle à l'énergie du $\Upsilon(4S)$. Pour travailler avec le maximum d'événement, cette analyse utilise donc les données du LHC détectées par LHCb. Le chapitre suivant est consacré à la description de ces machines et des logiciels utiles pour cette mesure.

[5]Énergie minimale pour créer une paire $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

Chapitre 2

Expérience LHCb au collisionneur de hadrons du CERN

L'expérience LHCb [41] est localisée sur le *Large Hadron Collider* [42] (LHC). Elle est dédiée aux mesures de précisions dans le secteur des saveurs lourdes. Ses principaux objectifs sont la recherche indirecte de Nouvelle Physique dans les phénomènes de violation de la symétrie CP et dans les désintégrations rares de hadrons beaux et charmés. Ces mesures de précisions sont comparées aux prédictions du MS. Ce chapitre décrit le dispositif expérimental de LHCb en insistant sur les parties fondamentales pour l'analyse du canal $B_s^0 \to \eta_c \phi$. Tout d'abord, le collisionneur LHC est présenté dans sa globalité puis le détecteur LHCb est décrit en détail.

2.1 *Large Hadron Collider*

Le LHC est actuellement le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules au monde. C'est un collisionneur proton-proton[1] basé au CERN (European Organisation for Nuclear Research). Cette machine est située entre 45 m et 170 m sous terre dans un tunnel de 26.7 km de circonférence, entre la frontière Franco-Suisse.

Avant que les protons, créés par ionisation de molécules de H_2, ne soient injectés dans le LHC, ils sont accélérés par plusieurs machines d'énergies croissantes (Fig. 2.1). D'abord, un accélérateur linéaire (LINAC2) est utilisé afin d'atteindre une énergie de 50 MeV. Les protons sont ensuite accélérés par deux accélérateurs circulaires (PSB et PS) jusqu'à 26 GeV avant d'entrer dans le Super Proton Synchrotron (SPS) pour atteindre 450 GeV. Finalement le LHC augmente leur énergie en apportant au faisceau 485 keV à chaque tours effectué. Il faut attendre une dizaine de minutes avant que le faisceau n'atteigne 4 TeV. L'accélération dans le LHC est faite à l'aide de 16 cavités radio-fréquences. Pour que le faisceau puisse suivre la trajectoire imposée par le collisionneur tout en restant focalisé, le LHC est constitué respectivement de 1232 aimants dipolaires supra-conducteurs

[1] mais également proton-ion et ion-ion.

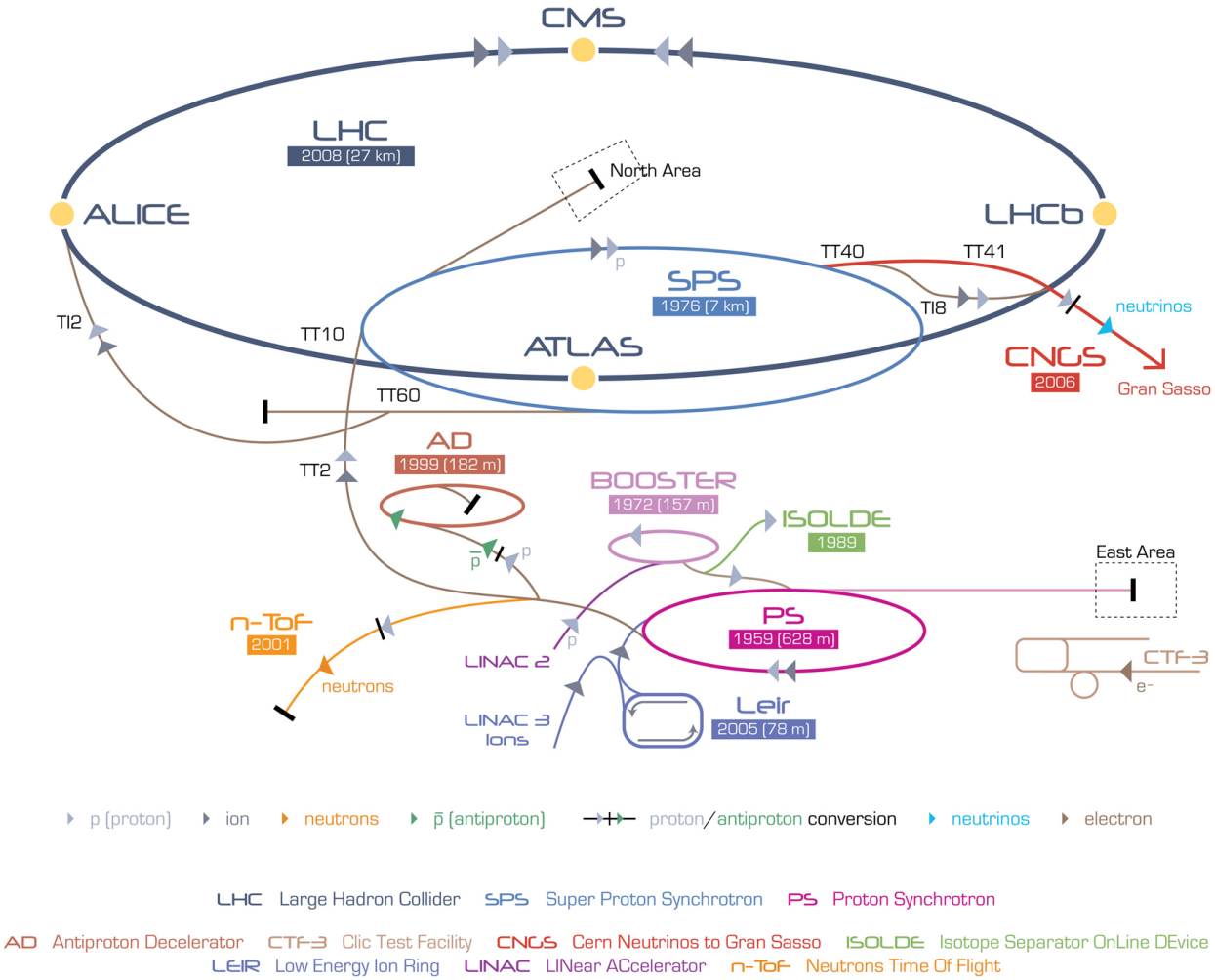

Figure 2.1: Les différents accélérateurs de la chaîne d'accélération des protons au LHC.

produisant un champ de 8.3 T et de 392 aimants quadripolaires. Le tout fonctionne à une température de 1.9 K, atteinte à l'aide d'environ 700 000 litres d'hélium liquide, pour rendre ces aimants dipolaires supra-conducteurs.

Le LHC est composé de deux anneaux à l'intérieur desquels les protons et les ions lourds circulent en sens inverse et peuvent collisionner à 4 points différents du LHC. Sur chacun de ces points de collision un détecteur est installé : ATLAS, CMS, ALICE et enfin LHCb.

ATLAS et CMS sont des détecteurs dont l'objectif général est la recherche directe de nouvelles particules. Ils sont dédiés à l'étude du secteur de la physique du Higgs et la recherche de particules prédites par des modèles au-delà du MS.

ALICE est un détecteur conçu pour les collisions de ions lourds et pour étudier l'interaction forte à haute température.

Le LHC a été construit pour atteindre une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$

(7 TeV pour chaque faisceau de protons). Pendant la première série d'acquisition des données (Run 1), le LHC a fonctionné à une énergie au centre de masse de 7 TeV (2011) et 8 TeV (2012). La seconde série d'acquisition (Run 2), qui a débuté en 2015 et s'arrêtera en 2018, fonctionne avec une énergie au centre de masse de 13 TeV. Le nombre d'événements, $\mathcal{N}_{\text{events}}$, générés au LHC est donné par :

$$\mathcal{N}_{\text{events}} \;=\; \mathcal{L} \times \sigma_{\text{events}} \tag{2.1}$$

où σ_{events} est la section efficace des événements étudiés et $\mathcal{L}$ la luminosité instantanée fournie par la machine [43].

ATLAS et CMS ont été conçus pour fonctionner à la luminosité instantanée maximale du LHC $\mathcal{L} = 10^{34}\text{cm}^{-2} \times \text{s}^{-1}$. Durant une injection, celle-ci décroît au cours du temps principalement à cause des interactions entre les protons à chaque croisement de faisceau.

LHCb a opéré avec une luminosité instantanée réduite par rapport à ATLAS et CMS. Elle est obtenue en décalant le centre des faisceaux par rapport au point d'interaction de LHCb. La luminosité dans LHCb est maintenue constante au cours d'un cycle en recentrant graduellement les faisceaux pour compenser leur dégradation. Elle est réglée pour obtenir un nombre de collision proton-proton visible, μ_{vis}, par croisement d'environ 1. C'est un paramètre essentiel car il permet une meilleure identification du vertex primaire et secondaire ainsi qu'une meilleure reconstruction de la chaîne de désintégration. De plus, cela permet de réduire considérablement les dommages causés par les radiations aux différents appareils de mesure. La majorité des données de LHCb sont collectées avec $\mathcal{L} \approx 3.5 \times 10^{32}\,\text{cm}^{-2}\times\text{s}^{-1}$ et $\mu_{\text{vis}} \approx 1.5$.

La section efficace de la production de paire $b\bar{b}$ dans la région $2 < \eta < 6$ a été mesurée par LHCb à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ avec $\sigma(pp \to b\bar{b}X) = (75.3 \pm 5.4 \pm 13.0)\,\mu\text{b})$ [44]. Cette valeur correspond à environ 10^{11} de paires $b\bar{b}$ produites dans LHCb pendant le Run 1. Au LHC, les paires $b\bar{b}$ sont majoritairement produites à travers le processus de fusion des gluons qui modifie la composante longitudinale de l'impulsion amenant ainsi à une plus grande production de paire suivant l'axe du faisceau (Fig. 2.2). De plus, chaque type de hadron contenant un quark b ou c est produit et donc étudié avec LHCb.

Cependant le LHC n'apporte pas uniquement des avantages. Travailler dans un environnement hadronique produit énormément de bruit de fond comparé à ceux des accélérateurs leptoniques. Déclencher l'enregistrement des événements de signal sans saturer la bande passante est donc plus difficile dans cet environnement produisant des hadrons en quantité. L'étiquetage de la saveur des mésons est également une tâche plus compliqué que lors d'une production cohérente de paire de mésons neutre, de même que la reconstruction des états finaux avec une particule neutre manquante. Pour finir, l'énergie de collision au niveau des partons est inconnue, ce qui empêche de contraindre l'énergie du faisceau pour discriminer le signal du bruit de fond.

Ainsi, le défi est de pouvoir reconstruire des événements $B_s^0 \to \eta_c(\to p\bar{p}, 4h)\phi(\to K^+K^-)$ dans un milieu principalement hadronique.

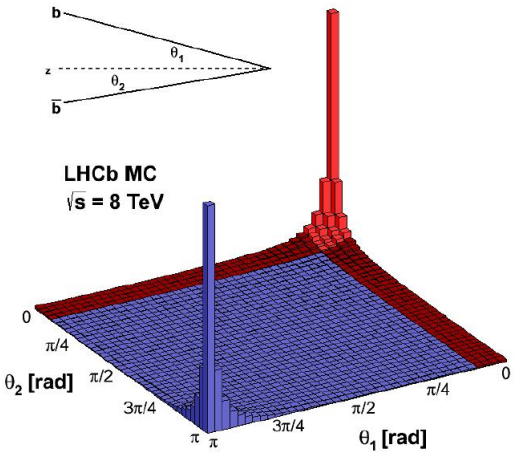

Figure 2.2: Angles polaires entre l'axe du faisceau et les quarks b et $\overline{b}$, produit par les collisions proton-proton à une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 8\,\text{TeV}$ [41]. Simulation réalisée avec le générateur d'événements PYTHIA.

2.2 Détecteur LHCb

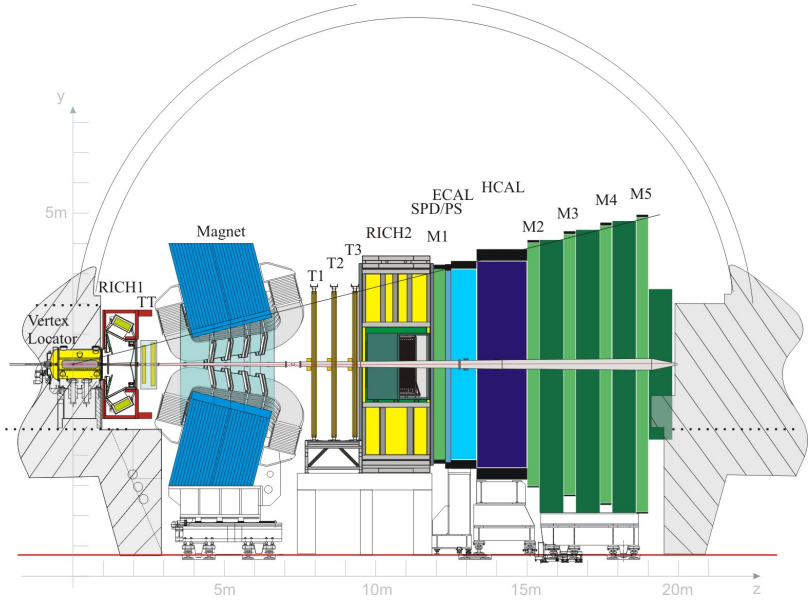

Figure 2.3: Vue schématique en coupe du détecteur LHCb et de ses sous-détecteur [41].

Le détecteur LHCb (Fig. 2.3) à la particularité d'être un spectromètre en bras qui couvre environ 10 à 250 mrad verticalement et 300 mrad horizontalement dans le plan du faisceau. Ces angles correspondent à une pseudorapidité d'environ $2 < \eta < 5$ dont l'angle

θ est définie à partir de la ligne de faisceau :

$$\eta \ = \ -\ln(\tan(\theta/2)). \tag{2.2}$$

LHCb a été conçu pour mesurer les paramètres du MS, comme ceux induits par la matrice CKM et des désintégrations rares dans le secteur des hadrons beaux et charmés. Depuis le lancement du LHC, l'expérience LHCb s'est également démarquée dans l'étude du secteur électro-faible [45], du secteur de l'interaction forte à faible énergie [46], de la recherche de particules exotiques [15] et a aussi étonné dans sa grande participation lors des collisions protons-ions [47] et collision sur cible fixe.

Les principales performances requises pour les mesures de précision faites avec LHCb sont de pouvoir différencier les vertex de production et de désintégration des hadrons beaux et charmés et de mesurer les distances de vol avec une excellente résolution. Il faut également pouvoir reconstruire les traces des particules chargées, mesurer leur impulsion et les identifier. Enfin, il faut pouvoir déclencher l'enregistrement des événements contenant des hadrons beaux ou charmés. Pour cela LHCb est composé de plusieurs sous-détecteurs. Les traces des particules chargées sont reconstruites à l'aide du détecteur de vertex (VELO) et des trajectographes (TT, T1, T2 et T3) ainsi que d'un aimant dipolaire. Les particules chargées (protons, pions, kaons, électrons, muons) sont identifiées à l'aide de deux détecteurs Cherenkov (RICH1 et RICH2). L'énergie des particules neutres, comme les photons ou les π^0, sont mesurées avec les calorimètres électronique (ECAL) et hadronique (HCAL). Ce dernier est également utilisé dans le système de déclenchement pour les signaux hadroniques. Finalement, les muons sont identifiés en utilisant les stations à muons (M1 à M5).

Cette section présente brièvement chacun des sous-détecteurs de LHCb, son système de déclenchement ainsi que ses logiciels. L'ensemble des informations et des figures proviennent de [41] et ses performances sont données en détail dans [48].

2.2.1 Trajectographes

Le système de reconstruction de traces de LHCb est constitué du *VErtex LOcator* (VELO) situé autour du point d'interaction ainsi que de quatre stations planes (TT, T1, T2, T3) placées de part et d'autre d'un aimant dipolaire nécessaire à la mesure des impulsions. Il permet de reconstruire la trajectoire des particules produite par les collisions de protons mais également de déterminer la distance de vol entre leurs productions et leurs désintégrations. Leur impulsion est mesurée en utilisant la déviation induite par l'aimant dipolaire.

2.2.1.1 *VErtex LOcator*

L'étude des hadrons beaux et charmés nécessite un détecteur permettant d'identifier précisément les vertex primaires et secondaires. Ceci est essentiel afin de pouvoir rechercher les mésons B et D dont le temps de vie est situé entre 0.5 et 1.6 ps. En effet, due au

boost relativiste provenant des collisions pp à haute énergie, leur distance de vol dans le détecteur est d'environ 1 cm avant de se désintégrer.

Le VELO [49] (Fig. 2.4) a été construit dans ce but. C'est un détecteur de trace de haute précision constitué de 21 stations de silicium de forme circulaire. Chacune de ces stations possède deux plans, séparés de 2 mm, mesurant les paramètres r et ϕ de la particule le traversant. Elles sont arrangées perpendiculairement par rapport à l'axe du faisceau sur une longueur d'un mètre et permet d'offrir une mesure précise de la trajectoire des particules chargées proche du point d'interaction ($|z| < 10.6\,\text{cm}$). Pour cela, le VELO est placé à seulement 8 mm des collisions pp et, de ce fait, est l'objet sur l'ensemble du LHC situé au plus proche des faisceaux. Ce détecteur de haute précision offre des performances pouvant atteindre jusqu'à 7 µm de résolution sur la position des vertex.

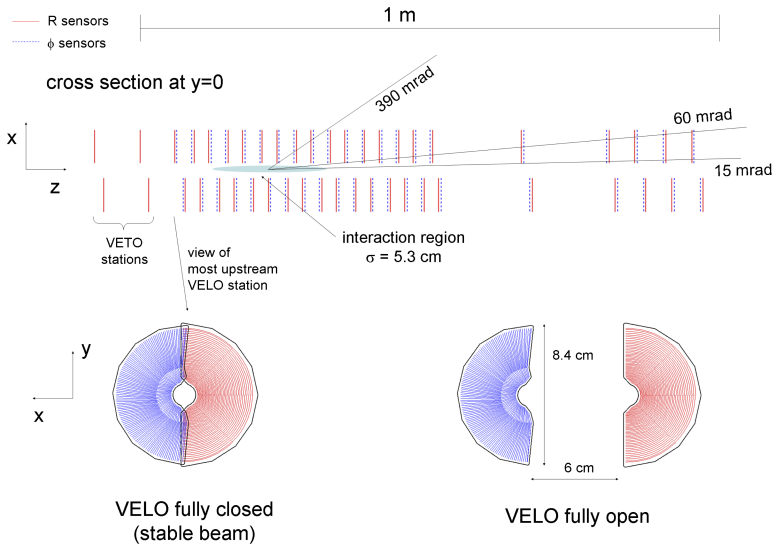

Figure 2.4: Vue du dessus schématique du VELO le long du faisceau [41].

Le VELO permet ainsi une bonne séparation des traces provenant du vertex primaire de celle provenant de la désintégration $B_s^0 \to \eta_c\phi$. De plus, le nombre total de trace pour reconstruire le B_s^0 étant de 6 pour les modes $4h$, par rapport à 4 pour le mode $p\bar{p}$, la résolution sur sa distance de vol est améliorée.

2.2.1.2 Station de reconstruction des traces

Le canal $B_s^0 \to \eta_c\phi$ est reconstruit uniquement à partir de hadrons chargés. Pour reconstruire l'ensemble d'un événement, quatre stations sont disposées le long du détecteur. La première station Tracker Turicensis (TT) est constituée de quatre plans de détecteur à bande de silicium. La première et la dernière bande sont disposées de façon verticale alors que les deux autres forment respectivement un angle de $+5\,\text{deg}$ et $-5\,\text{deg}$ (voir la Fig. 2.5).

La région autour de l'axe du faisceau voit une très grande densité de traces et nécessite une granularité de détection élevée. Pour cette raison, les trois autres stations (T1-T3) sont séparées en deux parties : la partie interne (Inner Tracker [50]) a une composition comparable à celle de TT, tandis que la partie externe (Outer Tracker [51]) est constituée de quatre couches de tubes à dérive disposées de la même manière que les bandes de silicium sur tout le reste du plan transverse.

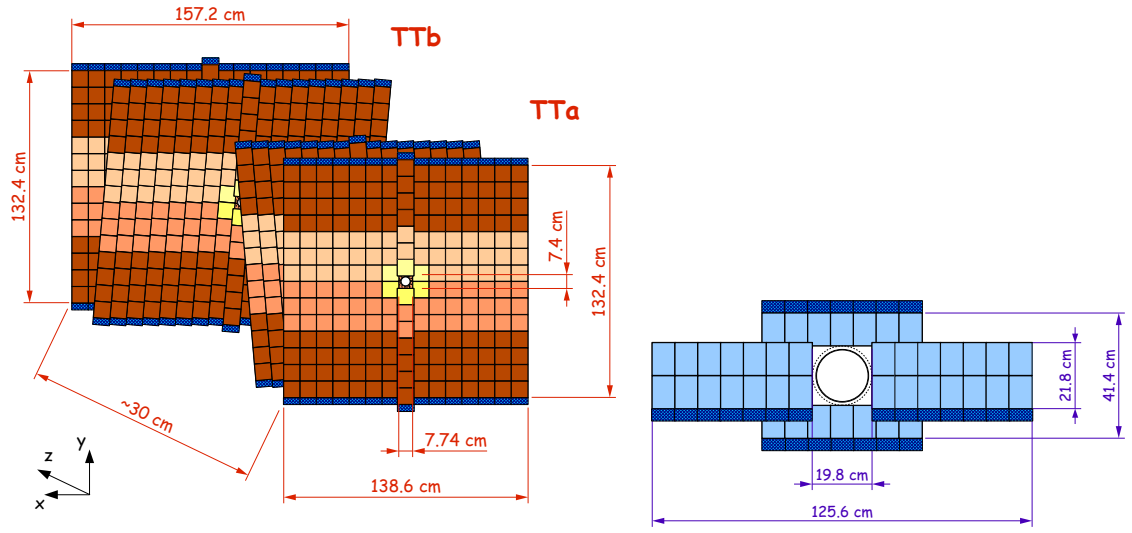

Figure 2.5: Schéma des stations de reconstruction TT (gauche) et IT (droite) [41].

Ces stations mesurent l'impulsion des particules chargées et permettent de reconstruire leur trajectoire avec une efficacité de 95% pour des traces de plus de 10 GeV/c avec une résolution sur l'impulsion de 0.4%. Elles permettent ainsi d'avoir une résolution sur la masse des B_s^0 inférieure à $15\,\mathrm{MeV/c^2}$ pour des canaux reconstruits uniquement avec des particules chargées.

2.2.1.3 Aimant dipolaire

Afin de différencier la charge des particules et de mesurer précisément leurs impulsions, le détecteur LHCb est constitué d'un aimant dipolaire [52] situé entre la station TT et les trois stations T1, T2 et T3. Il permet de courber la trajectoire des particules chargées dans le plan horizontal. Il couvre une région de 250 mrad verticalement et 300 mrad horizontalement produisant un champs magnétique de 4 Tm. Sa polarité est régulièrement inversée au cours des prises de données afin de réduire les erreurs de mesures systématiques, dues à l'asymétrie droite-gauche du détecteur. Les deux polarités accessibles par l'aimant sont notées dans ce manuscrit "Down" et "Up".

Dans le cas des modes $4h$ de $B_s^0 \to \eta_c\phi$, la répartition de l'impulsion du B_s^0 se fait sur 6 hadrons. Il est alors possible que l'aimant éjecte l'une de ces particules de faible

impulsion sans qu'elle ne parcourt tout le détecteur. L'efficacité de reconstruction pour ce genre de mode est donc plus faible que celle des modes reconstruits avec moins de traces.

2.2.2 Identification des particules

Pour identifier les particules, l'expérience LHCb possède deux détecteurs à effet Cherenkov, des calorimètres ainsi que des chambres à muons qui sont décrit dans cette section.

2.2.2.1 Détecteur à effet Cherenkov

L'identification des hadrons chargés est réalisée à l'aide des deux imageurs Cherenkov lus par des détecteurs de types HPD (Hybrid Photon Detector).

Le premier, RICH1, est situé entre le VELO et la station TT et utilise comme milieux radiatifs de l'aerogel et du C_4F_{10}. Il couvre la totalité de l'acceptance géométrique de LHCb et permet d'identifier les hadrons dans le domaine d'impulsion entre 2 et 60 GeV/c (Fig.2.6).

Le deuxième, RICH2, est placé au delà des stations T1-T3. Il couvre une acceptance plus réduite : de ± 15 mrad à ± 120 mrad (horizontalement) et ± 100 mrad (verticalement). Il utilise du CF_4 et permet d'identifier des hadrons avec des impulsions de 15 à 100 GeV/c.

Les RICH permettent d'obtenir une efficacité d'identification des kaons, moyennée dans le domaine d'énergie entre 2 et 100 GeV/c, d'environ 95% avec une contamination de pions d'environ 10%. Avec des critères plus strictes, on obtient un taux de mauvaise identification de pions de 3% pour une perte d'efficacité d'identification des kaons d'une dizaine de pourcent. Ainsi les trois modes $\eta_c(KK\pi\pi, \pi\pi\pi\pi, KKKK)$ sont identifiables séparément.

2.2.2.2 Système calorimétrique

Le système calorimétrique permet d'identifier les électrons, les photons et les hadrons ainsi que de mesurer leur position et leur énergie. Il est également utilisé pour sélectionner des candidats avec une grande énergie transverse dans le système de déclenchement de niveau 0.

Les particules rencontrant le système calorimétrique traversent d'abord un ensemble de plans de scintillateurs composant le Scintillating Pad Detector (SPD) et le Preshower (PS). Ces deux éléments sont séparés d'une couche mince de 12 mm de plomb. Ils sont suivis d'un calorimètre électromagnétique (ECAL) fait d'un empilement longitudinale de couche de plomb et de scintillateur d'une épaisseur totale de 25 longueurs de radiation. Enfin, le dernier élément est un calorimètre hadronique (HCAL) segmenté transversalement et composé de tuiles scintillantes et d'absorbeur en fer.

Le SPD permet d'améliorer la différentiation entre les électrons et les photons. Le PS permet une mesure de la répartition longitudinale des gerbes electromagnétiques et de réduire ainsi le bruit de fond provenant des pions chargés. La résolution pour l'ECAL est de $10\%/\sqrt{E}$ et pour le HCAL de $75\%/\sqrt{E}$.

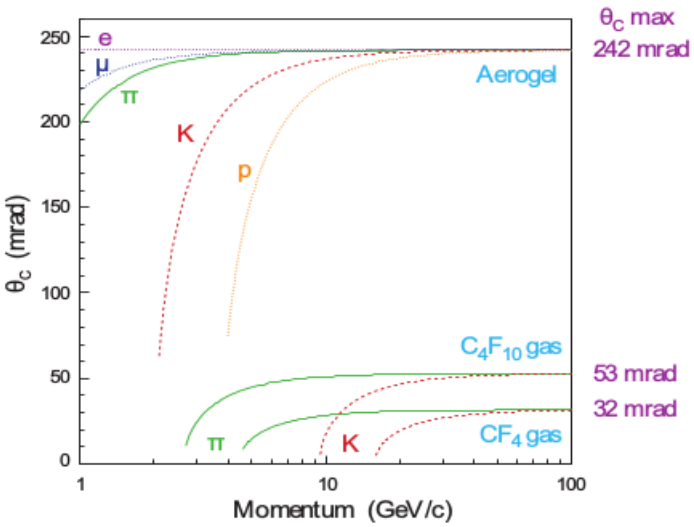

Figure 2.6: Dépendance angulaire des cônes de lumière Cherenkov en fonction de l'impulsion des particules et du milieu radiateur [41].

2.2.2.3 Système de détection de muons

Le système à muon permet d'identifier les muons et contribue au système de déclenchement de niveau 0 [53]. Il est constitué de cinq stations rectangulaires (M1-M5). La station M1 est placée devant le système de calorimètre. Les quatre autres sont placées derrière et sont séparées par des absorbeurs en fer de 80 cm d'épaisseurs. Toutes les stations sont composées de chambres proportionnelles multifils sauf la station M1 qui est équipée de tube-GEM (Gaz Electron Multiplier) dans sa région la plus proche du faisceau.

Ce système est sensible aux muons ayant une impulsion supérieure à 6 GeV/c et permet de mesurer leur impulsion transverse pour le niveau 0 du déclenchement avec une résolution d'environ 20%.

2.2.3 Système de déclenchement

Une quantité considérable d'informations est produite pour chaque collision. Afin de diminuer la quantité de donnée à stocker, un dispositif de déclenchement de l'acquisition des collisions intéressantes est mis en place. C'est un système à deux niveaux. Le premier est réalisé par des cartes électroniques dédiées et permet de réduire le taux d'événements de 40 à 1 MHz, taux auquel la totalité du détecteur peut être lu. L'information est alors envoyée sur une ferme de calcul (environ 30 000 cœurs en 2012) où le deuxième niveau du système de déclenchement est appliqué afin de diminuer le flot de données à 5 kHz.

Le système de niveau zéro (L0) prend la décision d'accepter un événement en moins de 4 ms. Pour que l'information soit le plus rapidement traitée, ce système utilise seulement une fraction des données des sous-détecteurs les plus rapides comme les chambres à muons et les calorimètres.

Le High Level Trigger (HLT) utilise toute les données provenant de l'ensemble du détecteur. Il applique des algorithmes de reconstruction et d'identification (voir Sec. 2.3) et réduit le flot de données à 5 kHz pour pouvoir être stocké sur bandes et analysé.

LHCb rentrera dans une phase d'amélioration entre 2018 et 2019. Parmi les ajouts et modifications des composants du détecteur, le système de déclenchement sur les particules hadroniques sera fortement améliorée [54] et une meilleure efficacité de détection du canal $B_s^0 \to \eta_c \phi$ sera obtenu.

2.3 Simulation et algorithmes hors-ligne

Pour mesurer le rapport de branchement de $B_s^0 \to \eta_c \phi$, le canal de contrôle $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ est utilisé (Eq. 1.44). Le nombre d'événements mesuré doit également être corrigé par des efficacités qui diffèrent pour chaque canaux. Ainsi, pour étudier ces différences, des données simulées sont générées à l'aide d'un algorithme de génération Monte Carlo (MC). Cette section donne l'ensemble des logiciels utilisés pour étudier les données simulées et réelles.

2.3.1 Simulation des événements

Pour générer les données MC ainsi qu'analyser les données réelles et simulées le logiciel GAUDI [55] est utilisé. Pour la partie simulation, cette analyse se base sur le logiciel Gauss [56] avec les algorithmes spécialisés Pythia 6 [57] et Pythia 8 [58]. C'est la première phase de génération qui simule les collisions proton-proton à l'aide de calculs de QCD et de données expérimentale. L'analyse se base également sur le logiciel Photos [59] pour l'émission des photons et le logiciel EvtGen [60, 61], développé par la collaboration BaBar, pour la désintégration des hadrons B. Un fichier spécifique aux désintégrations $B_s^0 \to \eta_c \phi$ et $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ est requis pour définir toutes les désintégrations possibles de ces canaux pouvant donner les quatre états finaux $p\bar{p}KK$, $KK\pi\pi KK$, $\pi\pi\pi\pi KK$ et $KKKKKK$ ainsi que leurs rapports de branchement respectifs. Les désintégrations utilisées et leurs rapports de branchement sont donnés dans l'Appendice A.

Cette étape est suivie par la phase d'interaction avec le détecteur LHCb. Les logiciels utilisés pour cela sont GEANT4 [62–64], qui simule l'interaction entre les particules et le détecteur. Le logiciel Boole [65] permet de simuler la réponse électronique des sous-détecteurs afin de numériser les événements et de produire des données simulées dans le même format que les données enregistrées par LHCb.

2.3.2 Reconstruction des événements

Le logiciel Brunel [66] est un algorithme de reconstruction pour les événements simulés et réels. L'analyse des données se fait avec DaVinci [67], RooFit [68] et MINUIT [69].

La construction de tous les fichier de données simulées et réelles requis pour cette thèse est faite à l'aide de la grille de calcul du CERN. Cette étape de production est contrôlée par Ganga [70] et l'interface DIRAC [71].

2.3.3 Accord données-simulation

Lors de l'acquisition des événements de LHCb, une grande importance est donnée à ce que ceux-ci aient des distributions qui correspondent au mieux aux références. Ainsi, une phase de calibration est effectuée sur les données avant leurs enregistrements, mais également sur les données simulées afin d'obtenir le meilleur accord possible entre ces deux types d'événements.

Pour l'ensemble des variables, les données et les simulations sont compatibles. En revanche, les variables d'identifications des particules se basent sur un algorithme qui utilise les informations des calorimètres et des RICH. Comme il est plus difficile de simuler la réponse de ces détecteurs, cela amène à un désaccord significatif entre les données réelles et simulées. Pour pallier à ce problème important dans cette analyse, qui demande une très bonne identification des hadrons, le logiciel PIDCalib [72] est utilisé. Il calcul les efficacités des deux canaux en s'appuyant sur des canaux de référence suivant les types de particules à identifier.

Les sélections appliquées aux données MC et réelles, les modèles utilisés et les détails de l'analyse sont donnés dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Mesure du rapport de branchement de la désintégration $B_s^0 \to \eta_c \phi$

Le canal $B_s^0 \to \eta_c \phi$ n'ayant jamais été observé, la première mesure de son rapport de branchement est effectuée avec les données du run 1 de LHCb. L'équipe du CPPM a fait l'étude de ce canal en reconstruisant le méson η_c en quatre hadrons chargés. Cette analyse s'est couplée avec celle de l'équipe de l'INFN en Italie qui a reconstruit le méson η_c en une paire $p\bar{p}$.

Ce chapitre donne les détails de la mesure du rapport de branchement de la désintégration $B_s^0 \to \eta_c \phi$ en utilisant $B_s^0 \to J/\psi\, \phi$ comme canal de normalisation. Dans un premier temps, les données utilisées pour l'analyse sont présentées. Puis, la description de la sélection et l'étude des bruits de fond sont détaillées. Ensuite, le calcul des efficacités et les modèles d'ajustements des données sont exposés. Pour finir, le résultat est énoncé et les étapes d'évaluation des systématiques sont formulées en détail.

3.1 Données

3.1.1 Données réelles

Cette étude a été effectuée avec les données du run 1 de LHCb. Elles correspondent à une luminosité intégrée de $0.98\,\text{fb}^{-1}$ prise en 2011 à une énergie au centre de masse de $7\,\text{TeV}$ ($0.42\,\text{fb}^{-1}$ pour la polarité de l'aimant en Up et $0.56\,\text{fb}^{-1}$ pour la polarité Down) et à $1.99\,\text{fb}^{-1}$ prise en 2012 à une énergie de $8\,\text{TeV}$ ($1.00\,\text{fb}^{-1}$ pour la polarité de l'aimant en Up et $0.99\,\text{fb}^{-1}$ pour la polarité Down). Toutes les données utilisées dans cette thèse proviennent d'événements où le détecteur LHCb était dans des conditions stables et totalement opérationnel.

3.1.2 Simulation Monte Carlo

Des événements Monte Carlo (MC) sont générés dans les mêmes conditions que le run 1 de LHCb et dans les mêmes proportions pour chaque années et polarités. Le mode $p\bar{p}$ est

simulé séparément des modes $4h$. Ces derniers ont été simulés sans être séparés, à l'aide du même fichier (voir Sec. 2.3.1). Le Tableau 3.1 donne le nombre d'événements générés pour chaque mode en fonction des conditions et des versions des algorithmes Pythia utilisés. La simulation basée sur Pythia 6 est utilisée pour l'optimisation de la présélection pour les modes $4h$ (voir Sec. 3.2.2), alors que celle basée sur Pythia8 est utilisée pour l'optimisation de la sélection (voir Sec. 3.2.3) et les calculs des efficacités (voir Sec. 3.4). Le rapport relatif entre le nombre d'événements simulés avec les conditions de 2011 et 2012 est identique à celui du rapport relatif entre la luminosité intégrée enregistrée par LHCb en 2011 et 2012.

Table 3.1: Échantillons de données MC utilisés. $B_s^0 \to \eta_c\phi$ est utilisé pour l'optimisation de la sélection et pour le calcul des efficacités avec $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$

Désintégration	Année	Polarité	Pythia	#événements
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	2011	Down	6	1 009 422
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	2011	Up	6	1 016 492
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	2011	Down	8	1 018 405
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	2011	Up	8	1 021 651
$B_s^0 \to J/\psi\,(4h)\phi(\to K^+K^-)$	2011	Down	8	1 009 983
$B_s^0 \to J/\psi\,(4h)\phi(\to K^+K^-)$	2011	Up	8	1 008 641
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	2012	Down	6	2 016 248
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	2012	Up	6	2 015 956
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	2012	Down	8	2 073 040
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	2012	Up	8	2 010 831
$B_s^0 \to J/\psi\,(4h)\phi(K^+K^-)$	2012	Down	8	2 010 349
$B_s^0 \to J/\psi\,(4h)\phi(K^+K^-)$	2012	Up	8	2 036 954
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	2011	Down	8	382925
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	2011	Up	8	381205
$B_s^0 \to J/\psi\,(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	2011	Down	8	129498
$B_s^0 \to J/\psi\,(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	2011	Up	8	129000
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	2012	Down	8	768297
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	2012	Up	8	764792
$B_s^0 \to J/\psi\,(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	2012	Down	8	259250
$B_s^0 \to J/\psi\,(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	2012	Up	8	258750

3.2 Sélection

La sélection est constituée de différentes étapes. Un système de déclenchement (Sec. 3.2.1) permet de faire un premier tri dans la multitude d'événements produit par le LHC. Ensuite, une partie majoritaire de bruit de fond est attendue dans la recombinaison aléatoire des traces, ce que l'on appelle bruit de fond combinatoire. Ainsi, une présélection (Sec. 3.2.2) est appliquée pour supprimer au maximum ce bruit de fond combinatoire. Cela permet

d'optimiser une sélection hors ligne (Sec. 3.2.3) sur un échantillon de donnée réduit. Pour finir, la dernière section (3.3) présente l'étude sur des candidats physiques, pouvant être confondus avec le signal, et des candidats pouvant être dupliqués.

3.2.1 Système de déclenchement

Le nombre important de collision au LHC ne permet pas de pouvoir enregistrer tous les événements. Un systeme de déclenchement est donc nécessaire afin de pouvoir selectionner les événements intéressants, en particulier ceux contenant un hadron beau. Ce système est très similaire pour les quatre états finaux $p\bar{p}$ et $4h$.

Le niveau zéro (L0) peut se déclencher lorsqu'un hadron de signal possède une impulsion transverse supérieur à $5.0\,\mathrm{GeV}/c$. Le L0 peut aussi utiliser l'autre hadron beau de l'événement, notamment via le système de déclenchement muonique s'il se désintègre de façon semileptonique. Le déclenchement logiciel de premier niveau (HLT1) requiert une trace avec une impulsion transverse superieure à $1000\,\mathrm{MeV}/c$. Au deuxième niveau (HLT2), l'intégralité de l'information du détecteur est utilisée et le candidat B doit passer une sélection topologique basée sur une désintégration en 2,3 ou 4 corps. Pour le cas des modes $4h$, il faut également passer une sélection spécifique au méson ϕ. Ce méson possède une faible largeur de désintégration et les kaons provenant de sa désintégration sont facilement identifiables. Cette sélection spécifique dans le cas du mode $p\bar{p}$ ne change pas l'efficacité de sélection du signal ni l'efficacité de rejet du bruit de fond et n'est donc pas appliquée.

3.2.2 Présélection

Accéder et travailler directement avec les données brutes de LHCb est trop lourd en terme de stockage et de temps d'analyse. Afin de réduire considérablement le bruit de fond combinatoire et permettre de travailler sur des échantillons raisonnables, une présélection est optimisée en deux étapes : des coupures directement appliquées aux candidats, puis, dans le cas des modes $4h$, une analyse multi-variée est développée en utilisant le logiciel TMVA [73]. Le mode $p\bar{p}$ possédant moins de bruit de fond combinatoire, de simple coupures appliquées aux candidats suffisent pour la présélection.

Les candidats des désintégrations $B_s^0 \to p\bar{p}K^+K^-$ ($B_s^0 \to 4hK^+K^-$) doivent avoir quatre (six) traces de haute impulsion transverse, et de bonne qualité, provenant d'un vertex déplacé par rapport au vertex primaire. Les critères d'identifications des particules doivent être cohérent avec les types de hadrons dans l'état final. Le cosinus de l'angle entre l'impulsion du méson B_s^0 et la direction du vecteur produit à partir du vertex d'origine et du vertex de désintégration du B_s^0 (DIRA) doit être le plus proche possible de 1. Les coupures de présélection sont résumées dans le Tableau 3.2 pour le mode $p\bar{p}$ et dans le Tableau 3.3 pour les modes $4h$. La variable IP χ^2 est le χ^2 du paramètre d'impact de la trace par rapport au vertex considéré. Les variables "PID x" et "PROBNN x" sont des variables d'identifications de particule avec "PID x" = Prob(PID π)−Prob(PID x) et "PROBNN x" la probabilité d'être identifiée comme une particule x. DOCA représente la distance de plus petite approche entre deux traces. Pour finir, DLS est la distance

parcourue par le candidat avant de se désintégrer.

Table 3.2: Coupures de présélection sur les événements conservés pour le mode $p\bar{p}$.

Variable	Coupure
Kaons	
p_{T} [MeV/c]	$>$ 300
$\sqrt{IP\ \chi^2}$	$>$ 4.0
TRACK χ^2/ndf	$<$ 3.0
p [MeV/c]	$>$ 1500
TRACK GhostProb	$<$ 0.35
PROBNNk	$>$ 0.05
Protons	
p_{T} [MeV/c]	$>$ 300
$\sqrt{IP\ \chi^2}$	$>$ 2.0
TRACK χ^2/ndf	$<$ 3.0
p [MeV/c]	$>$ 1500
TRACK GhostProb	$<$ 0.35
PROBNNp	$>$ 0.05
sur la combinaison $p\bar{p}$	
$M_{p\bar{p}}$ [MeV/c^2]	$<$ 4700
$\sum p_{\mathrm{T}}$ [MeV/c]	$>$ 750
$\sum p$ [GeV/c]	$>$ 7.0
Minimum p_{T} [MeV/c]	$>$ 400
Minimum p [GeV/c]	$>$ 4.0
PROBNNp $\times$ PROBNN$\bar{\mathrm{p}}$	$>$ 0.05
DOCA χ^2	$<$ 20
sur la combinaison $p\bar{p}K$	
$M_{p\bar{p}K}$ [MeV/c^2]	$<$ 5600
DOCA χ^2	$<$ 20
candidat B_s^0	
Fenêtre de masse [GeV/c]	[5.0; 5.6]
Maximum DOCA [mm]	$<$ 0.3
DOCA χ^2	
entre deux particules filles	$<$ 20
DIRA	$>$ 0.9999
vertex χ^2/ndf	$<$ 30
$\sum p_{\mathrm{T}}$ des particules filles [MeV/c]	$>$ 3000
p_{T} [MeV/c]	$>$ 1000
distance minimum de la trajectoire des particules	
à partir du vertex primaire [mm]	$<$ 0.2
Fenêtre de masse après l'ajustement [MeV/c^2]	[5.05; 5.55]
Nombre de longue traces	$<$ 200

Table 3.3: Coupures de présélection sur les événements conservés pour les modes $4h$.

Variable	Coupure
Hadrons de la combinaison $4h$	
p_T [MeV/c]	$>$ 250.0
IP χ^2	$>$ 4.0
ProbNNk (candidats K)	$>$ 0.13
ProbNNpi (candidats π)	$>$ 0.2
TRACK χ^2/ndf	$<$ 3.0
TRACK GhostProb	$<$ 0.4
sur la combinaison $4h$	
DOCA χ^2	$<$ 20.0
Σ p_T (K^+, K^-, π^+, π^-) [MeV/c]	$>$ 2500.0
Σ IP χ^2 (K^+, K^-, π^+, π^-)	$>$ 30.0
IP χ^2	$>$ 2.0
$\lvert m_{4h} - 3000.0 \rvert$ [MeV/c^2]	$<$ 200.0
vertex χ^2/ndf	$<$ 9.0
Kaons de la combinaison K^+K^-	
p_T	$>$ 500.0
IP χ^2	$>$ 4.0
PIDK	$>$ 0.0
sur la combinaison K^+K^-	
p_T [MeV/c]	$>$ 800.0
DOCA χ^2	$<$ 30.0
IP χ^2	$>$ 2.0
$\lvert m_{K^+K^-} - m_\phi \rvert$ [MeV/c^2]	$<$ 30.0
vertex χ^2	$<$ 9.0
sur la combinaison $4hK^+K^-$	
$\lvert m_{4hK^+K^-} - m_{B_s^0} \rvert$ [MeV/c^2]	$<$ 500.0
DIRA	$>$ 0.99
vertex χ^2/ndf	$<$ 25.0
DLS	$>$ 0.0

Dans le cas des modes $4h$, un arbre de décision boosté (BDT) [74] est ajouté. Il s'agit d'une méthode qui utilise les corrélations entre des variables pour optimiser la séparation signal/bruit de fond. Cette séparation appliquée à la présélection permet de réduire de manière significative la bande passante. Les événements de signal MC $B_s^0 \to \eta_c(K^+K^-\pi^+\pi^-)\phi(K^+K^-)$ et les événements de bruit de fond $K^+K^-\pi^+\pi^-K^+K^-$ sont divisés en deux échantillons de taille égales, un pour l'entraînement et l'autre pour tester les performances de ce BDT. Les événements de bruit de fond sont pris dans les données tels que $m_{KK\pi\pi KK} > 5\,600\,\mathrm{MeV}/c^2$.

Au total, 23 variables ont été utilisées pour le BDT de la présélection :

- La distance de vol du méson B_s^0 (FDS),
- DIRA,
- Le χ^2 du vertex des mésons B_s^0, η_c et ϕ,
- Le logarithme de l'impulsion transverse des mésons η_c et ϕ et toutes les particules K et π ($\log(p_T)$),
- La racine carré du χ^2 du paramètre d'impact des mésons B_s^0, η_c et ϕ et de toutes les particules K et π ($\sqrt{IP\ \chi^2}$),
- La somme des χ^2 des paramètres d'impacts des particules provenant du méson η_c ($\sum IP\ \chi^2$).

L'appendice B montre les distributions des 23 variables utilisées pour entraîner l'arbre de décision boosté et le Tableau 3.4 le rang et l'importance de chacune de ces 23 variables.

La Fig. 3.1 montre l'efficacité de rejet du bruit de fond en fonction du taux de signal pour deux méthodes d'analyses multi-variées, BDT et BDTG, où BDTG utilise un gradient pour construire la variable de séparation entre le signal et le bruit de fond. Le BDT présente de meilleur performance et est donc utilisé pour cette analyse.

La Fig. 3.2 montre la distribution du signal et du bruit de fond en fonction de la réponse du BDT pour les échantillons d'entraînement et les échantillons de test. Le test de Kolmogorov-Smirnov est supérieur à 0.01 pour le signal et le bruit de fond, ainsi les performances de ces deux types d'échantillons sont similaires. Cela montre qu'il n'y a pas eu de sur-entraînement et le BDT ne s'est alors pas construit sur des fluctuations statistiques.

Le même BDT $B_s^0 \to \eta_c(KK\pi\pi)\phi(K^+K^-)$ est utilisé pour sélectionner $B_s^0 \to \eta_c(\pi\pi\pi\pi)\phi(K^+K^-)$ et $B_s^0 \to \eta_c(KKKK)\phi(K^+K^-)$. En effet, l'état final pour ces modes $4h$ est constitué de six hadrons peu énergétiques. Comme le pion est plus léger que le kaon, son impulsion transverse est plus élevée en moyenne. Ainsi, le canal $B_s^0 \to \eta_c(\pi\pi\pi\pi)\phi(K^+K^-)$ sera plus facilement catégorisé comme signal. En revanche, l'inverse se produit pour le canal $B_s^0 \to \eta_c(KKKK)\phi(K^+K^-)$, mais comme ce n'est pas un mode dominant, la perte de candidat n'est pas significative pour l'étude. La coupure sur la réponse du BDT est prise arbitrairement à zéro pour réduire au maximum le bruit

Table 3.4: Rang des variables du BDT de la présélection pour les trois modes $4h$. L'importance des variables est obtenue à l'aide de leur fréquence d'utilisation dans l'arbre de décision et l'efficacité de la séparation engendré par celles-ci.

Rang	Mère	Particule	Variable	Importance (%)
1	-	B_s^0	DIRA	8.549
2	-	B_s^0	$\sqrt{IP\ \chi^2}$	8.206
3	-	η_c	$\log(p_T)$	7.773
4	-	ϕ	$\log(p_T)$	6.085
5	-	B_s^0	FDS	5.679
6	-	η_c	vertex χ^2	5.429
7	-	η_c	$\sum IP\ \chi^2$	4.604
8	η_c	K^-	$\log(p_T)$	4.441
9	-	ϕ	$\sqrt{IP\ \chi^2}$	4.369
10	ϕ	K^+	$\log(p_T)$	4.343
11	-	ϕ	vertex χ^2	4.256
12	η_c	π^-	$\log(p_T)$	4.208
13	η_c	K^+	$\log(p_T)$	4.150
14	ϕ	K^-	$\log(p_T)$	4.060
15	η_c	π^+	$\log(p_T)$	3.722
16	η_c	π^+	$\sqrt{IP\ \chi^2}$	3.354
17	η_c	π^-	$\sqrt{IP\ \chi^2}$	3.332
18	ϕ	K^+	$\sqrt{IP\ \chi^2}$	3.070
19	-	η_c	$\sqrt{IP\ \chi^2}$	2.942
20	ϕ	K^-	$\sqrt{IP\ \chi^2}$	2.634
21	η_c	K^+	$\sqrt{IP\ \chi^2}$	2.541
22	η_c	K^-	$\sqrt{IP\ \chi^2}$	1.419
23	-	B_s^0	vertex χ^2	0.833

de fond combinatoire sans retirer trop de candidat de signal. Le taux de rejet du bruit de fond est supérieur à 99% alors que l'efficacité du signal est d'environ 95% pour les trois modes.

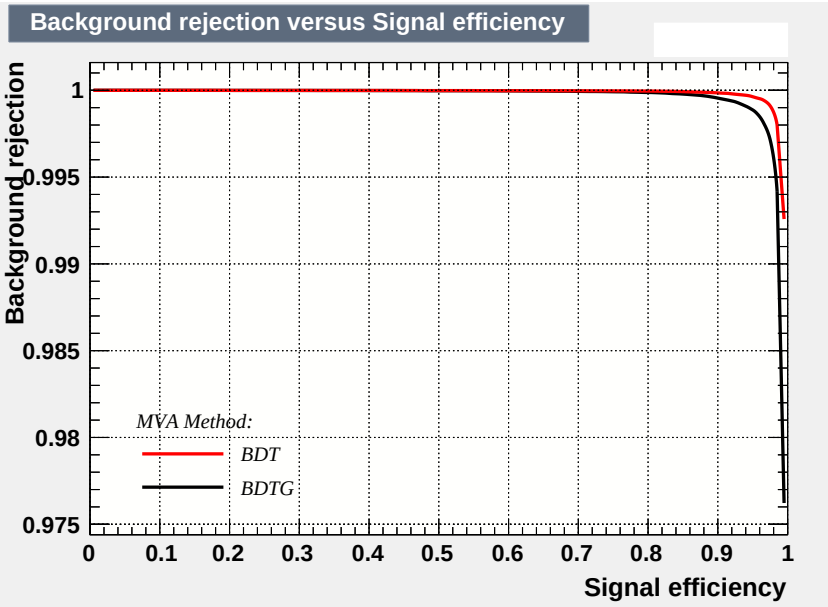

Figure 3.1: Rejet du bruit de fond en fonction de l'efficacité du signal pour les deux méthodes d'entraînement (BDT et BDTG) pour le mode $4h$.

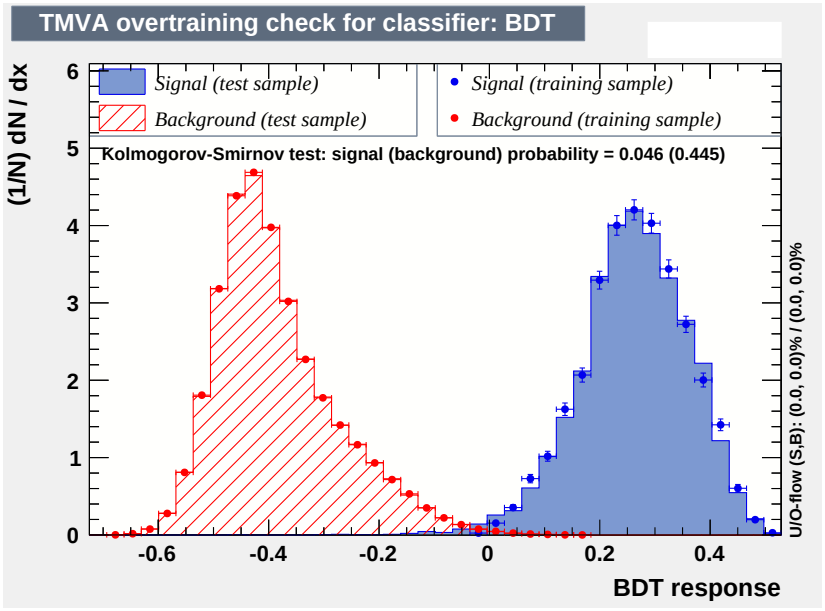

Figure 3.2: Distribution de la variable BDT et vérification du sur-entraînement pour les modes $4h$.

3.2.3 Sélection hors-ligne

La stratégie de sélection est la même pour les modes $p\bar{p}$ et $4h$. Elle consiste en deux étapes : un BDT, dont la coupure est choisie pour optimiser la pureté du signal, suivie de coupures sur les variables d'identifications. Les BDT sont entraînés individuellement pour chaque années et chaque modes afin d'optimiser la suppression de bruit de fond combinatoire. Les BDT pour chaque modes sont entraînés de la même manière que le BDT de la présélection. Le faible nombre d'événements MC du mode $B_s^0 \to \eta_c(KKKK)\phi(K^+K^-)$ ne permet pas d'entraîner un BDT correctement. Ainsi, le BDT du mode $B_s^0 \to \eta_c(KK\pi\pi)\phi(K^+K^-)$ est entraîné sur des événements $KK\pi\pi$ et appliqué sur les événements $KK\pi\pi$ et $KKKK$. Les coupures sur la réponse du BDT et sur les variables d'identification sont optimisées en maximisant le facteur de qualité (FoM) définie comme $\mathrm{S}/\sqrt{\mathrm{S}+\mathrm{B}}$. Le nombre de signal S et le nombre d'événements de bruit de fond B sont extrait d'un ajustement sur les échantillons de données dans la fenêtre de masse $m_{(4h,p\bar{p})KK} \in [5\,200;\, 5\,550]\,\mathrm{MeV}/c^2$. Pour cela, le signal est modélisé par une Gaussienne et le bruit de fond par une exponentielle.

3.2.3.1 Variables pour les modes en quatre hadrons ($4h$)

Au total, 12 variables ont été utilisées pour optimiser la sélection du BDT pour les modes $4h$:

- Le χ^2 du vertex de désintégration des mésons B_s^0, η_c et ϕ (ENDVERTEX),
- L'impulsion transverse des mésons B_s^0 et ϕ et la valeur minimum de celle des particules filles du η_c (Min_p_T),
- La distance de vol du méson B_s^0 et η_c (FD),
- Le cosinus de l'angle entre l'impulsion du méson B_s^0 la direction du vecteur produit à partir du vertex d'origine et du vertex de désintégration du B_s^0 (DIRA),
- Le paramètre d'impact du méson η_c et la valeur maximum de celle des particules filles du η_c (Max_IP),
- La valeur maximum de la qualité des traces des particules filles du η_c (Max_TRACK).

Le Tableau 3.5 montre le rang des 12 variables utilisées, pour le cas $2K2\pi$ 2012.

3.2.3.2 Variables pour le mode $p\bar{p}$

Au total, 14 variables ont été utilisées pour optimiser la sélection du BDT pour le mode $p\bar{p}$:

- Le logarithme de la distance de vol du méson B_s^0 log(FDS),
- Le logarithme du χ^2 du paramètre d'impact du méson B_s^0 et de toutes les particules K et p $\log(IP\ \chi^2)$,

Table 3.5: Rang des variables du BDT de la sélection pour le cas du mode $2K2\pi$ 2012.

Rang	Mère	Particule	Variable	Importance (%)
1	-	B_s^0	ENDVERTEX(χ^2/ndf)	10.61
2	B_s^0	K/π	Log_Max_IP χ^2	10.37
3	B_s^0	K/π	Log_Min_p_T	9.899
4	-	η_c	ENDVERTEX(χ^2/ndf)	9.657
5	B_s^0	K/π	Max_TRACK_χ^2/ndf	9.643
6	-	ϕ	Log_p_T	9.521
7	-	B_s^0	Log_p_T	9.229
8	-	ϕ	ENDVERTEX(χ^2/ndf)	8.527
9	-	B_s^0	FD_OWNPV	6.474
10	-	η_c	FD_ORIVX	6.190
11	-	B_s^0	DIRA_OWNPV	4.976
12	-	η_c	IP χ^2_OWNPV	4.899

- Le χ^2 du vertex du méson B_s^0,
- Le maximum de la distance de plus petite approche entre deux traces filles de l'état final (DOCA),
- Variable de pointage : $\frac{P \sin\theta}{P \sin\theta + \sum_i P_{T,i}}$ où P est la somme des impulsions des quatre particules de l'état final, θ est l'angle DIRA et $\sum_i P_{T,i}$ la somme des impulsions transverses des particules filles,
- Le logarithme du cosinus de l'angle entre l'impulsion du méson B_s^0 la direction du vecteur produit à partir du vertex d'origine et du vertex de désintégration du B_s^0 $\log(1 - \text{DIRA})$,
- Le logarithme de l'impulsion transverse des particules filles ($\log(p_\text{T})$).

Le Tableau 3.6 montre le rang des 14 variables utilisées pour entraîner l'arbre de décision boosté.

Table 3.6: Rang des variables du BDT de la sélection pour les trois modes $p\bar{p}$.

Rang	Mère	Particule	Variable	Importance (%)
1	ϕ	K^+	$\log(p_{\mathrm{T}})$	15.22
2	ϕ	K^-	$\log(p_{\mathrm{T}})$	12.92
3	ϕ	K^+	$\log(\mathrm{IP}\ \chi^2)$	9.804
4	-	B_s^0	vertex χ^2/ndf	7.917
5	ϕ	K^-	$\log(\mathrm{IP}\ \chi^2)$	7.259
6	η_c	p	$\log(p_{\mathrm{T}})$	6.747
7	-	B_s^0	$\log(\mathrm{IP}\ \chi^2)$	6.111
8	η_c	$\bar{p}$	$\log(\mathrm{IP}\ \chi^2)$	5.975
9	η_c	$\bar{p}$	$\log(p_{\mathrm{T}})$	5.943
10	-	B_s^0	log(1-DIRA)	5.881
11	-	$B_s^0/p/K$	Pointing	5.793
12	η_c	p	$\log(\mathrm{IP}\ \chi^2)$	5.349
13	B_s^0	p/K	Maximum DOCA	2.572
14	-	B_s^0	log(FDS)	2.501

3.2.3.3 Sélection finale

La Fig. 3.3 montre les distributions de la variable BDT pour le signal et le bruit de fond. Les coupures optimales utilisées sur la réponse du BDT sont données dans le Tableau 3.7 et les coupures sur l'identification des particules après la procédure d'optimisation sont données dans le Tableau 3.8. La Figure 3.4 montre un exemple d'optimisation de ces coupures pour le cas de la coupure sur la réponse du BDT 4π 2012. Comme décrit dans la Sec. 3.3.2, après l'application de toutes les coupures, des événements de bruit de fond provenant des désintégrations $B_s^0 \to D_s^+ X$ peuvent encore intervenir. Une grande partie de ces événements est supprimée grâce à un véto appliqué aux candidats dont la masse invariante de la combinaison d'un méson ϕ et d'un pion est dans une fenêtre de masse de $\pm$ 17 MeV/c^2 autour de la masse nominale du D_s^+.

Table 3.7: Coupure sur la réponse du BDT utilisée pour la sélection hors-ligne pour les différents modes et pour les différentes années.

Mode : Année	coupure (BDT)
$B_s^0 \to \eta_c(KK\pi\pi)\phi(K^+K^-)$: 2011	> 0.26
$B_s^0 \to \eta_c(KK\pi\pi)\phi(K^+K^-)$: 2012	> 0.14
$B_s^0 \to \eta_c(\pi\pi\pi\pi)\phi(K^+K^-)$: 2011	> 0.22
$B_s^0 \to \eta_c(\pi\pi\pi\pi)\phi(K^+K^-)$: 2012	> 0.18
$B_s^0 \to \eta_c(KKKK)\phi(K^+K^-)$: 2011	> 0.22
$B_s^0 \to \eta_c(KKKK)\phi(K^+K^-)$: 2012	> 0.14
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$: 2011	> 0.01
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$: 2012	> 0.01

Table 3.8: Coupure sur les variables d'identification des particules utilisée pour la sélection hors-ligne pour les différents modes.

Mode	coupure
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	π : ProbNNpi$>$ 0.225 et ProbNNK$<$ 0.6
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	K provenant du ϕ : ProbNNK$>$ 0.1 et ProbNNpi$<$ 0.7
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	K provenant du η_c ou J/ψ : ProbNNK$>$ 0.13
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	p : ProbNNp$>$ 0.225
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	K : ProbNNK$>$ 0.15

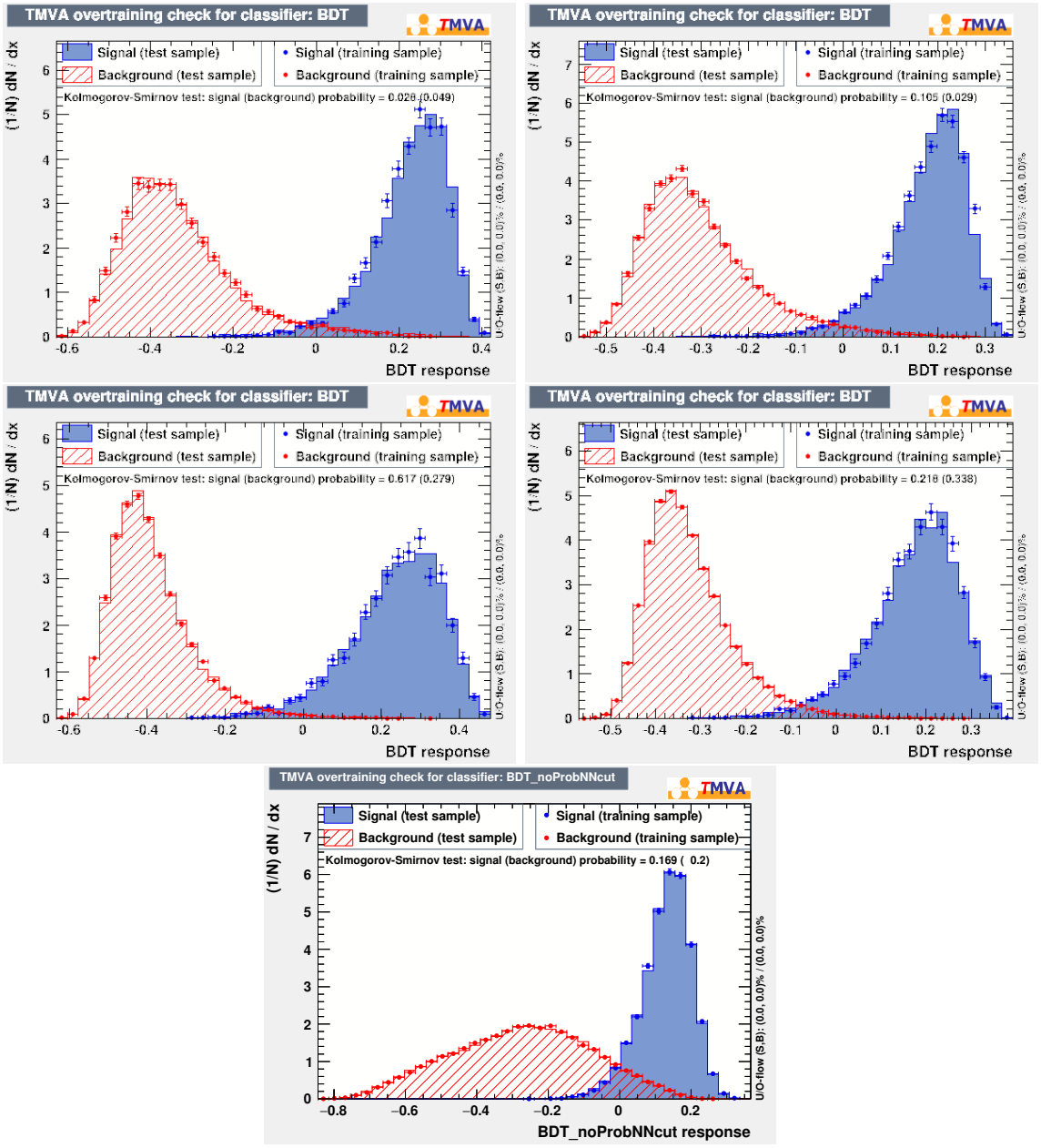

Figure 3.3: Distribution de la variable BDT et vérification du sur-entraînement pour les données $KK\pi\pi$ 2011 (haut gauche) et $KK\pi\pi$ 2012 (haut droite), $\pi\pi\pi\pi$ 2011 (milieu gauche) et $\pi\pi\pi\pi$ 2012 (milieu droite) et $p\bar{p}$ (bas).

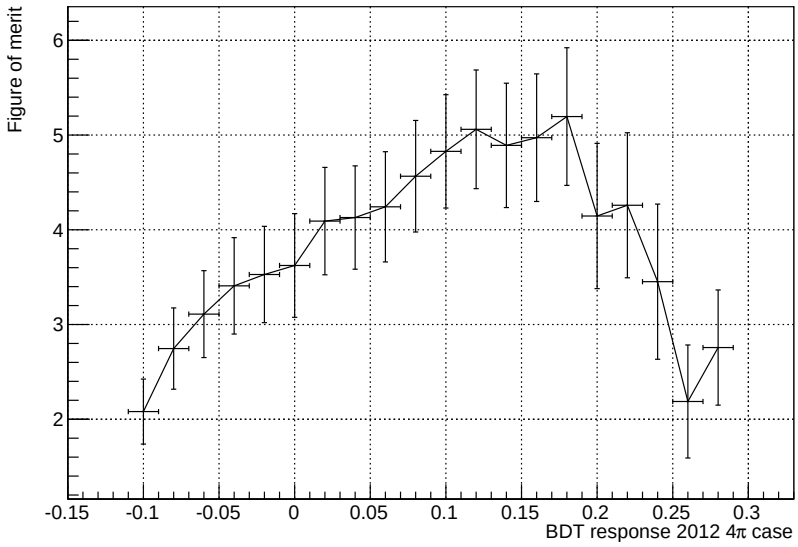

Figure 3.4: $F = S/\sqrt{S+B}$ en fonction de la coupure sur la réponse du BDT 4π 2012.

3.3 Études des bruits de fond

Outre le bruit de fond combinatoire, des bruits de fond d'origine physique, c'est-à-dire pour lesquels les particules de l'état final viennent du même hadron, peuvent apparaître. Les trois canaux suivant sont ici étudiés : $\Lambda_b^0 \to \eta_c p K$ (Sec. 3.3.1), $B_s^0 \to D_{(s)} X$ (Sec. 3.3.2) et $B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$ (Sec. 3.3.3).

3.3.1 $\Lambda_b^0 \to \eta_c p K$

L'un des bruit de fond physique possible peut venir du cas où un proton est identifié comme un kaon. Le canal correspondant est $\Lambda_b^0 \to \eta_c p K$ pour lequels les échantillons de données simulées sont données dans le Tableau 3.9. La contribution relative de ce canal peut s'estimer avec la formule :

$$\frac{\mathrm{N}_{\Lambda_b^0}}{\mathrm{N}_{B_s^0}} = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \eta_c p K)}{\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c \phi)\mathcal{B}(\phi \to K^+K^-)} \times \frac{\varepsilon_{\Lambda_b^0}}{\varepsilon_{B_s^0}} \times \frac{f_{\Lambda_b^0}}{f_{B_s^0}}\,, \tag{3.1}$$

où $f_{\Lambda_b^0}$ et $f_{B_s^0}$ sont les fractions de production de Λ_b^0 et B_s^0 dans LHCb. $\varepsilon_{\Lambda_b^0}$ et $\varepsilon_{B_s^0}$ sont les efficacités de détection estimées avec les échantillons de données simulées. Comme $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \eta_c p K^-)$ et $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c \phi)$ sont inconnus, le rapport entre les deux est estimé avec $\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to J/\psi\, p K)}{\mathcal{B}(B_s^0 \to J/\psi\, \phi)} \sim 0.28$ [40].

Table 3.9: Échantillons de données MC utilisés pour estimer la contribution du bruit de fond $\Lambda_b^0 \to \eta_c p K^-$.

Désintégration	Année	Polarité	Pythia	#événements
$\Lambda_b^0 \to \eta_c(4h) p K^-$	2011	Down	8	393 398
$\Lambda_b^0 \to \eta_c(4h) p K^-$	2011	Up	8	399 054
$\Lambda_b^0 \to \eta_c(4h) p K^-$	2012	Down	8	797 810
$\Lambda_b^0 \to \eta_c(4h) p K^-$	2012	Up	8	769 658
$\Lambda_b^0 \to \eta_c(p\bar{p}) p K^-$	2011	Down	8	144 759
$\Lambda_b^0 \to \eta_c(p\bar{p}) p K^-$	2011	Up	8	151 237
$\Lambda_b^0 \to \eta_c(p\bar{p}) p K^-$	2012	Down	8	277 647
$\Lambda_b^0 \to \eta_c(p\bar{p}) p K^-$	2012	Up	8	276 932

Pour le mode $p\bar{p}$, toute la chaîne de sélection, décrite dans la Sec. 3.2, est appliquée hormis celle sur l'identification des particules. Dans la fenêtre de masse invariante $m_{p\bar{p}K^+K^-} \in [5.2; 5.6]\,\mathrm{GeV}/c^2$ et $m_{K^+K^-} \in [0.99; 1.05]\,\mathrm{GeV}/c^2$, environ 100 candidats sont sélectionnés sur l'ensemble des événements de départ. Cela donne un rapport d'efficacité $\varepsilon_{\Lambda_b^0}/\varepsilon_{B_s^0}$ de 2×10^{-4}.

Pour le mode $4h$, seul le système de déclenchement et la présélection sont appliqués. Aucun événement n'apparaît dans la fenêtre de masse invariante $m_{4hK^+K^-} \in [5.2; 5.5]\,\mathrm{GeV}/c^2$.

Appliquée aux événements $B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi$, 24 977 sont sélectionnés. En utilisant l'Eq. (3.1), la contribution de Λ_b^0 doit être inférieure à 10^{-4} fois celle du B_s^0.

En prenant en compte l'estimation des rapports de branchement et le fait que la sélection sur l'identification d'un kaon en proton n'est pas appliquée, ce bruit de fond physique peut être négligé.

3.3.2 $B_s^0 \to D_{(s)}X$

Le méson B_s^0 se désintègre principalement à travers les canaux $B_s^0 \to D_{(s)}X$, où X représente n'importe quel combinaison de particules. Ainsi, dans le cas des désintégrations $B_s^0 \to (4h)\phi$, un nombre non négligeable d'événements peut provenir de ces désintégrations. En effet, le même état final avec 6 hadrons chargés peut être obtenu en passant par un méson $D_{(s)}$ qui se désintègre en $K^+K^-\pi$. Plusieurs canaux contribuent à ce bruit de fond et leurs études sont résumées dans cette section.

3.3.2.1 Rapport de branchement $B_s^0 \to D_{(s)}X$

La Table 3.10 donne les rapports de branchement des modes de désintégration du B_s^0, pertinent pour l'analyse, avec un $D_{(s)}$ dans l'état final. La Table 3.11 donne les rapports de branchement des modes $D_{(s)}$ correspondant aux bruits de fond physique de cette étude. Comme un méson ϕ, reconstruit en deux kaons, est requis dans l'état final, seul les modes avec deux kaons provenant du même méson sont considérés. Les rapports de branchement correspondant sont donnés dans la Tab 3.12. Ainsi, les modes $B_s^0 \to D_s^-(\to K^+K^-\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ et $B_s^0 \to D_s^+(\to K^+K^-\pi^-)D_s^-(\to K^+K^-\pi^-)$ sont ceux qui contribuent le plus au bruit de fond, les autres modes étant négligés.

Table 3.10: Rapports de branchement des modes de bruits de fond B_s^0 incluant au moins un méson D [40].

Mode	$\mathcal{B}$
$B_s^0 \to D_s^-\pi^+\pi^-\pi^+$	$(6.3 \pm 1.1)\times10^{-3}$
$B_s^0 \to D_s^+D_s^-$	$(4.4 \pm 0.5)\times10^{-3}$
$B_s^0 \to \overline{D^0}K^-\pi^+$	$(9.9 \pm 1.5)\times10^{-4}$
$B_s^0 \to D_s^-K^+\pi^+\pi^-$	$(3.3 \pm 0.7)\times10^{-4}$
$B_s^0 \to D_s^-D^+$	$(2.8 \pm 0.5)\times10^{-4}$
$B_s^0 \to D^+D^-$	$(2.2 \pm 0.6)\times10^{-4}$
$B_s^0 \to D^0\overline{D^0}$	$(1.9 \pm 0.5)\times10^{-4}$

Table 3.11: Rapports de branchement des modes D dans les états finaux $3h$ et $4h$ [40].

Mode	$\mathcal{B}$
$D_s^+ \to K^+K^-\pi^+$	$(\ 5.45 \pm 0.17)\times10^{-2}$
$D_s^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$	$(\ 1.09 \pm 0.05)\times10^{-2}$
$D_s^+ \to K^+\pi^+\pi^-$	$(\ 6.6 \ \pm 0.4 \ )\times10^{-3}$
$D_s^+ \to K^+K^-K^+$	$(\ 2.18 \pm 0.21)\times10^{-4}$
$D^+ \to K^+K^-\pi^+$	$(\ 9.96 \pm 0.26)\times10^{-3}$
$D^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$	$(\ 3.29 \pm 0.20)\times10^{-3}$
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	$(\ 8.07 \pm 0.23)\times10^{-2}$
$D^0 \to K^-\pi^+$	$(\ 3.93 \pm 0.04)\times10^{-2}$
$D^0 \to K^+K^-K^-\pi^+$	$(\ 2.21 \pm 0.32)\times10^{-4}$
$D^0 \to K^+\pi^-$	$(13.99 \pm 0.27)\times10^{-5}$

Table 3.12: Rapports de branchement de $B_s^0 \to D_{(s)}X$ pour les états finaux $K^+K^-\pi^+\pi^-K^+K^-$, $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-K^+K^-$ ou $K^+K^-K^+K^-K^+K^-$ [40].

Mode	$\mathcal{B}$
$B_s^0 \to D_s^-(\to K^+K^-\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$	$(\ 3.4 \pm 0.6)\times10^{-4}$
$B_s^0 \to D_s^+(\to K^+K^-\pi^+)D_s^-(\to K^+K^-\pi^-)$	$(13.1 \pm 1.6)\times10^{-6}$
$B_s^0 \to D_s^+(\to K^+K^-\pi^+)D_s^-(\to \pi^+\pi^-\pi^-)$	$(26.1 \pm 3.3)\times10^{-7}$
$B_s^0 \to D_s^+(\to K^+\pi^+\pi^-)D_s^-(\to K^+K^-K^-)$	$(\ 6.3 \pm 1.0)\times10^{-9}$
$B_s^0 \to D_s^+(\to K^+K^-K^+)D_s^-(\to K^+K^-K^-)$	$(\ 2.1 \pm 0.4)\times10^{-10}$
$B_s^0 \to \overline{D^0}(\to K^+K^+K^-\pi^-)K^-\pi^+$	$(\ 2.2 \pm 0.5)\times10^{-7}$
$B_s^0 \to D_s^-(\to K^+K^-K^-)K^+\pi^+\pi^-$	$(\ 7.2 \pm 1.7)\times10^{-8}$
$B_s^0 \to D_s^-(\to K^+K^-\pi^-)D^+(\to K^+K^-\pi^+)$	$(15.2 \pm 2.8)\times10^{-8}$
$B_s^0 \to D_s^-(\to K^+K^-\pi^-)D^+(\to \pi^+\pi^-\pi^+)$	$(\ 5.0 \pm 1.0)\times10^{-8}$
$B_s^0 \to D^+(\to K^+K^-\pi^+)D^-(\to K^+K^-\pi^-)$	$(\ 2.2 \pm 0.6)\times10^{-8}$
$B_s^0 \to D^+(\to K^+K^-\pi^+)D^-(\to \pi^+\pi^-\pi^-)$	$(\ 7.2 \pm 2.0)\times10^{-9}$
$B_s^0 \to D^0(\to K^+K^-K^-\pi^+)\overline{D^0}(\to K^+\pi^-)$	$(\ 1.7 \pm 0.5)\times10^{-9}$

3.3.2.2 Distributions des masses invariantes dans $B_s^0 \to D_s^+ D_s^-$

Les informations sur les échantillons MC utilisés sont reportés dans le Tableau 3.13. Les canaux correspondant sont $B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)D_s^\mp(\to KK\pi)$ et $B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)D_s^\mp(\to \pi\pi\pi)$. Le canal $B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)\pi\pi\pi$ doit présenter les mêmes distributions de masses invariantes $4h$, $6h$ et KK que le canal $B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)D_s^\mp(\to \pi\pi\pi)$ et est donc étudié à l'aide de ce dernier.

- m_{4h}

La Figure 3.5 montre la distribution des masses invariantes $4h$ de événements MC $B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)D_s^\mp(\to KK\pi)$ et $B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)D_s^\mp(\to \pi\pi\pi)$. La sélection étant optimisée cinématiquement pour des résonances dont le temps de vie est bien inférieur à celui des $D_s^\pm$, le nombre d'événements MC, après application de toute la sélection, est limité. Dans un premier temps, les figures montrent la distribution après application de la présélection afin de voir la tendance de la distribution. Dans un second temps, les figures montrent la distribution après application de toute la sélection pour confirmer cette tendance.

Ces distributions sont ajustées avec une fonction exponentielle dont le paramètre ajusté est compatible avec zéro dans chaque cas. Ainsi, toute contribution de la part de ces événements est incluse dans la catégorie $4h$ non-résonant explicitée dans la Sec. 3.5.2.

Table 3.13: Échantillons de données MC utilisés pour estimer la contribution du bruit de fond $B_s^0 \to D_s^- X$.

Désintégration	Année	Polarité	Pythia	#événements
$B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)D_s^\mp(\to KK\pi)$	2012	Down	8	377 200
$B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)D_s^\mp(\to KK\pi)$	2012	Up	8	379 999
$B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)D_s^\mp(\to \pi\pi\pi)$	2012	Down	8	388 399
$B_s^0 \to D_s^\pm(\to KK\pi)D_s^\mp(\to \pi\pi\pi)$	2012	Up	8	382 798

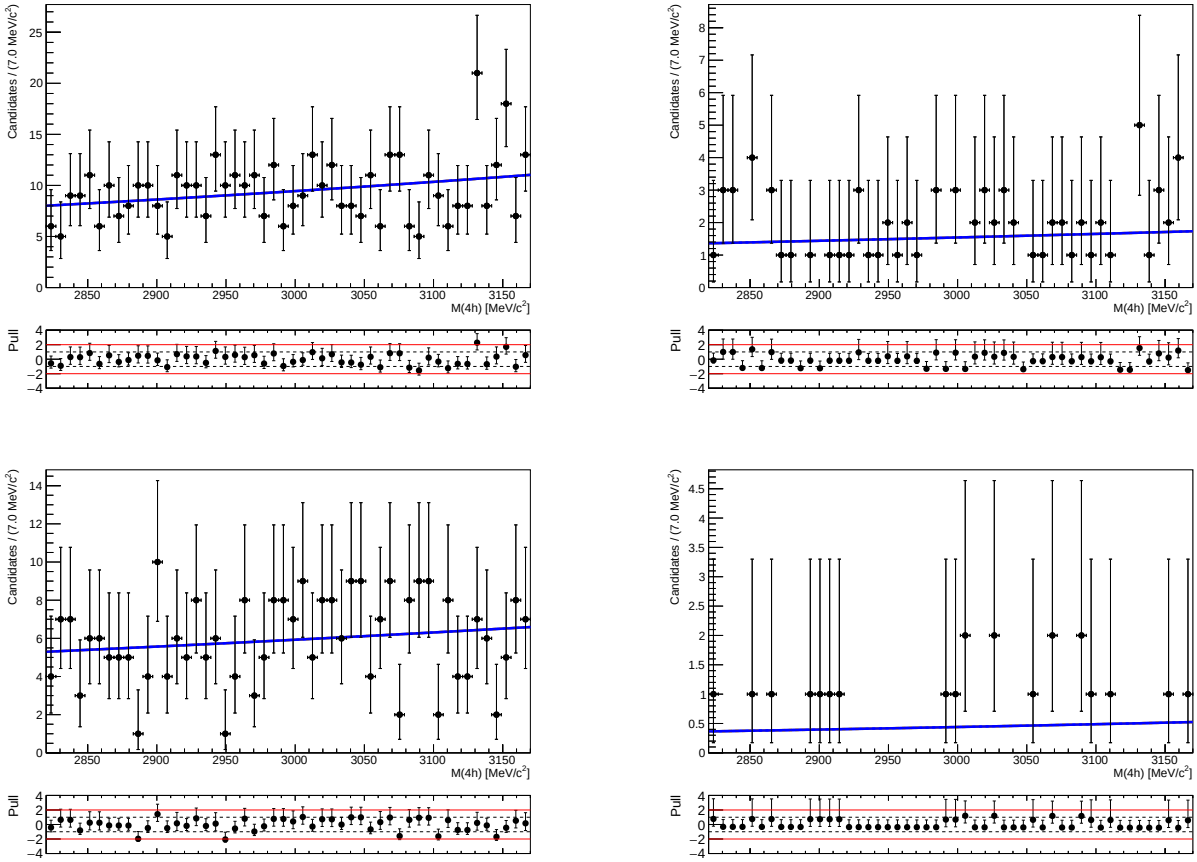

Figure 3.5: Distribution m_{4h} à partir des données MC : $B_s^0 \to D_s^{\pm}(\to KK\pi)D_s^{\mp}(\to KK\pi)$ après application de la présélection (haut gauche) et après application de toute la sélection (haut droite), $B_s^0 \to D_s^{\pm}(\to KK\pi)D_s^{\mp}(\to \pi\pi\pi)$ après application de la présélection (bas gauche) et après application de toute la sélection (bas droite). Les *pull*, définis dans la Sec. 3.7.3, sont inclus pour chaque distribution ajustée.

- m_{4hKK} et m_{KK}

La Figure 3.6 montre les distributions des masses invariantes de $4hKK$ et KK obtenues à partir des échantillons MC de $B_s^0 \to D_s^{\pm}(\to KK\pi)D_s^{\mp}(\to KK\pi)$ et $B_s^0 \to D_s^{\pm}(\to KK\pi)D_s^{\mp}(\to \pi\pi\pi)$ (Tab 3.13). Comme la taille des échantillons MC est limitée, seule la présélection est appliquée pour les deux échantillons MC. En utilisant le même modèle d'ajustement que celui du signal (Sec 3.5), un ajustement est effectué en 2D ($m_{4hKK} \times m_{KK}$) sur les échantillons MC considérés. Comme prévu, ces bruits de fond ne peuvent pas être enlevés en se basant sur les distributions de masses invariantes $4hKK$ et KK.

Afin de réduire ces bruits de fond, plusieurs coupures sont testées sur les distributions de masses invariantes m_{3h} pour retirer la partie résonante dans les désintégrations $B_s^0 \to D_{(s)}X$.

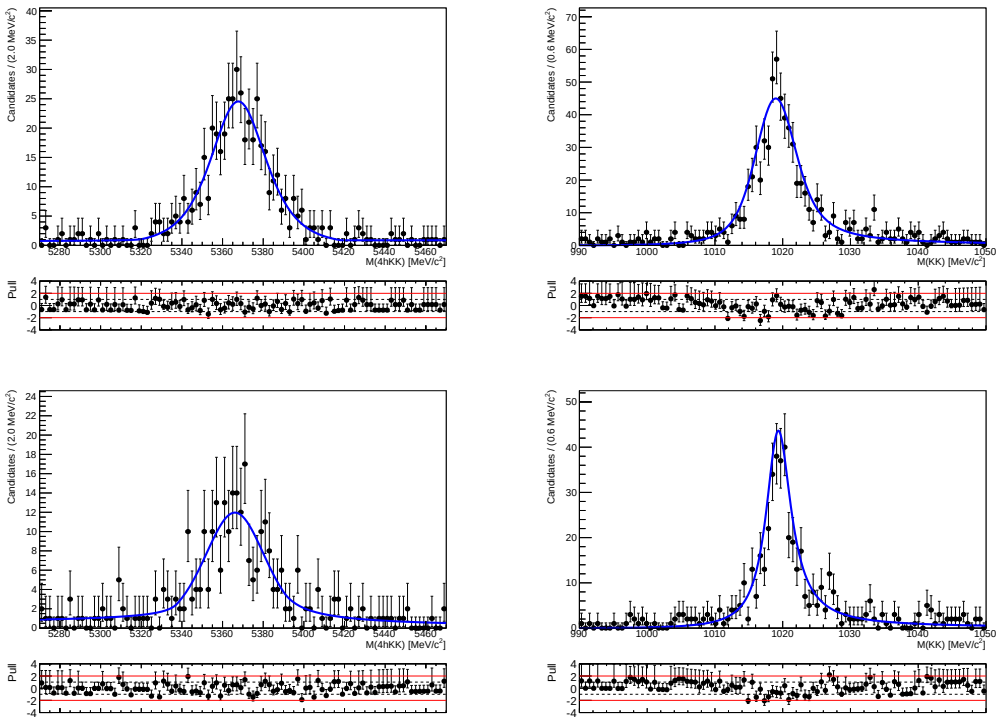

Figure 3.6: Projection de l'ajustement des données MC : $B_s^0 \to D_s^{\pm}(\to KK\pi)D_s^{\mp}(\to KK\pi)$ sur m_{4hKK} (haut gauche) et m_{KK} (haut droite), $B_s^0 \to D_s^{\pm}(\to KK\pi)D_s^{\mp}(\to \pi\pi\pi)$ sur m_{4hKK} (bas gauche) et m_{KK} (bas droite). Les *pull* sont inclus pour chaque projection. Les points représentent les données et la courbe représente l'ajustement de la PDF (Hypatia pour le B_s^0 et Breit-Wigner Relativiste pour m_ϕ).

3.3.2.3 Coupures sur les modes $B_s^0 \to D_{(s)}X$

Pour réduire le nombre d'événement de bruit de fond $B_s^0 \to D_{(s)}X$, des coupures sur la masse invariante m_{3h} avec les poids correspondants aux événements $B_s^0 \to 4h\phi$ (voir Sec. 3.5.1) sont optimisées. L'optimisation est développée sur des échantillons de données correspondant aux états finaux $B_s^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\phi$ et $B_s^0 \to K^+K^-\pi^+\pi^-\phi$. Dans les deux cas, la masse invariante $3h$ est définie comme la combinaison du méson ϕ avec un des pions. En effet, retirer les événements $D_s(\to \phi(\to K^+K^-)\pi)$ permet de supprimer les modes dominants $B_s^0 \to D_s^-(\to K^+K^-\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$ et $B_s^0 \to D_s^+(\to K^+K^-\pi^-)D_s^-(\to K^+K^-\pi^-)$.

Pour une coupure donnée sur m_{3h}, un ajustement sur m_{4h} est effectué sur les données en utilisant le modèle décrit dans la Sec. 3.5.2. À partir de ces résultats, le facteur de qualité $\mathrm{F} = \mathrm{S}/\sqrt{\mathrm{S}+\mathrm{B}}$ est optimisé, où S est le nombre d'événements $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ ajusté par une Hypatia et B le nombre d'événement de bruit de fond de tout type ajusté par une exponentielle. La Figure 3.7 montre F en fonction de la fenêtre de rejet (symétrique) autour de la masse nominale du méson D_s. À partir de ces résultats et avec l'objectif de retirer un maximum d'événement de bruit de fond sans toucher au signal, les événements dans la fenêtre $|m_{\phi\pi} - m_{D_s}| < 17\,\mathrm{MeV}$ sont retirés.

La Figure 3.8 montre la distribution, sur les données, de $m_{\phi\pi}$ avant application de la coupure. Cette coupure permet de retirer l'ensemble des événements $B_s^0 \to D_{(s)}X$ et a une efficacité de $99 \pm 12\%$ sur le signal (J/ψ) et un rejet du bruit de fond de tout type de $54 \pm 9\%$.

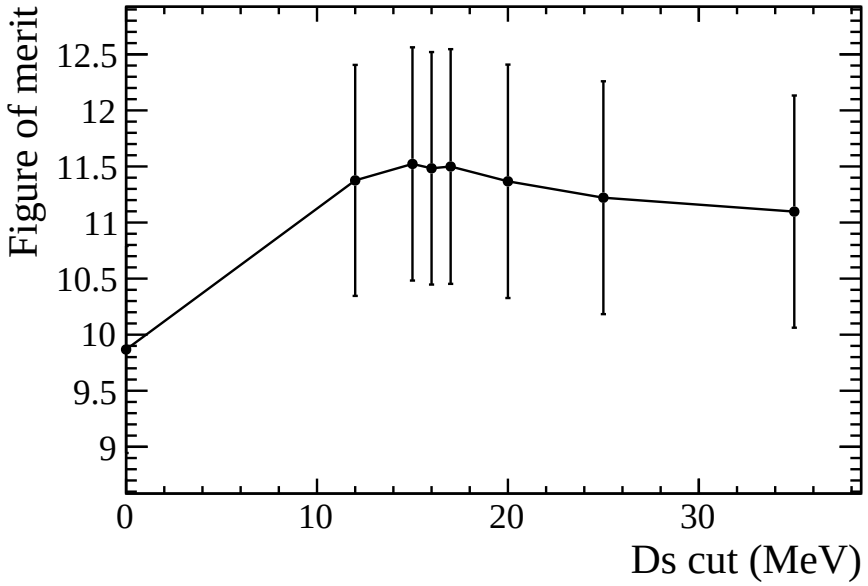

Figure 3.7: $\mathrm{F} = \mathrm{S}/\sqrt{\mathrm{S}+\mathrm{B}}$ en fonction de la largeur de la fenêtre $|m_{\phi\pi} - m_{D_{(s)}}|$. Les symboles sont définis dans le texte.

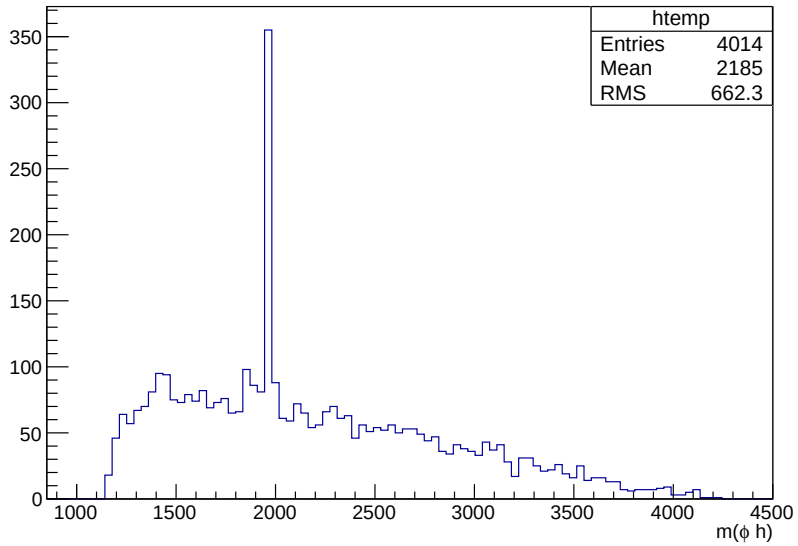

Figure 3.8: Distribution, sur l'échantillon de données, de la masse invariante $m_{\phi\pi}$ pour observer la contribution du méson D_s avant application de la coupure $|m_{\phi\pi} - m_{D_s}| < 17\,\text{MeV}$.

3.3.3 $B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$

De même que pour $\Lambda_b^0 \to \eta_c pK$, un pion peut être identifié comme un kaon lors de la désintégration $B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$. Les informations sur les échantillons MC utilisés pour ce canal sont reportés dans le Tableau 3.14.

Table 3.14: Échantillons de données MC utilisés pour estimer la contribution du bruit de fond $B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$.

Désintégration	Année	Polarité	Pythia	#événements
$B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$	2011	Down	8	127 609
$B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$	2011	Up	8	134 698
$B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$	2012	Down	8	265 383
$B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$	2012	Up	8	260 393

Après l'application de toute la sélection, la distribution des événements dans la masse invariante $p\bar{p}K^+K^-$ est paramétrée par une Crystal Ball avec deux queues asymétriques (voir Appendice C). La Figure 3.9 montre le résultat de l'ajustement. Ces événements sont pris en compte dans le modèle d'ajustement en 2D présenté dans la section 3.5.1.

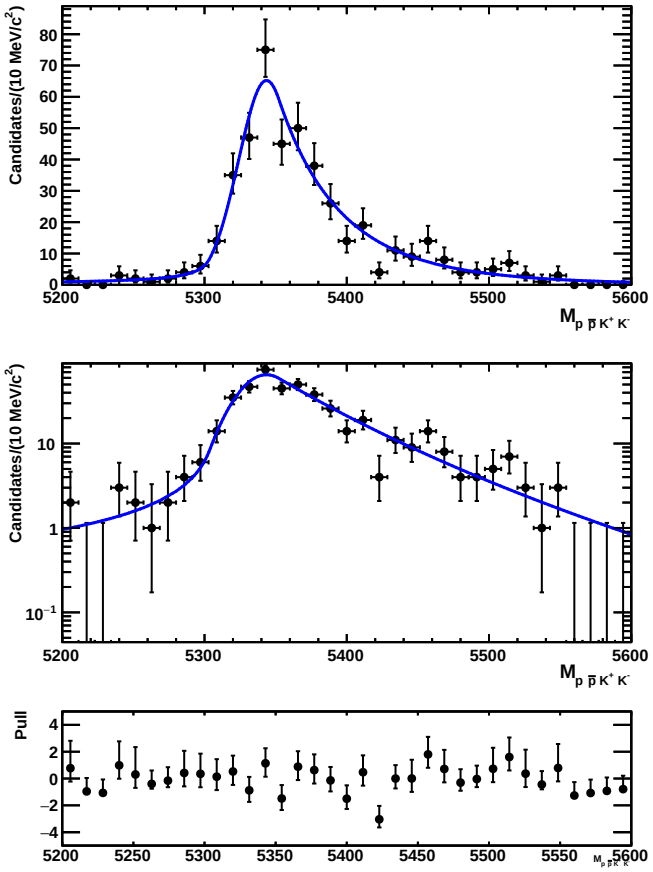

Figure 3.9: Distribution dans la masse invariante $p\bar{p}K^+K^-$ des événements MC $B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$ paramétrés par une Crystal Ball avec deux queues asymétriques (haut), avec une échelle logarithmique pour le nombre de candidats (milieu) avec le *pull* (bas).

3.3.4 Multiplicité de candidat $B_s^0 \to \eta_c\phi$

Les rapports de branchement attendus des désintégrations $B_s^0 \to \eta_c\phi$ et $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ sont faibles par rapport aux modes de désintégration principaux (comme $B_s^0 \to D_s^- X$). De plus, l'hadronisation du quark b en méson B_s^0 n'est que de 10 % environ. Ainsi, dans un seul événement il est peu probable d'avoir deux candidats réels $B_s^0 \to \eta_c\phi$ ou $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$. Si un événement contient plusieurs candidats il est alors probable que cela provienne d'une mauvaise reconstruction ou d'un événement de bruit de fond.

Toute la sélection est appliquée sur les échantillons dans la fenêtre de masse $M_{(p\bar{p},4h)KK} \in [5\,200;\ 5\,550]\,\mathrm{MeV}/c^2$, $M_{KK} \in [950;\ 1\,050]\,\mathrm{MeV}/c^2$ et $M_{p\bar{p},4h} \in [2820, 3170]\,\mathrm{MeV}/c^2$.

Dans le cas de la reconstruction du méson η_c en $p\bar{p}$, aucun candidat multiple n'est présent. Dans le cas $4h$, la proportion de candidats multiples est montrée dans le Tableau 3.15. Pour retirer les candidats multiples, la méthode nominale consiste à choisir le candidat avec le meilleur χ^2 du vertex du méson B_s^0. Une autre méthode consiste à conserver le candidat avec la meilleure valeur de BDT. La Figure 3.10 montre la distribution de la masse invariante des candidats retirés avec ces deux méthodes différentes. La distribution des masses, suivant la méthode utilisée, est similaire dans les deux cas et n'affecte donc pas le résultat final.

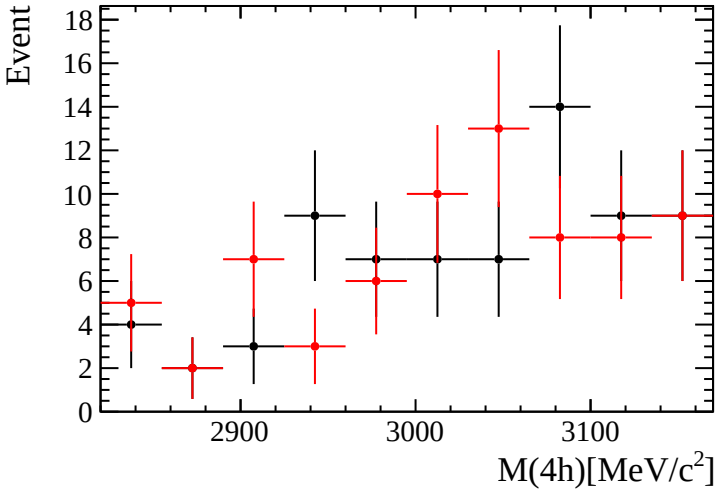

Figure 3.10: Masse invariante $4h$ des candidats multiples retirés par la méthode choisissant le meilleur candidat à partir du χ^2 du vertex du B_s^0 (rouge) et de la meilleure valeur du BDT (noire).

Table 3.15: Proportion de candidats multiples dans les données pour les modes $4h$.

# candidats	2713
# candidats par événement	
1	2573
2	68
3	0
4	1
# événements	2642

3.4 Facteurs correctifs au rapport de branchement

Dans l'expression du rapport de branchement $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$, donnée dans l'Eq. 1.44, l'efficacité totale peut être factorisée comme :

$$\varepsilon_{m,y,p,r} = \varepsilon^{\text{geo}}_{m,y,p,r} \times \varepsilon^{\text{reco+sel}}_{m,y,p,r} \times \varepsilon^{\text{PID}}_{m,y,p,r} \times F^{\text{lifetime}}_{\text{corr}} ,$$

où m est le mode de désintégration considéré ($KK\pi\pi$, $\pi\pi\pi\pi$ ou $KKKK$, $p\bar{p}$), y représente l'année d'acquisition des données (2011 ou 2012), p est la polarisation de l'aimant (Up ou Down) et r la résonance considérée (η_c ou J/ψ). ε^{geo}, $\varepsilon^{\text{reco+sel}}$, ε^{PID} et $F^{\text{lifetime}}_{\text{corr}}$ sont respectivement l'efficacité géométrique, de reconstruction et sélection, d'identification des particules et le facteur correctif du temps de vie (Sec. 3.4.4).

Afin de calculer le rapport dans l'Eq. 1.44 pour chaque mode, la proportion relative de la luminosité entre la polarité et les années d'acquisitions, $l_{y,p}$, est utilisée (voir 3.1.1). L'efficacité totale pour une résonance s'exprime comme :

$$\varepsilon_{m,r} = \frac{\sum_{y,p} l_{y,p} \times \varepsilon_{m,y,p,r}}{\sum_{y,p} l_{y,p}} . \tag{3.2}$$

3.4.1 Efficacités géométriques

L'efficacité géométrique représente la proportion d'événement de signal produit dans les collisions proton-proton qui se désintègrent dans l'acceptance du détecteur LHCb. Ces efficacités sont égales à :

$$(\varepsilon_{B_s^0 \to X\phi})_{\text{geo}} = \frac{\mathcal{N}(\text{événements MC générés dans l'acceptance de LHCb})}{\mathcal{N}(\text{événements MC générés})} , \tag{3.3}$$

où X désigne J/ψ ou η_c. Les efficacités pour les échantillons des différents états finaux utilisant les conditions 2011 et 2012 sont rapportées dans le Tableau 3.16. Les efficacités moyennes et le rapport entre les efficacités $\varepsilon^{\text{geo}}_{J/\psi}/\varepsilon^{\text{geo}}_{\eta_c}$ pour les différents modes sont rapportés dans le Tableau 3.17.

Table 3.16: Efficacités géométriques pour les différents échantillons.

Désintégration	Polarité	$\langle\varepsilon_{\text{gen}}\rangle$ 2011	$\langle\varepsilon_{\text{gen}}\rangle$ 2012
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	Up	0.1600 ± 0.0005	0.1613 ± 0.0006
$B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-)$	Down	0.1601 ± 0.0005	0.1619 ± 0.0006
$B_s^0 \to J/\psi\,(4h)\phi(K^+K^-)$	Up	0.1605 ± 0.0005	0.1629 ± 0.0006
$B_s^0 \to J/\psi\,(4h)\phi(K^+K^-)$	Down	0.1615 ± 0.0005	0.1632 ± 0.0006
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	Up	0.1970 ± 0.0008	0.2000 ± 0.0008
$B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	Down	0.1985 ± 0.0008	0.1995 ± 0.0008
$B_s^0 \to J/\psi\,(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	Up	0.1972 ± 0.0010	0.1986 ± 0.0010
$B_s^0 \to J/\psi\,(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$	Down	0.1974 ± 0.001	0.2007 ± 0.0010

Table 3.17: Moyenne des efficacités géométriques. Les trois modes $4h$ ont la même efficacité géométrique.

Observable	Valeur
$\varepsilon(B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi(K^+K^-))$	0.16109 ± 0.00031
$\varepsilon(B_s^0 \to J/\psi\,(4h)\phi(K^+K^-))$	0.16240 ± 0.00031
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert_{4h}^{\text{geo}}$	1.0081 ± 0.0027
$\varepsilon(B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-))$	0.1991 ± 0.0007
$\varepsilon(B_s^0 \to J/\psi\,(p\bar{p})\phi(K^+K^-))$	0.1989 ± 0.0009
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert_{p\bar{p}}^{\text{geo}}$	0.9987 ± 0.0056

3.4.2 Efficacités de reconstruction et de sélection

Les efficacités de reconstructions et de sélections sont évaluées en utilisant les échantillons simulés $B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p}, 4h)\phi(K^+K^-)$ et $B_s^0 \to J/\psi\,(p\bar{p}, 4h)\phi(K^+K^-)$. Ces valeurs n'incluent pas les sélections sur l'identification des particules qui seront évalués avec un échantillon de données de contrôle (voir 3.4.3).

Toutes ces efficacités pour les différents modes sont résumées dans le Tableau 3.18 tandis que les rapports d'efficacités sont donnés dans le Tableau 3.19.

Table 3.18: Efficacités de reconstructions et sélections, en %, estimées avec les événements MC.

Mode	$B_s^0 \to \eta_c\phi$		$B_s^0 \to J/\psi\,\phi$	
	Mag Down	Mag Up	Mag Down	Mag Up
2011 $2K2\pi$	0.345 ± 0.008	0.333 ± 0.007	0.340 ± 0.007	0.330 ± 0.007
2012 $2K2\pi$	0.601 ± 0.007	0.591 ± 0.007	0.612 ± 0.007	0.594 ± 0.007
2011 4π	0.517 ± 0.012	0.514 ± 0.012	0.530 ± 0.013	0.531 ± 0.013
2012 4π	0.418 ± 0.007	0.424 ± 0.008	0.430 ± 0.008	0.437 ± 0.008
2011 $4K$	0.73 ± 0.04	0.632 ± 0.034	0.590 ± 0.029	0.571 ± 0.029
2012 $4K$	0.748 ± 0.026	0.685 ± 0.025	0.697 ± 0.022	0.674 ± 0.022
2011 $p\bar{p}$	5.11 ± 0.04	5.00 ± 0.04	5.00 ± 0.06	5.10 ± 0.06
2012 $p\bar{p}$	4.685 ± 0.024	4.607 ± 0.024	4.63 ± 0.04	4.68 ± 0.04

3.4.3 Efficacité d'identification des particules

En ce qui concerne les variables d'identifications des particules, leurs distributions sur les données simulées et les données collectées par LHCb présentent des différences. En effet, la simulation de la réponse des détecteurs RICH est plus délicate à obtenir et les efficacités des coupures d'identifications des particules ne peuvent pas être directement calculées à partir des données MC. Le logiciel PIDCalib [72] (voir Sec. 2.3.3) est alors utilisé pour évaluer ces efficacités. Il utilise pour cela des données réelles du canal de contrôle

Table 3.19: Rapports des efficacités de reconstructions et sélections ($\frac{\epsilon_{J/\psi}}{\epsilon_{\eta_c}}^{\text{reco+sel}}$) estimés avec les événements MC.

	Moyenne
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{reco+sel}}_{2K2\pi}$	1.006 ± 0.010
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{reco+sel}}_{4\pi}$	1.029 ± 0.015
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{reco+sel}}_{4K}$	0.923 ± 0.026
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{reco+sel}}_{p\bar{p}}$	0.999 ± 0.006

$D^{*\pm} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^\pm$ pour les kaons et les pions, et du canal de contrôle $\Lambda^0 \to p\pi^-$ pour les protons, afin de corriger les variables d'identifications des données simulées et estimer les efficacités. Pour cela, il utilise uniquement des variables de sélections cinématiques et topologiques comme l'impulsion transverse, la pseudo-rapidité et le nombre de traces dans un événement. Les distributions du canal de contrôle sont alors séparées suivant différentes classes (bins) pour chacune de ces variables et sont ensuite comparées aux données simulées afin d'être corrigées à l'aide de poids.

Les différentes efficacités pour chaque état final sont données dans le Tableau 3.20 et les rapports d'efficacités correspondants dans le Tableau 3.21. La différence entre les incertitudes des modes $4h$ et $p\bar{p}$ provient du fait que l'estimation des incertitudes pour ce dernier n'ait pas été effectuée. En effet, pour estimer les incertitudes, le logiciel PIDCalib utilise un script qui recalcule les incertitudes statistiques en prenant en compte la taille de l'échantillon MC. Ce script a été jugé non conforme par la collaboration LHCb au moment de l'analyse. Les incertitudes relatives obtenues à l'aide de PIDCalib étant de l'ordre de 0.2%, l'étude a été menée avec des incertitudes relatives de 10% pour tester la sensibilité du résultat. Les incertitudes sur les efficacités restent négligeables sur l'incertitude totale.

Table 3.20: Efficacités d'identifications des particules, en %, estimées avec les échantillons de contrôles.

Mode	$B^0_s \to \eta_c\phi$		$B^0_s \to J/\psi\,\phi$	
	Mag Down	Mag Up	Mag Down	Mag Up
2011 $2K2\pi$	86.18 ± 0.17	86.46 ± 0.17	86.52 ± 0.16	86.32 ± 0.17
2012 $2K2\pi$	86.50 ± 0.09	85.43 ± 0.10	86.33 ± 0.09	85.54 ± 0.10
2011 4π	80.95 ± 0.18	80.79 ± 0.18	80.96 ± 0.20	80.93 ± 0.19
2012 4π	81.55 ± 0.14	80.67 ± 0.14	81.31 ± 0.16	80.33 ± 0.16
2011 $4K$	91.2 ± 0.4	91.5 ± 0.4	91.39 ± 0.34	91.3 ± 0.4
2012 $4K$	90.89 ± 0.27	90.21 ± 0.32	91.41 ± 0.23	90.02 ± 0.27
2011 $p\bar{p}$	54.065 ± 0.005	53.852 ± 0.004	54.478 ± 0.009	54.163 ± 0.008
2012 $p\bar{p}$	57.476 ± 0.008	60.997 ± 0.017	57.809 ± 0.029	61.008 ± 0.015

Table 3.21: Rapports des efficacités d'identifications des particules ($\frac{\varepsilon^{\rm PID}_{J/\psi}}{\varepsilon^{\rm PID}_{\eta_c}}$) estimées avec les échantillons de contrôles.

	Rapport d'efficacité : PID
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\rm PID}_{2K2\pi}$	1.0003 ± 0.0010
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\rm PID}_{4\pi}$	0.9979 ± 0.0015
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\rm PID}_{4K}$	1.0012 ± 0.0025
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\rm PID}_{p\bar{p}}$	1.0042 ± 0.0004

3.4.4 Facteurs correctifs du temps de vie

Les échantillons MC pour les désintégrations $B^0_s \to J/\psi\,\phi$ et $B^0_s \to \eta_c\phi$ ont été générés avec des anciennes valeur de temps de vie des mésons B^0_s ($\frac{1}{\Gamma_{\rm H}}$, $\frac{1}{\Gamma_{\rm L}}$). Ainsi un facteur correctif est calculé pour mettre en jeu ces temps de vie.

Table 3.22: Facteurs correctifs pour le temps de vie du B^0_s sur les différences données/MC.

Mode	$F^{\rm lifetime}_{\rm corr.}$
$2K2\pi$	1.032
4π	1.032
$4K$	1.033
$p\bar{p}$	1.036

Les facteurs correspondants sont données dans le Tableau 3.22 pour chaque état final. Le facteur correctif $F^{\rm lifetime}_{\rm corr} = F^{\rm lifetime}_{{\rm corr}\ J/\psi}/F^{\rm lifetime}_{{\rm corr}\ \eta_c}$ tient compte de la différence de temps de vie entre données et simulation. Pour chaque mode (J/ψ et η_c), ils sont définis comme :

$$F^{\rm lifetime}_{\rm corr} = \frac{\left(\frac{\sum_i^{N_{\rm tot}}\omega_i}{N_{\rm tot}}\right)_{\rm sel}}{\left(\frac{\sum_i^{N_{\rm tot}}\omega_i}{N_{\rm tot}}\right)_{\rm reco}}\,, \tag{3.4}$$

où la somme se fait sur tous les événements MC dans un mode donné et $N_{\rm tot}$ est le nombre total d'événements MC après l'étape de reconstruction (reco) ou sélection (sel) dans le même mode. Le poids (weight) ω_i est défini pour chaque candidat i comme

$$\omega_i = \frac{\frac{1}{\tau_{\rm HFLAV}}\exp\left(-t_i/\tau_{\rm HFLAV}\right)}{\frac{1}{\tau_{\rm MC}}\exp\left(-t_i/\tau_{\rm MC}\right)}\,. \tag{3.5}$$

Ici, t_i est la valeur du temps de désintégration du candidat i dans l'échantillon MC, alors que les temps de vies utilisés dans le calcul du facteur correctif sont indiqués dans le Tableau 3.23. Pour le mode $B^0_s \to \eta_c\phi$ (état CP-pair), $\tau_{B^0_s\to\eta_c\phi\ \rm HFLAV} = \tau_{B^0_{s\,\rm L}}$, c'est-à-dire le temps de vie CP-pair du B^0_s. Pour le mode $B^0_s \to J/\psi\,\phi$, $\tau_{\rm HFLAV}$ n'est pas le temps de vie du B^0_s mais le temps de vie effectif $\tau^{\rm single}_{B^0_s\to J/\psi\,\phi}$ obtenu par un ajustement d'une exponentielle sur les événements de données $B^0_s \to J/\psi\,\phi$.

Table 3.23: Temps de vie utilisé pour les poids des échantillons MC, en ps [32].

	HFLAV	MC
$\tau_{B_s^0\to\eta_c\phi}(\tau_{B_{s\,L}^0})$	1.417 ± 0.006	1.510
$\tau^{\text{single}}_{B_s^0\to J/\psi\,\phi}$	1.478 ± 0.012	1.463

3.4.5 Facteur correctif total

Finalement, pour chaque modes, le facteur correctif total est :

$$(\tfrac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{\eta_c}})^{2K2\pi}_{\text{tot}} = 1.047 \pm 0.011\,,$$

$$(\tfrac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{\eta_c}})^{4\pi}_{\text{tot}} = 1.068 \pm 0.016\,,$$

$$(\tfrac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{\eta_c}})^{4K}_{\text{tot}} = 0.962 \pm 0.028\,,$$

$$(\tfrac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{\eta_c}})^{p\bar{p}}_{\text{tot}} = 1.038 \pm 0.009\,.$$

Ces facteurs sont ceux directement utilisés dans l'expression de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ de l'Eq. 1.44.

3.5 Modèle d'ajustement des masses

Pour obtenir $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ il reste à mesurer le nombre d'événements correspondant aux désintégrations $B_s^0 \to \eta_c(4h, p\bar{p})\phi$ et celui correspondant aux désintégrations $B_s^0 \to J/\psi\,(4h, p\bar{p})\phi$. Les autres facteurs de l'Eq. 1.44 étant connus, $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ est directement déterminé à l'aide d'un ajustement sur les données en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance étendue exposée dans [40]. La fonction de vraisemblance est :

$$\mathcal{L}(\mathbf{N}, \vec{x}) = \frac{e^{-\sum_j N_j}}{n!} \prod_{l=1}^{n} \left(\sum_j N_j \mathcal{P}_j(m; \vec{x}) \right) , \tag{3.6}$$

où j représente une catégorie d'événement, N_j est le nombre d'événements correspondant à cette catégorie et $\mathbf{N}$ le vecteur de composante N_j, $\vec{x}$ est le vecteur formé par les paramètres ajustés autre que N_j, n est le nombre total de candidats, et $\mathcal{P}_j(m; \vec{x})$ est la fonction densité de probabilité utilisée pour ajuster la distribution de masse invariante m. Dans cette analyse, l'ajustement est effectué en deux étapes.

Premièrement, un ajustement en deux dimensions sur $m_{(4h,p\bar{p})K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$ est fait. Il permet de distinguer les composantes résonantes dans les dimensions $m_{(4h,p\bar{p})K^+K^-}$, pour les mésons B_s^0 et B^0, et $m_{K^+K^-}$ pour le méson ϕ. À partir de ces informations, des poids (*sweight*) correspondants aux événements $B_s^0 \to (4h, p\bar{p})\phi$ sont calculés (voir 3.5.1). En

utilisant ces poids, un ajustement simultané avec soustraction de bruit de fond (*sFit*) est effectué sur les quatre masses invariantes $m_{2K2\pi}, m_{4\pi}, m_{4K}, m_{p\bar{p}}$. Cela permet de mieux distinguer les événements de signal et du canal de normalisation, des événements "non résonants".

Dans le cas $p\bar{p}$, les événements de bruit de fond sont supposés être uniquement non résonants. Alors que dans le cas $4h$, deux catégories de bruit de fond sont considérées : du pur non résonant de spin 0 appelé S-*wave* et des contributions non résonantes dans la dimension $m_{4h,p\bar{p}}$ mais résonantes dans les autres dimensions. La somme de ces contributions est supposée avoir une distribution plate dans m_{4h}. Le pur non résonant est noté $(4h)_{\mathrm{NR}}$, et la somme de tous les autres bruits de fond est notée $(4h)_{\mathrm{bkg}}$. Afin de prendre en compte les interférences entre les événements η_c et S-*wave*, un modèle en amplitude est utilisé dans l'ajustement simultané pour $m_{2K2\pi}, m_{4\pi}, m_{4K}, m_{p\bar{p}}$. L'hypothèse de l'absence de composante de spin supérieur à 0 est discutée dans la Sec. 3.7.11.

L'ajustement en deux dimensions est effectué dans la fenêtre $m_{(4h,p\bar{p})KK} \in [5\,200;\, 5\,550]\,\mathrm{MeV}/c^2$ et $m_{KK} \in [950;\, 1\,050]\,\mathrm{MeV}/c^2$ et le modèle utilisé est décrit dans la Sec. 3.5.1. L'ajustement simultané est effectué dans la fenêtre $m_{(4h,p\bar{p})} \in [2820, 3170]\,\mathrm{MeV}/c^2$ autour des résonances η_c et J/ψ et le modèle en amplitude est décrit dans la Sec. 3.5.2.

3.5.1 Modèle d'ajustement bi-dimensionnel ($m_{4h,p\bar{p}K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$)

Plusieurs composantes sont attendues dans les deux spectres de masses $m_{4h,p\bar{p}K^+K^-}$ et $m_{K^+K^-}$. Le spectre $(4h, p\bar{p})K^+K^-$ est modélisé par la somme de :

- une Hypatia (voir Appendice C) pour chaque méson B_s^0 et B^0,
- une exponentielle pour le bruit de fond combinatoire,
- une double Crystal Ball, DCB, (voir Appendice C) pour le bruit de fond due à la mauvaise identification d'un pion avec un kaon dans la désintégration ($B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$).

Le spectre K^+K^- est modélisé par la somme de :

- une Breit-Wigner relativiste (RBW), avec la largeur indépendante de la masse, convoluée avec une Gaussienne pour décrire le méson ϕ dont les détails sont données dans l'Appendice C,
- une distribution linéaire (pol1) pour le bruit de fond combinatoire et les possibles composantes S-*wave*.

Ainsi, les trois composante dans $m_{4h,p\bar{p}K^+K^-}$ peuvent avoir une contribution K^+K^- résonante ou non résonante dans m_{KK}. En tenant compte du bruit de fond résonant $B^0 \to p\bar{p}K^+\pi^-$, la fonction de densité de probabilité totale, $\mathcal{P}_{\mathrm{tot}}(m_{(4h,p\bar{p})KK}, m_{KK}; \vec{x})$, s'exprime alors comme la somme de 7 fonctions, $\mathcal{P}_j(m_{(4h,p\bar{p})KK}, m_{KK}; \vec{x})$, résumées dans le Tableau 3.24, avec N_j le nombre d'événements associé, utilisé dans l'Eq. (3.6).

Table 3.24: Fonction de densité de probabilité des 7 catégories d'événements apparaîssant dans le modèle d'ajustement 2D, avec les nombres d'événements associés, utilisés dans l'Eq. (3.6).

N_j	$\mathcal{P}_j(m_{(4h,p\bar{p})KK}, m_{KK}; \vec{x})$
$N_{B_s^0\to(4h)KK}$	$\text{Hypatia}_{B_s^0}(m_{(4h,p\bar{p})KK}) \times \text{pol1}(m_{KK})$
$N_{B_s^0\to(4h)\phi}$	$\text{Hypatia}_{B_s^0}(m_{(4h,p\bar{p})KK}) \times \text{RBW}(m_{KK})$
$N_{B^0\to(4h)K^+K^-}$	$\text{Hypatia}_{B^0}(m_{(4h,p\bar{p})KK}) \times \text{pol1}(m_{KK})$
$N_{B^0\to(4h)\phi}$	$\text{Hypatia}_{B^0}(m_{(4h,p\bar{p})KK}) \times \text{RBW}(m_{KK})$
$N_{\text{comb.}\to(4h)KK}$	$\text{expo}(m_{(4h,p\bar{p})KK}) \times \text{pol1}(m_{KK})$
$N_{\text{comb.}\to(4\text{h})\phi}$	$\text{expo}(m_{(4h,p\bar{p})KK}) \times \text{RBW}(m_{KK})$
$N_{\text{mis-ID}_{p\bar{p}K\pi}}$	$\text{DCB}(m_{(p\bar{p})KK}) \times \text{pol1}(m_{KK})$
n	$\mathcal{P}_{\text{tot}}(m_{(4h,p\bar{p})KK}, m_{KK}; \vec{x})$

Les Figures 3.11 et 3.12 montrent les projections des ajustements de $m_{(4h,p\bar{p})KK}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(4h, p\bar{p})\phi$. Les résultats correspondants sont donnés dans le Tableau 3.25.

Table 3.25: Résultats de l'ajustement de la masse invariante $m_{(4h,p\bar{p})KK}$ avec les événements simulés $B_s^0 \to \eta_c\phi$. Les paramètres sont décrits dans l'Appendice C.

Paramètre	Mode			
	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
μ (MeV/c^2)	5367.83 ± 0.11	5367.66 ± 0.16	5367.91 ± 0.23	5368.0 ± 0.7
σ (MeV/c^2)	13.89 ± 0.26	14.66 ± 0.26	12.18 ± 0.35	13.40 ± 0.15
a	1.97 ± 0.11	1.85 ± 0.09	3.85 ± 0.23	2.10 ± 0.05
a_2	2.88 ± 0.18	3.00 ± 0.29	3.41 ± 0.59	2.52 ± 0.05
l	−3.65 ± 0.47	−5.34 ± 1.09	−2.93 ± 0.46	−3.53 ± 0.27
n	1.25 ± 0.21	1.24 ± 0.20	0.10 ± 0.23	1.33 ± 0.10
n_2	0.80 ± 0.25	0.96 ± 0.51	1.17 ± 1.04	0.85 ± 0.09
β	0.0			
ζ	1.0×10^{-4}			

Les Figures 3.13 et 3.14 montrent les projections des ajustements de m_{KK} à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(4h, p\bar{p})\phi$. Les résultats correspondants sont donnés dans le Tableau 3.26.

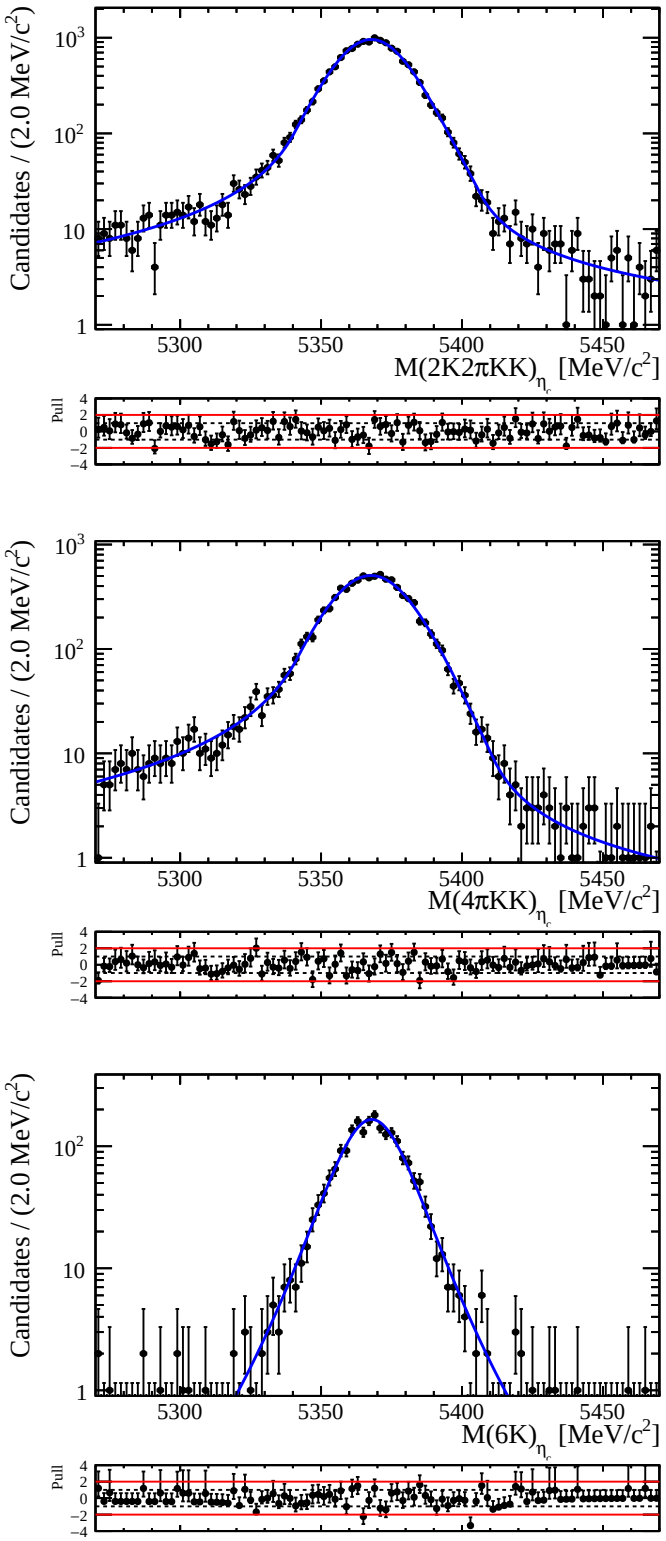

Figure 3.11: Projection de l'ajustement de $m_{(2K2\pi)KK}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(2K2\pi)\phi(K^+K^-)$ (haut), $B_s^0 \to \eta_c(4\pi)\phi(K^+K^-)$ (milieu) et $B_s^0 \to \eta_c(4K)\phi(K^+K^-)$ (bas). Les *pull* sont inclus pour chaque projection.

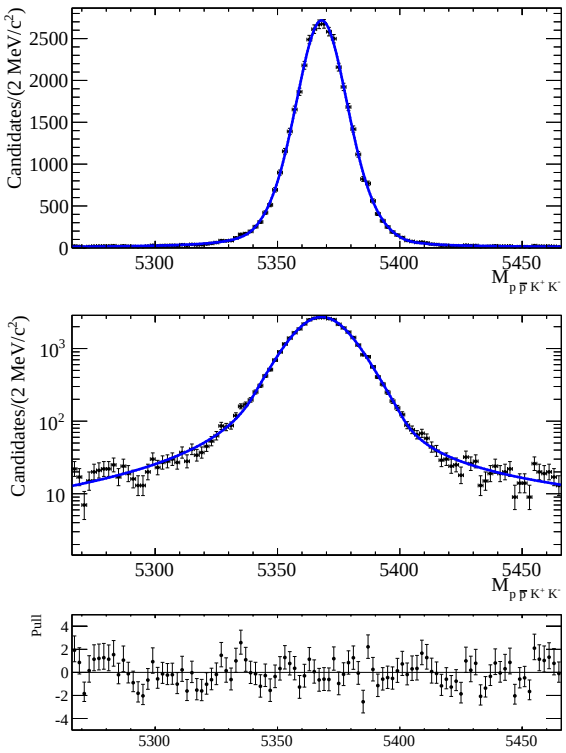

Figure 3.12: Projection de l'ajustement de $m_{(p\bar{p})KK}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$ (haut : échelle linaire; milieu : échelle logarithmique; bas : *pull*).

Table 3.26: Résultats de l'ajustement de la masse invariante m_{KK} avec les événements simulés $B_s^0 \to \eta_c\phi$..

Paramètre	Mode			
	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
m_0 (MeV/c^2)	1019.487 ± 0.027	1019.53 ± 0.04	1019.39 ± 0.07	1019.40 ± 0.16
Γ_0 (MeV/c^2)	4.26			
r ((MeV/c)$^{-1}$)	0.003			
$m_{K^\pm}$(MeV/c^2)	493.67			
spin J	1			
μ_{G} (MeV/c^2)	0.0			
σ_{G} (MeV/c^2)	0.94 ± 0.06	0.99 ± 0.07	0.86 ± 0.17	0.77 ± 0.04

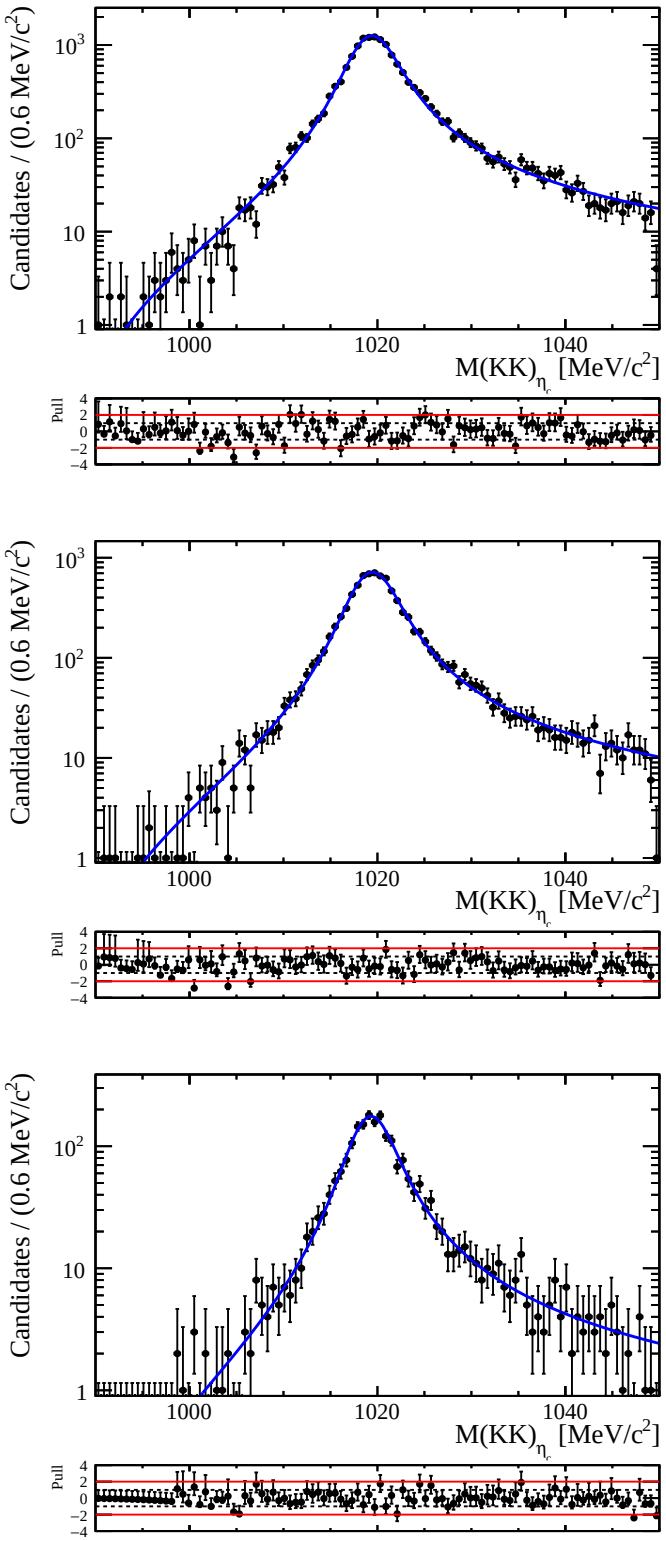

Figure 3.13: Projection de l'ajustement de $m_{K^+K^-}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(2K2\pi)\phi(K^+K^-)$ (haut), $B_s^0 \to \eta_c(4\pi)\phi(K^+K^-)$ (milieu) et $B_s^0 \to \eta_c(4K)\phi(K^+K^-)$ (bas). Les *pull* sont inclus pour chaque projection.

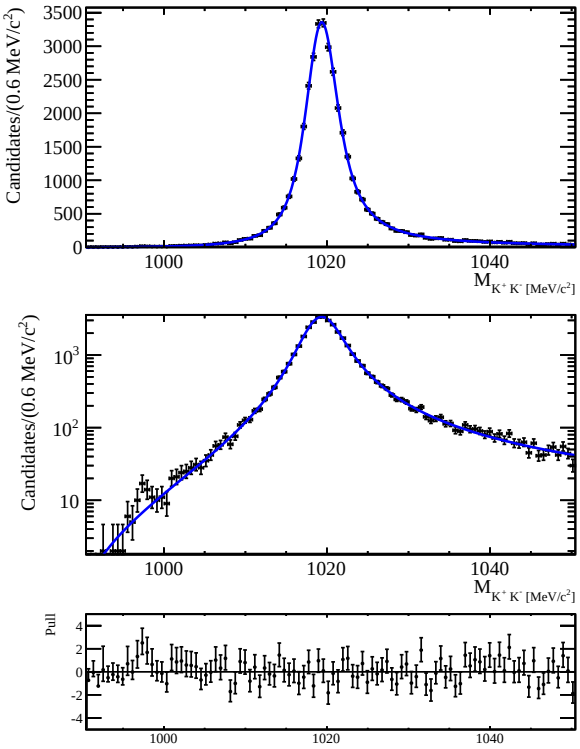

Figure 3.14: Projection de l'ajustement de $m_{K^+K^-}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi(K^+K^-)$ (haut : échelle linaire; milieu : échelle logarithmique; bas : *pull*).

En plus de cette étude faite avec les événements simulés $B_s^0 \to \eta_c\phi$, les mêmes ajustements sont effectués avec des événements simulés $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ et les résultats obtenus sur les ajustements des mésons B_s^0 et ϕ sont compatibles dans les incertitudes statistiques.

Dans les données réelles, pour chaque mode et pour chaque événement l, un poids w_l est calculé en utilisant la procédure *sPlot* [75]. Ces poids s'expriment pour une catégorie d'événement de signal s en fonction des autres catégories considérées comme bruit de fond b :

$$\mathrm{w}_s(m_e) = \frac{V_{ss}\mathcal{P}_s(m_e;\vec{x}) + V_{sb}\mathcal{P}_b(m_e;\vec{x})}{N_s\mathcal{P}_s(m_e;\vec{x}) + N_b\mathcal{P}_b(m_e;\vec{x})}\,, \tag{3.7}$$

où m_e est la valeur de la variable m pour l'événement e et V est une matrice telle que :

$$V_{ij}^{-1} = \sum_e^n \frac{\mathcal{P}_i(m_e;\vec{x})\mathcal{P}_j(m_e;\vec{x})}{N_s\mathcal{P}_s(m_e;\vec{x}) + N_b\mathcal{P}_b(m_e;\vec{x})}\,. \tag{3.8}$$

Ainsi, l'utilisation de poids dans la méthode du maximum de vraisemblance amène à la modification suivante dans l'Eq. (3.6)[1] :

$$-\ln\mathcal{L}(\mathbf{N},\vec{x}) = \zeta\sum_j N_j - \zeta\sum_l \mathrm{w}_l \ln\left(\sum_j N_j\mathcal{P}_j(m;\vec{x})\right) + \ln(n!)\,, \tag{3.9}$$

où $\zeta = (\sum_l \mathrm{w}_l / \sum_l \mathrm{w}_l^2)$ garanti une estimation correcte des incertitudes [76, 77]. La procédure *sPlot* permet dans cette analyse de réduire le bruit de fond ne correspondant pas statistiquement aux désintégrations de type $B_s^0 \to (4h, p\bar{p})\phi$.

3.5.2 Modèle d'ajustement en amplitude $m_{4h,p\bar{p}}$

Les poids $B_s^0 \to (4h, p\bar{p})\phi$ obtenus à partir de l'ajustement en deux dimensions, décrit dans la Sec. 3.5.1, sont appliqués sur les données. Seulement trois (quatre) catégories d'événements restent dans le spectre de masse $p\bar{p}$ $(4h)$:

- $p\bar{p}$:
  - $B_s^0 \to \eta_c(p\bar{p})\phi$,
  - $B_s^0 \to J/\psi\,(p\bar{p})\phi$,
  - $B_s^0 \to (p\bar{p})_{\mathrm{NR}}\phi$.
- $4h$:
  - $B_s^0 \to \eta_c(4h)\phi$,
  - $B_s^0 \to J/\psi\,(4h)\phi$,
  - $B_s^0 \to (4h)_{\mathrm{NR}}\phi$,

[1] L'opposé du logarithme est écrit dans l'Eq. (3.9) pour des raisons numériques. Dans le calcul fait par MINUIT [69] le dernier terme $\ln(n!)$ est ignoré car constant.

– $B_s^0 \to (4h)_{\rm bkg}\phi$,

où la notation $(4h)_{\rm NR}$ représente la contribution non résonante de spin 0, et la notation $(4h)_{\rm bkg}$ représente le système $4h$ avec un moment angulaire total égal à 0 ou le système X_1X_2 avec X_1 et X_2 pouvant être des résonances parmi celles de la Tab. A.1.

Ainsi l'amplitude totale de la désintégration pour le mode f est donnée par :

$$\left|A(m_f; c_k^f, \vec{x})\right|^2 = \sum_J \left|\sum_k c_k^f \, R_k^J(m_f; \vec{x})\right|^2 , \tag{3.10}$$

où $R_k^J(m_f; \vec{x})$ est la distribution de la composante k avec un spin J, $\vec{x}$ représente les paramètres[2] de cette distribution, c_k^f est un nombre complexe tel que $c_k^f = \alpha_k \, e^{i\phi_k}$, avec α_k la magnitude et ϕ_k la phase, et m_f la masse invariante de l'état final f tel que $f = 2K2\pi, 4\pi, 4K, p\bar{p}$. Les deux distributions de η_c et J/ψ peuvent être décrites par des Breit-Wigner relativistes dont les paramètres sont donnés dans le Tableau 3.27.

Table 3.27: Paramètres de distribution des résonances η_c et J/ψ. La masse nominale et la largeur de la résonance, m_0 et Γ_0 proviennent des références indiquées.

J^P	Résonance	Paramètres (MeV/c^2)	Distribution	Ref.
0^-	η_c	$m_0 = 2983.6 \pm 0.6$ $\Gamma_0 = 31.8 \pm 0.8$	BW	[40]
1^+	J/ψ	$m_0 = 3096.92 \pm 0.01$ $\Gamma_0 = (92.9 \pm 2.8) \times 10^{-3}$	BW	[40]

À partir des amplitudes qui contribuent dans le spectre de masse, seul le pur non résonant $(4h)_{\rm NR}$ est susceptible d'interférer avec le méson η_c. Les effets d'interférences avec la composante $(4h)_{\rm bkg}$ sont supposés s'annuler dû au nombre important de contributions dans $(4h)_{\rm bkg}$. De même, l'interférence entre le J/ψ et les autres composantes est négligée. Ainsi, l'Eq. 3.10 développée donne :

$$\begin{aligned}\left|A(m_f; c_k^f, \vec{x})\right|^2 \;=\; & \alpha_{\eta_c}^2 \left|R_{\eta_c}^0(m_f; \vec{x})\right|^2 \\ & +\alpha_{\rm NR}^2 \left|R_{\rm NR}^0(m_f; \vec{x})\right|^2 \\ & +I(m_f; c_{\eta_c}, c_{\rm NR}, \vec{x}) \\ & +\alpha_{\rm bkg}^2 \left|R_{\rm bkg}^0(m_f; \vec{x})\right|^2 \\ & +\alpha_{J/\psi}^2 \left|R_{J/\psi}^1(m_f; \vec{x})\right|^2 ,\end{aligned} \tag{3.11}$$

[2] certain sont des paramètres angulaires.

où $I(m_f; c_{\eta_c}, c_{\mathrm{NR}}, \vec{x})$ est le terme qui décrit l'interférence entre le méson η_c et la composante S-*wave*, ce qui donne :

$$\begin{aligned} I(m_f; c_{\eta_c}, c_{\mathrm{NR}}, \vec{x}) &= 2\Re[c_{\eta_c} R_{\eta_c}(m_f; \vec{x}) c^*_{\mathrm{NR}} R^*_{\mathrm{NR}}(m_f; \vec{x})] \\ &= 2\alpha_{\eta_c}\alpha_{\mathrm{NR}}\Re[R_{\eta_c}(m_f; \vec{x}) R^*_{\mathrm{NR}}(m_f; \vec{x}) e^{i(\phi_{\eta_c} - \phi_{\mathrm{NR}})}] \\ &= 2\alpha_{\eta_c}\alpha_{\mathrm{NR}} R_{\mathrm{NR}} \big(\cos(\Delta\phi)\Re[R_{\eta_c}(m_f; \vec{x})] \\ &\qquad - \sin(\Delta\phi)\Im[R_{\eta_c}(m_f; \vec{x})] \big) . \end{aligned} \tag{3.12}$$

Ici, R_{NR} est une fonction réelle et $\Delta\phi$ est une différence de phase $\phi_{\eta_c} - \phi_{\mathrm{NR}}$. La fonction Breit-Wigner relativiste qui décrit le méson η_c est donnée par :

$$R_{\eta_c}(m_f; \vec{x}) = \frac{1}{(m_{\eta_c})^2 - m_f^2 - i m_{\eta_c}\Gamma_{\eta_c}} , \tag{3.13}$$

tel que son module au carré, sa partie réelle et sa partie imaginaire sont respectivement :

$$|R_{\eta_c}(m_f; \vec{x})|^2 = \frac{1}{(m^2_{\eta_c} - m_f^2)^2 + (m_{\eta_c}\Gamma_{\eta_c})^2} , \tag{3.14}$$

$$\Re\left[R_{\eta_c}(m_f; \vec{x})\right] = \frac{m^2_{\eta_c} - m_f^2}{(m^2_{\eta_c} - m_f^2)^2 + (m_{\eta_c}\Gamma_{\eta_c})^2} , \tag{3.15}$$

$$\Im[R_{\eta_c}(m_f; \vec{x})] = \frac{m_{\eta_c}\Gamma_{\eta_c}}{(m^2_{\eta_c} - m_f^2)^2 + (m_{\eta_c}\Gamma_{\eta_c})^2} . \tag{3.16}$$

À partir de la simulation, dans la fenêtre de masse considérée, la résolution du détecteur est estimée à $\approx 10\,\mathrm{MeV}/c^2$. Étant donné que la largeur naturelle du méson J/ψ est environ deux ordres de grandeur plus petite que la résolution du détecteur, le J/ψ est décrit uniquement par la fonction de résolution. Les deux composantes S-*wave* et de bruit de fond sont décrites par une fonction exponentielle.

Finalement, en prenant en compte la fonction de résolution, la fonction de densité de probabilité utilisée pour décrire le spectre de masse m_f est donnée par :

$$\mathcal{P}(m_f; c_k^f, \vec{x}, \vec{x}') = \Big| A(m_f; c_k^f, \vec{x}) \Big|^2 \otimes \mathcal{R}(\vec{x}'(m_f)) \tag{3.17}$$

$$\begin{aligned} &= \alpha^2_{\eta_c} \left| R_{\eta_c}(m_f; \vec{x}) \right|^2 \otimes \mathcal{R}(\vec{x}'(m_f)) \\ &\quad + \alpha^2_{\mathrm{NR}} e^{\kappa_{\mathrm{NR}} m_f} \otimes \mathcal{R}(\vec{x}'(m_f)) \\ &\quad + 2\alpha_{\eta_c}\alpha_{\mathrm{NR}} e^{\frac{\kappa_{\mathrm{NR}} m_f}{2}} \big(\cos(\Delta\phi)\Re[R_{\eta_c}(m_f; \vec{x})] \big) \otimes \mathcal{R}(\vec{x}'(m_f)) \\ &\quad - 2\alpha_{\eta_c}\alpha_{\mathrm{NR}} e^{\frac{\kappa_{\mathrm{NR}} m_f}{2}} \big(\sin(\Delta\phi)\Im[R_{\eta_c}(m_f; \vec{x})] \big) \otimes \mathcal{R}(\vec{x}'(m_f)) \\ &\quad + \alpha^2_{\mathrm{bkg}} e^{\kappa_{\mathrm{bkg}} m_f} \otimes \mathcal{R}(\vec{x}'(m_f)) \\ &\quad + \alpha^2_{J/\psi} \mathcal{R}(\vec{x}'(m_f)) , \end{aligned} \tag{3.18}$$

où la fonction de résolution $\mathcal{R}(\vec{x}'(m_f))$ est une fonction Hypatia avec les paramètres $\vec{x}'$ dépendant de la valeur de la masse invariante. En premier lieu, un ajustement de $m_{(4h,p\bar{p})}$

est effectué en utilisant l'échantillon simulé $B_s^0 \to J/\psi\,(4h, p\bar{p})\phi$. Ensuite un ajustement de $m_{(4h,p\bar{p})}$ est effectué sur l'échantillon simulé $B_s^0 \to \eta_c(4h, p\bar{p})\phi$ où le σ de la fonction de résolution Hypatia est fixé à celui obtenu sur l'ajustement du J/ψ. Ainsi, dans les données, la fonction de résolution est contrainte à avoir la même valeur de σ dans toute la fenêtre de masse $m_{(4h,p\bar{p})}$. Les Figures 3.15 et 3.16 et les Figures 3.17 et 3.18 montrent respectivement les projections des ajustements sur $m_{(4h,p\bar{p})}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to J/\psi\,(4h, p\bar{p})\phi$ et $B_s^0 \to \eta_c(4h, p\bar{p})\phi$. Les résultats correspondants sont rapportés dans les Tableaux 3.28 pour le méson J/ψ et dans les Tableaux 3.29 pour le méson η_c.

L'ajustement, sur le spectre $m_{p\bar{p}}$ seul, donne une fraction d'événements correspondant aux candidats non résonants $p\bar{p}$ compatibles avec zéro : $f_S = (0.0 \pm 2.7) \times 10^{-2}$. Ainsi, au vue de la taille de l'échantillon de données, la présence d'événement non résonant $p\bar{p}$ ne semble pas significative et n'est pas intégrée dans le modèle d'ajustement nominal. Dans le futur, avec une plus grande luminosité intégrée, il sera nécessaire de prendre en compte cette composante qui deviendra significative. Dans cette étude, la présence d'événement non résonant $p\bar{p}$ est traité comme une incertitude systématique.

Table 3.28: Résultats de l'ajustement de la masse invariante $m_{(4h,p\bar{p})}$ avec les événements simulés $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$.

Paramètre	Mode			
	$J/\psi \to 2K2\pi$	$J/\psi \to 4\pi$	$J/\psi \to 4K$	$J/\psi \to p\bar{p}$
μ (MeV/c^2)	3097.67 ± 0.09	3097.46 ± 0.15	3097.42 ± 0.16	3096.80 ± 0.04
σ (MeV/c^2)	10.19 ± 0.21	12.08 ± 0.21	10.00 ± 0.12	4.31 ± 0.09
a	1.82 ± 0.10	1.641 ± 0.011	2.65 ± 0.43	2.41 ± 0.12
a_2	2.52 ± 0.12	3.55 ± 0.24	3.27 ± 0.13	2.71 ± 0.14
l	−4.34 ± 0.73	−4.4 ± 0.7	−1.63 ± 0.05	−2.97 ± 0.33
n	1.52 ± 0.24	1.72 ± 0.35	0.65 ± 0.51	1.29 ± 0.14
n_2	1.04 ± 0.21	0.4 ± 0.5	0.00 ± 0.05	1.39 ± 0.17
β	0.0			
ζ	1.0×10^{-4}			

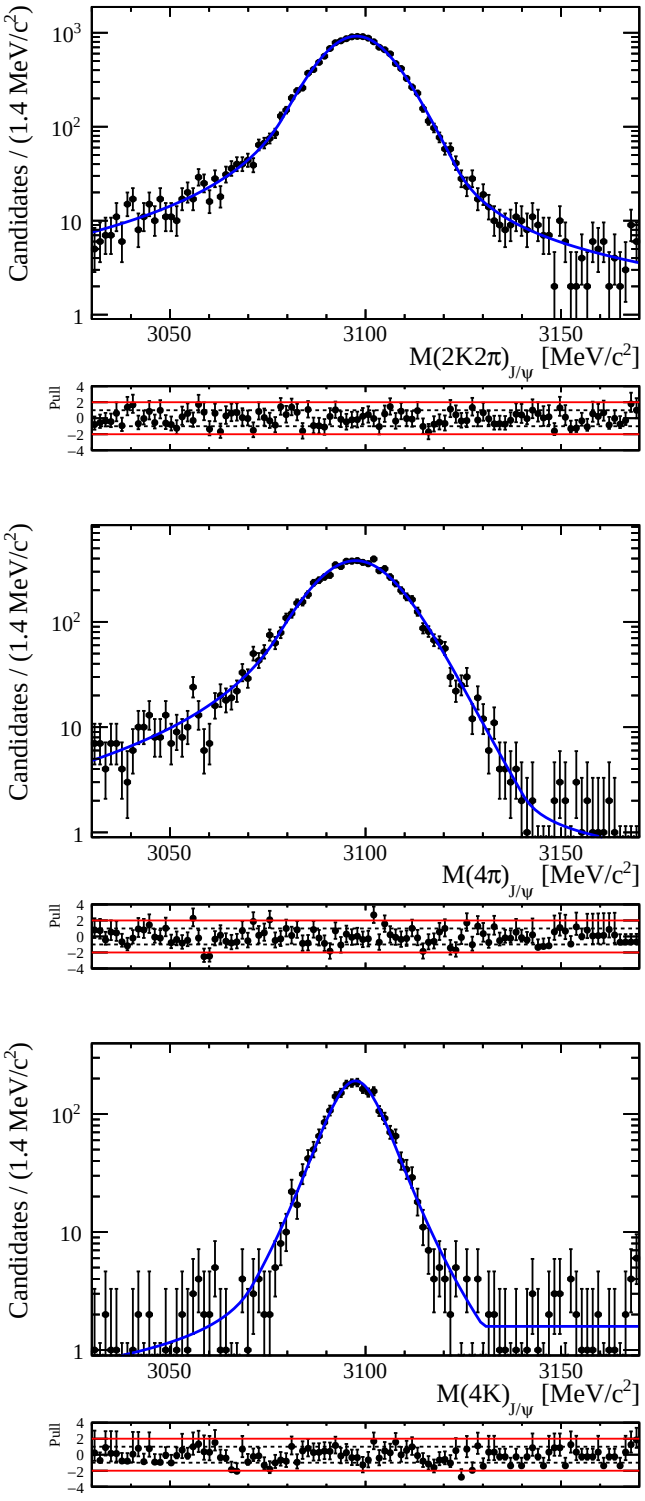

Figure 3.15: Projection de l'ajustement de $m_{2K2\pi}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to J/\psi(\to 2K2\pi)\phi(\to K^+K^-)$ (haut), de $m_{4\pi}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to J/\psi(\to 4\pi)\phi(\to K^+K^-)$ (milieu) et de m_{4K} à partir des événements simulés $B_s^0 \to J/\psi(\to 4K)\phi(\to K^+K^-)$ (bas). Les *pull* sont inclus pour chaque projection.

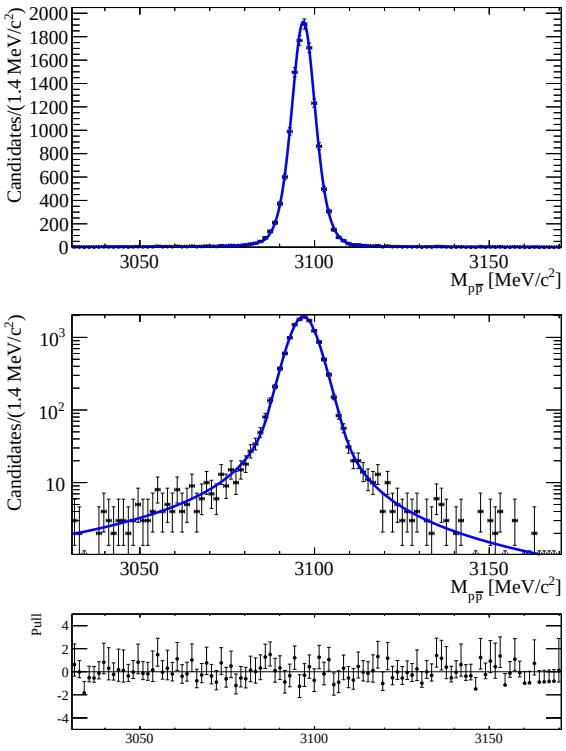

Figure 3.16: Projection de l'ajustement de $m_{p\bar{p}}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to J/\psi(\to p\bar{p})\phi(\to K^+K^-)$ (haut : échelle linaire; milieu : échelle logarithmique; bas : *pull*).

Table 3.29: Résultats de l'ajustement de la masse invariante $m_{(4h,p\bar{p})}$ avec les événements simulés $B_s^0 \to \eta_c\phi$. Comme décrit dans le texte, la valeur de σ est fixée à celle obtenue à partir de l'ajustement de la masse invariante $m_{(4h,p\bar{p})}$ en utilisant les échantillons d'événements simulés $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ (voir Tableau 3.28).

Paramètre	Mode			
	$\eta_c \to 2K2\pi$	$\eta_c \to 4\pi$	$\eta_c \to 4K$	$\eta_c \to p\bar{p}$
m_0 (MeV/c^2)	2982.0 ± 0.3	2981.6 ± 0.4	2982.4 ± 0.7	2982.6 ± 0.3
Γ_0 (MeV/c^2)	27.0			
μ (MeV/c^2)	0.0			
σ (MeV/c^2)	10.19	12.08	10.00	4.31
a	1.72 ± 0.26	1.56 ± 0.15	1.25 ± 0.60	1.60 ± 0.12
a_2	2.32 ± 0.28	2.29 ± 0.21	2.08 ± 0.69	1.89 ± 0.15
l	−2.70 ± 0.67	−37.0 ± 42.4	−1.36 ± 0.25	−42.6 ± 0.2
n	1.37 ± 0.27	1.76 ± 0.31	0.99 ± 0.39	1.64 ± 0.16
n_2	0.70 ± 0.20	1.13 ± 0.29	0.31 ± 0.27	1.45 ± 0.18
β	0.0			
ζ	1.0×10^{-4}			

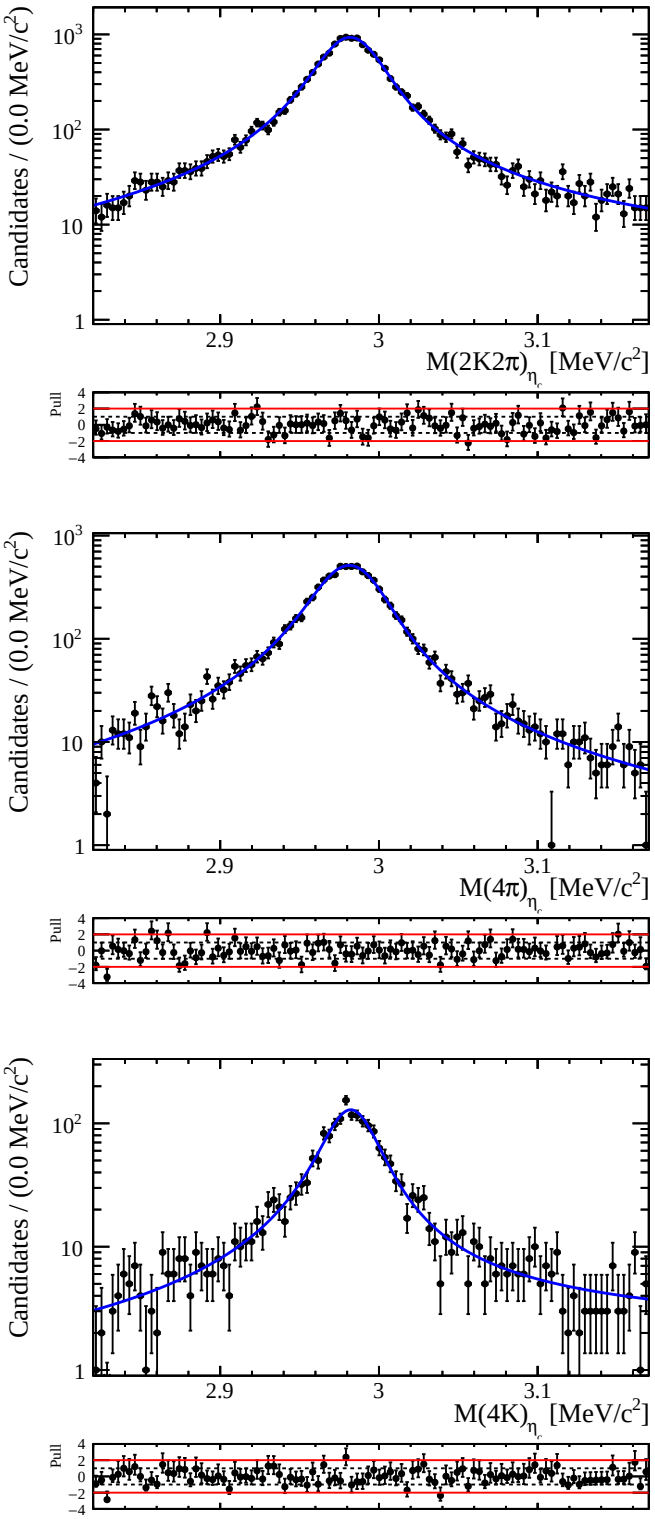

Figure 3.17: Projection de l'ajustement de $m_{2K2\pi}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(\to 2K2\pi)\phi(\to K^+K^-)$ (haut), de $m_{4\pi}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(\to 4\pi)\phi(\to K^+K^-)$ (milieu) et de m_{4K} à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(\to 4K)\phi(\to K^+K^-)$ (bas). Les *pull* sont inclus pour chaque projection.

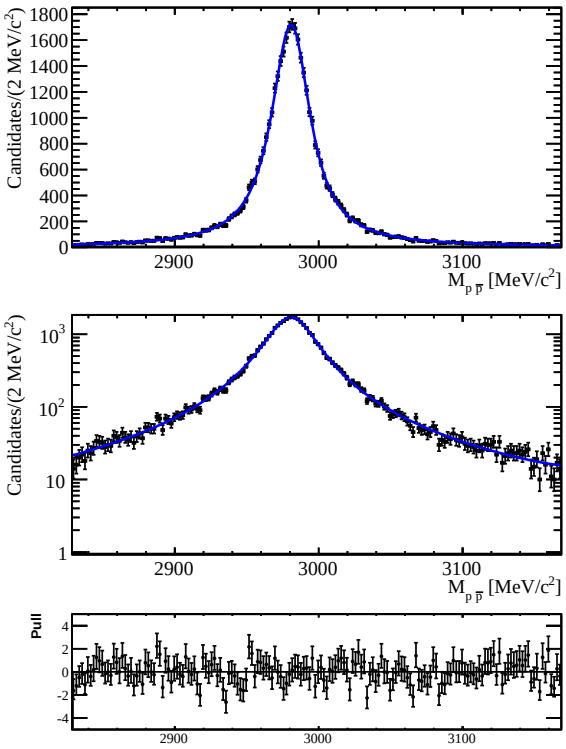

Figure 3.18: Projection de l'ajustement de $m_{p\bar{p}}$ à partir des événements simulés $B_s^0 \to \eta_c(\to p\bar{p})\phi(\to K^+K^-)$ (haut : échelle linaire; milieu : échelle logarithmique; bas : *pull*).

Les fractions d'ajustement FF(k) extraites pour chaque composante, ainsi que la fraction d'ajustement des interférences entre le méson η_c et la S-*wave* FF(k,l), sont calculées comme[3] :

$$\mathrm{FF}(k) = \frac{|c_k|^2 \langle R_k R_k^* \rangle}{\sum_{\mu\nu}(c_\mu c_\nu^*) \langle R_\mu R_\nu^* \rangle}, \tag{3.19}$$

$$\mathrm{FF}(k,l) = \frac{2\,\Re\{(c_k c_l^*) \langle R_k R_l^* \rangle\}}{\sum_{\mu\nu}(c_\mu c_\nu^*) \langle R_\mu R_\nu^* \rangle}, \tag{3.20}$$

où les termes $\langle R_\mu R_\nu^* \rangle$ sont :

$$\langle R_\mu R_\nu^* \rangle = \int R_\mu R_\nu^* dm\,, \tag{3.21}$$

où les intégrales sont effectuées dans la fenêtre de masse de l'ajustement[4]. La somme des fractions d'ajustement est définie comme la somme algébrique de toutes les fractions d'ajustement. Cette quantité n'est pas nécessairement égale à l'unité à cause de la présence d'interférences constructives ou destructives.

Afin d'exploiter complètement la corrélation entre les fractions d'ajustement des événements $B_s^0 \to \eta_c\phi$ et $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$, le rapport de branchement $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ est directement déterminé au sein de l'ajustement sur les données dont les détails sont donnés dans la Sec. 3.6. Dans cette configuration, la fraction d'ajustement associée aux événements $B_s^0 \to \eta_c(\to f)\phi$, FF_{η_c}, est paramétrée comme une fonction de la fraction d'ajustement associée aux événements $B_s^0 \to J/\psi\,(\to f)\phi$, $\mathrm{FF}_{J/\psi}$, le rapport de branchement $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$, le rapport des efficacités $B_s^0 \to \eta_c\phi$ sur $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ et les rapports de branchement externes tel que :

$$\mathrm{FF}_{\eta_c,f} = \mathrm{FF}_{J/\psi,f} \times \frac{\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \to J/\psi\,\phi)} \times \frac{\mathcal{B}(\eta_c \to f)}{\mathcal{B}(J/\psi \to f)} \frac{\varepsilon_{B_s^0 \to \eta_c(\to f)\phi}}{\varepsilon_{B_s^0 \to J/\psi\,(\to f)\phi}}, \tag{3.22}$$

où les rapports de branchement, $\mathcal{B}(B_s^0 \to J/\psi\,\phi)$, $\mathcal{B}(J/\psi \to f)$ et $\mathcal{B}(\eta_c \to f)$ sont donnés dans le Tableau 1.3, et les efficacités $\varepsilon_{B_s^0 \to \eta_c(\to f)\phi}$ et $\varepsilon_{B_s^0 \to J/\psi\,(\to f)\phi}$ dans la Sec. 3.4.5.

[3] avec l'écriture simplifiée : $R_k^J(m_f;\vec{x}) \to R_k$

[4] Toutes les distributions de masse utilisées sont implicitement intégrées sur tous les angles intervenant dans les modes de désintégration. Cette approximation est prise comme systématique et étudiée dans la Sec. 3.7.9

3.6 Ajustement sur les données

Un ajustement est effectué sur les données collectées du run 1 de LHCb avec toute la sélection appliquée. En premier lieu, les résultats de l'ajustement en deux dimensions sont donnés dans la Sec. 3.6.1. Ensuite les résultats de l'ajustement simultané en amplitude sont donnés dans la Sec. 3.6.2.

3.6.1 Résultat de l'ajustement bi-dimensionnel ($m_{4h,p\bar{p}K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$)

L'ajustement 2D ($m_{(4h,p\bar{p})K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$) pour les données du run 1 est effectué pour chacun des quatre mode $2K2\pi$, 4π, $4K$ et $p\bar{p}$ séparément. À cause de la taille des échantillons, tous les paramètres ne peuvent pas varier librement. Sont laissés libres de varier : la valeur centrale et la largeur des fonctions Hypatia des mésons B_s^0 et B^0, les deux coefficients des fonctions exponentielles qui décrivent les événements combinatoires résonants et non résonants en K^+K^- dans $m_{(4h,p\bar{p})K^+K^-}$ (respectivement comb. $\rightarrow$ (4h)ϕ et comb. $\rightarrow$ $(4h)KK$) et les trois coefficients des distributions linéaires qui décrivent la contribution non résonante en K^+K^- de B_s^0, B^0 et du bruit de fond combinatoire (respectivement $B_s^0 \rightarrow (4h)KK$, $B^0 \rightarrow (4h)KK$ et comb. $\rightarrow (4h)KK$). Tous les nombres d'événements par catégorie sont également laissés libres. La largeur du ϕ, ainsi que la masse du kaon qui entre dans la description de la RBW du ϕ, sont fixés aux valeurs moyennes prisent dans [78]. Le paramètre appelé rayon de barrière (voir C.2) du ϕ est inconnu. Pour les résonances K^* et ρ, la littérature donne des valeurs entre 2-4 GeV^{-1} [78]. N'ayant pas de meilleure source d'information, ce paramètre pour le ϕ est alors fixé à 3 GeV^{-1}. Les autres paramètres sont fixés à des valeurs déterminées par les ajustements sur les données simulées. Les paramètres fixes de la fonction Hypatia qui décrivent le méson B^0 sont identiques à ceux du méson B_s^0 (voir Tableau 3.25). Les projections correspondantes sont montrées dans les Fig. 3.19 à 3.22 et les résultats sont donnés dans le Tableau 3.30. À partir de ces ajustements, des poids correspondant à chaque catégories d'événements sont calculés (Sec. 3.5.1).

Table 3.30: Résultat de l'ajustement 2D de ($m_{(4h,p\bar{p})K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$). Les incertitudes sont uniquement statistiques. Ici $\kappa(m)_{\text{comb.}}$ correspond à la pente dans la masse invariante m pour la composante "comb", représentant le bruit de fond combinatoire. Les catégories d'événements $B_s^0 \to XKK$ et $B^0 \to XKK$ partagent la même pente pour la partie non-résonante KK, $\kappa(KK)_{B,KK}$. Tous les paramètres sont en (MeV/c^2), sauf le nombre d'événement (sans dimension). La mention "n/a" signifie que ces paramètres ne sont pas utilisés.

Paramètre	Mode			
	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
$N_{B_s^0\to(4h)\phi}$	586 ± 34	502 ± 33	151 ± 15	447 ± 24
$\mu_{B_s^0}$	5370.0 ± 0.7	5371.9 ± 0.9	5369.8 ± 1.3	5370.2 ± 0.8
μ_{B^0}	5287 ± 9	5284.7 ± 2.9	5272 ± 12	5264 ± 8
μ_ϕ	1019.38 ± 0.12	1019.65 ± 0.13	1019.53 ± 0.28	1019.99 ± 0.15
$\sigma_{B_s^0}$	16.4 ± 1.0	17.4 ± 1.0	15.5 ± 1.5	15.7 ± 0.9
σ_ϕ	0.99 ± 0.22	1.20 ± 0.26	0.9 ± 0.5	0.6 ± 0.4
$\kappa(4h, p\bar{p})_{\text{comb.},\phi}$	-0.0052 ± 0.0009	-0.0102 ± 0.0015	-0.0030 ± 0.0028	0.0026 ± 0.0030
$\kappa(4h, p\bar{p})_{\text{comb.},KK}$	-0.0043 ± 0.0009	-0.0069 ± 0.0007	-0.0052 ± 0.0022	-0.0004 ± 0.0013
$\kappa(KK)_{B,KK}$	0.012 ± 0.011	0.012 ± 0.008	-0.07 ± 0.12	-0.026 ± 0.040
$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$	0.006 ± 0.004	0.013 ± 0.003	0.011 ± 0.010	0.0057 ± 0.0080
$N_{B^0\to(4h)KK}$	18 ± 16	67 ± 24	-10 ± 9	-4 ± 5
$N_{B^0\to(4h)\phi}$	7 ± 17	77 ± 23	6 ± 5	13 ± 7
$N_{B_s^0\to(4h)KK}$	86 ± 21	111 ± 25	-3 ± 4	10 ± 11
$N_{\text{comb.}\to(4h)KK}$	329 ± 33	599 ± 43	44 ± 11	106 ± 19
$N_{\text{comb.}\to(4h)\phi}$	419 ± 39	380 ± 43	44 ± 13	43 ± 17
$N_{\text{mis-ID}_{p\bar{p}K\pi}}$	n/a	n/a	n/a	11 ± 14
$\kappa(KK)_{\text{mis-ID},K\pi}$	n/a	n/a	n/a	-0.03154 ± 0.00009

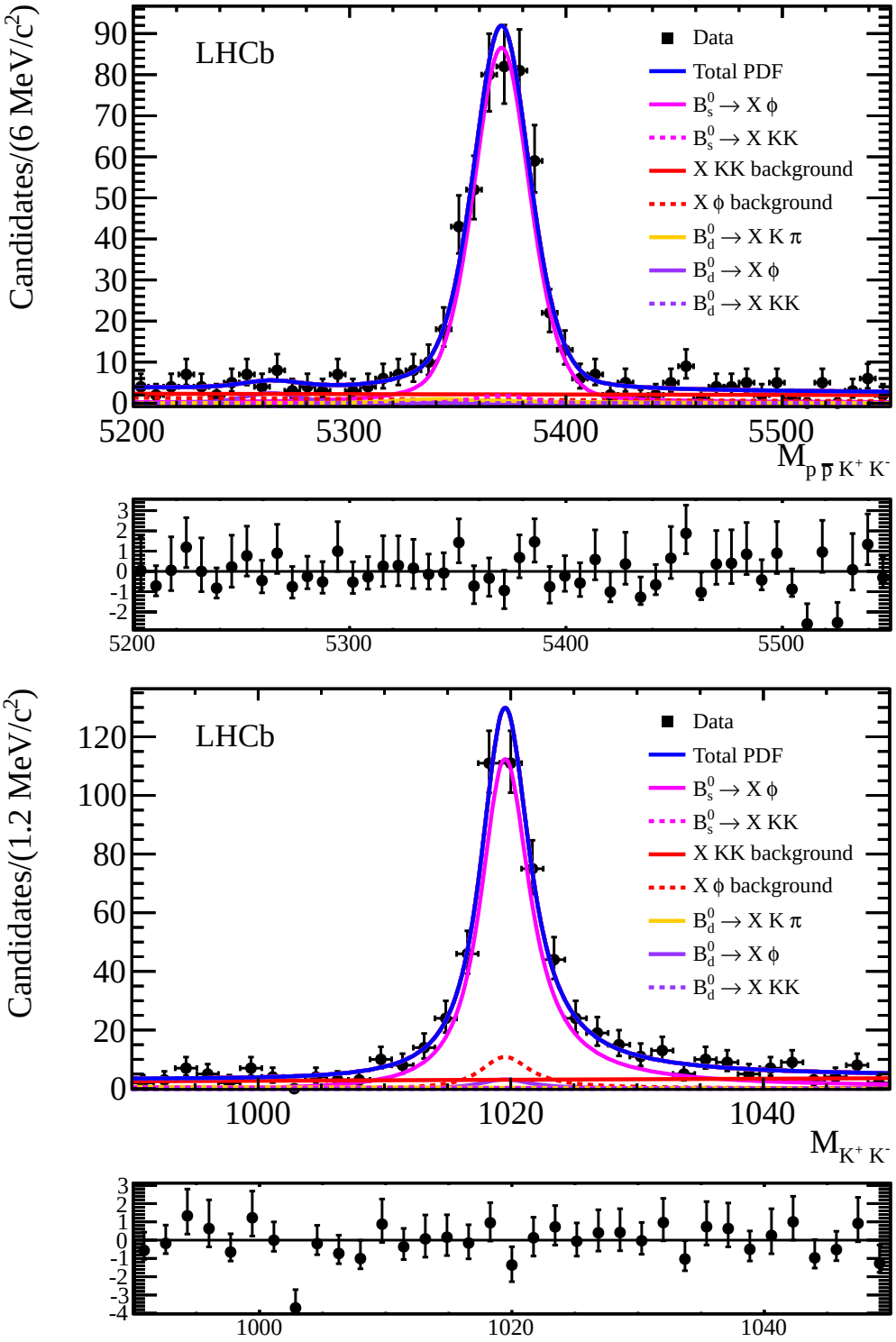

Figure 3.19: Projection de l'ajustement 2D de ($m_{p\bar{p}K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$) sur les données. Les *pull* sont inclus pour chaque projection.

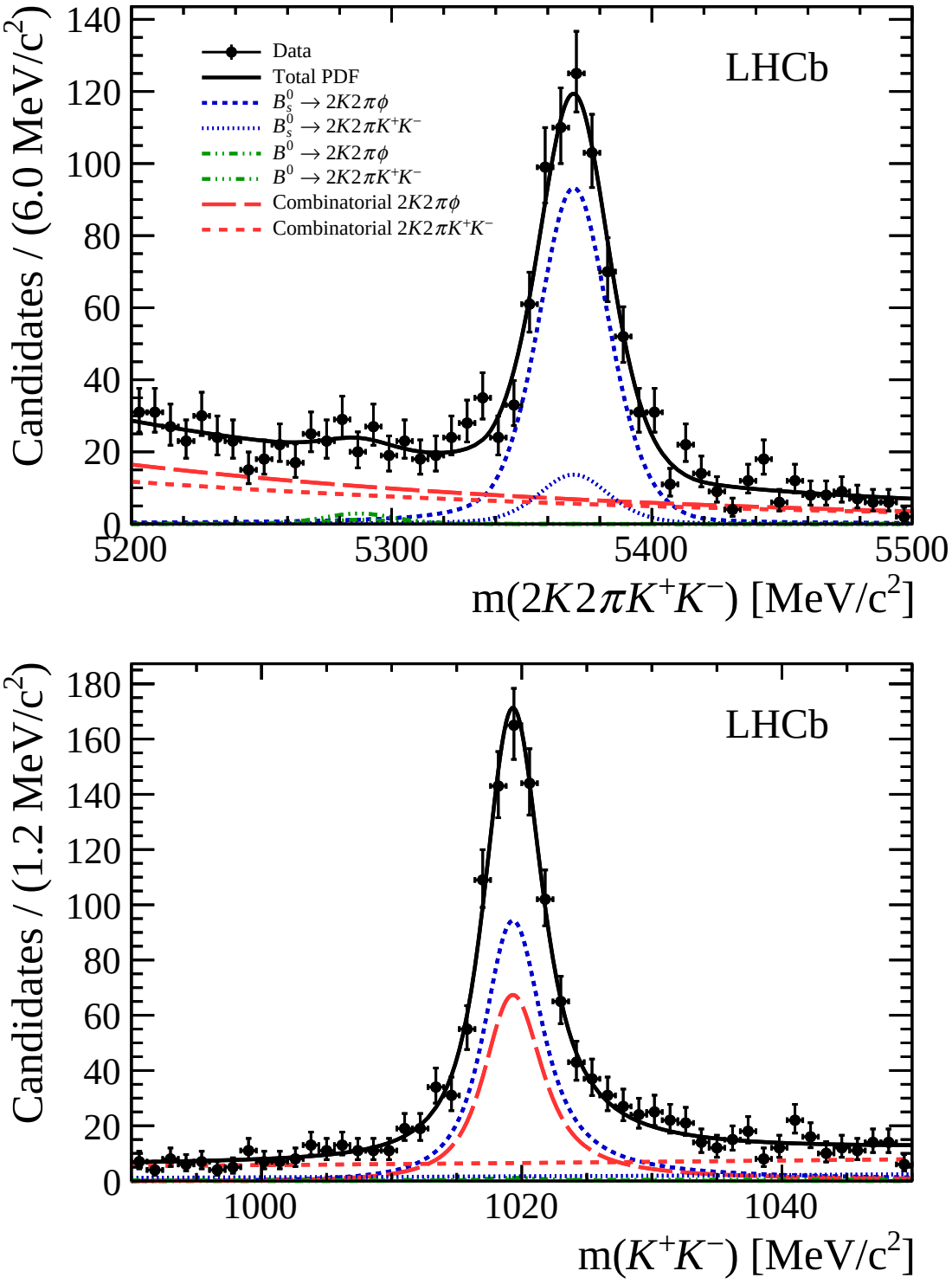

Figure 3.20: Projection de l'ajustement 2D de $(m_{2K2\pi K^+K^-} \times m_{K^+K^-})$ sur les données.

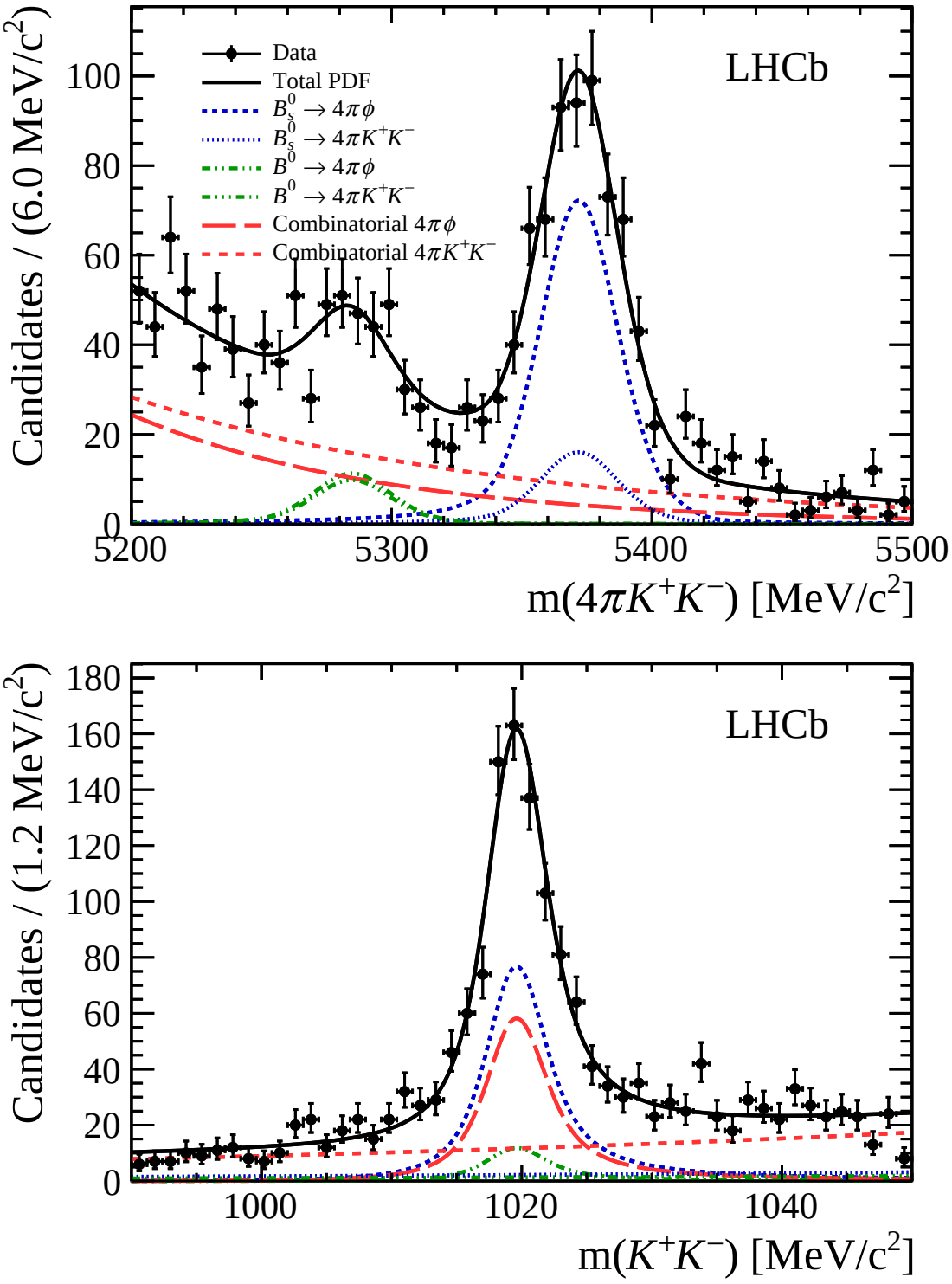

Figure 3.21: Projection de l'ajustement 2D de $(m_{4\pi K^+K^-} \times m_{K^+K^-})$ sur les données.

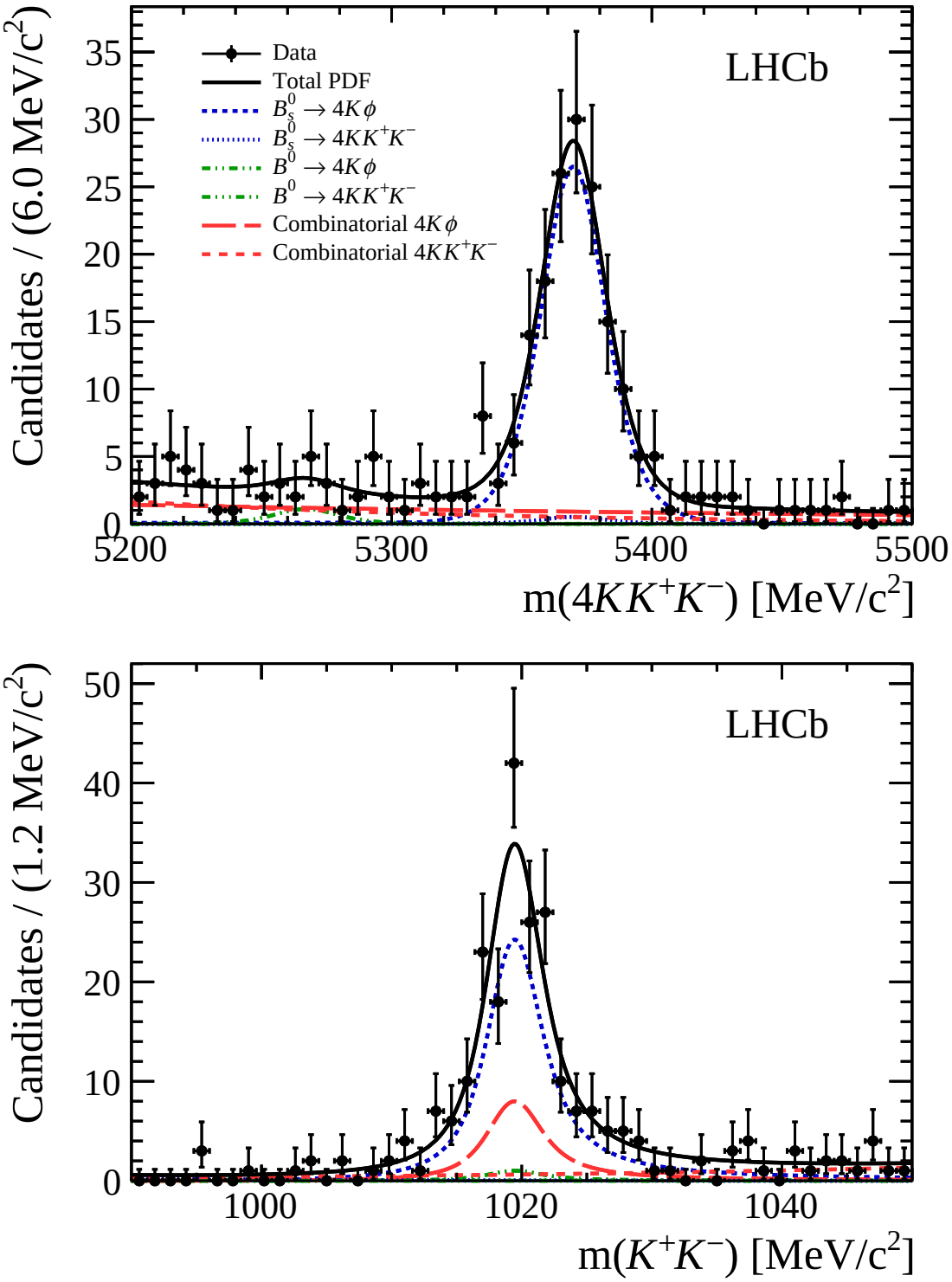

Figure 3.22: Projection de l'ajustement 2D de ($m_{4KK^+K^-} \times m_{K^+K^-}$) sur les données.

3.6.2 Résultat de l'ajustement en amplitude $m_{4h,p\bar{p}}$

L'ensemble des poids, calculés à partir des ajustements 2D (voir 3.6.1), est appliqué sur le spectre de masse ($m_{4h,p\bar{p}}$). Les distributions correspondantes décrivent ainsi statistiquement les événements $B_s^0 \to (4h, p\bar{p})\phi$. Un ajustement simultané en amplitude est effectué sur les distributions des quatre masse invariante $m_{2K2\pi}$, $m_{4\pi}$, m_{4K} et $m_{p\bar{p}}$ en utilisant le modèle décrit dans la Sec. 3.5.2 et permet de distinguer les événements $B_s^0 \to \eta_c\phi$, $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$, $B_s^0 \to (4h)_{\rm NR}\phi$ et $B_s^0 \to (4h)_{\rm bkg}\phi$.

De même que pour l'ajustement 2D, tous les paramètres ne peuvent pas varier librement. Comme l'ajustement est effectué simultanément sur les échantillons des quatre états finaux, certains paramètres sont communs à ces derniers. La fraction entre les différentes catégories de candidat, les coefficients des exponentielles de $(4h)_{\rm bkg}$ et $(4h)_{\rm NR}$ et la phase relative entre les événements η_c et $(4h)_{\rm NR}$ varient librement. La valeur centrale de la Breit-Wigner qui décrit le méson η_c, de la fonction de résolution qui décrit le méson J/ψ et le rapport de branchement $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ sont communs pour les quatre modes et varient librement. La largeur du η_c est fixée à la valeur moyenne prise dans [40], car la valeur dans les générateurs MC utilisés n'était pas à jour. Les paramètres de la fonction de résolution sont fixés aux valeurs prisent dans les résultats individuels des ajustements sur les événements simulés. Ces derniers sont fournis dans les Tableaux 3.28 et 3.29. Ils dépendent des quatre états finaux et des deux régions de masse invariante : c'est-à-dire autour du J/ψ et autour du η_c.

Pour chaque mode dans l'ajustement simultané, la fraction des événements associés au J/ψ, $\mathrm{FF}_{J/\psi,f}$, est fixée comme référence à 1 et la phase du η_c à 0. Cela permet de simplifier la recherche de solutions lors de l'ajustement, leurs valeurs étant arbitraires.

Les Figures 3.23 et 3.24 montrent les projections de l'ajustement simultané sur $m_{2K2\pi}$ et $m_{4\pi}$ et sur m_{4K} et $m_{p\bar{p}}$. Les résultats correspondants sont indiqués dans le Tableau 3.31. Un scan de $-2\Delta\ln\mathcal{L}$ (Eq. (3.9)) est effectué sur la valeur du rapport de branchement afin de vérifier la présence de plusieurs solutions. Ce scan est obtenu en fixant le rapport de branchement à différentes valeurs consécutives et en ajustant les autres paramètres. La Figure 3.25 montre qu'il semble n'y avoir qu'une unique solution.

Table 3.31: Résultat de l'ajustement simultané en amplitude de ($m_{4h,p\bar{p}}$). Les incertitudes sont uniquement statistiques.

Paramètre	Mode			
	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
m_{η_c} (MeV/c^2)		2980.0 ± 2.3		
$m_{J/\psi}$ (MeV/c^2)		3097.2 ± 0.2		
$\kappa_{\rm NR}$ (MeV/c^2)	-4 ± 4	-1 ± 8	5 ± 4	n/a
$\kappa_{\rm bkg}$ (MeV/c^2)	13 ± 8	-14 ± 18	4.9 ± 2.9	n/a
$f_{\rm NR}$ (MeV/c^2)	0.62 ± 0.29	0.42 ± 0.31	0.5 ± 0.6	n/a
$f_{\rm bkg}$ (MeV/c^2)	0.31 ± 0.25	0.09 ± 0.11	1.1 ± 0.7	n/a
$\Delta\phi$ (rad)	1.73 ± 0.18	2.9 ± 0.6	0.3 ± 0.9	n/a
$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ ($\times 10^{-4}$)		5.01 ± 0.53		

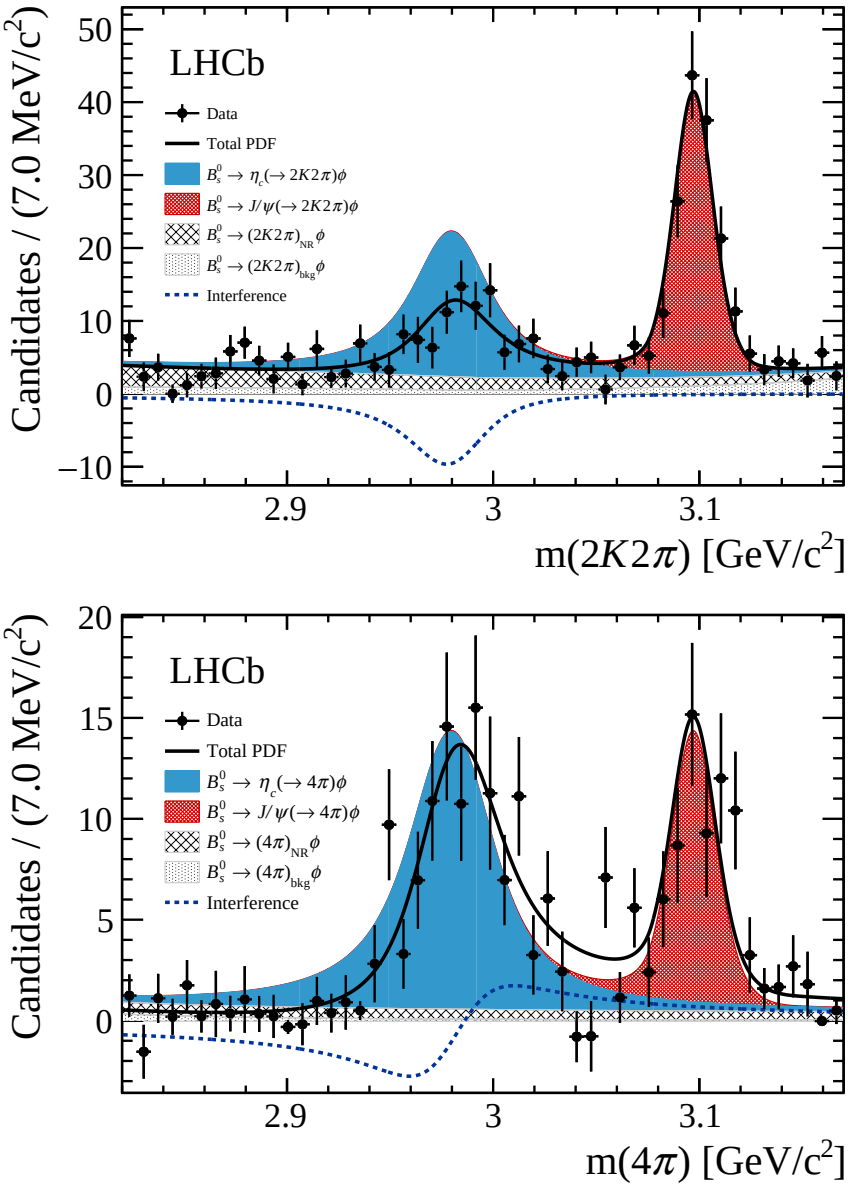

Figure 3.23: Projection de l'ajustement simultané en amplitude de ($m_{4h,p\bar{p}}$) pour $m_{2K2\pi}$ (haut) et $m_{4\pi}$ (bas) sur les données.

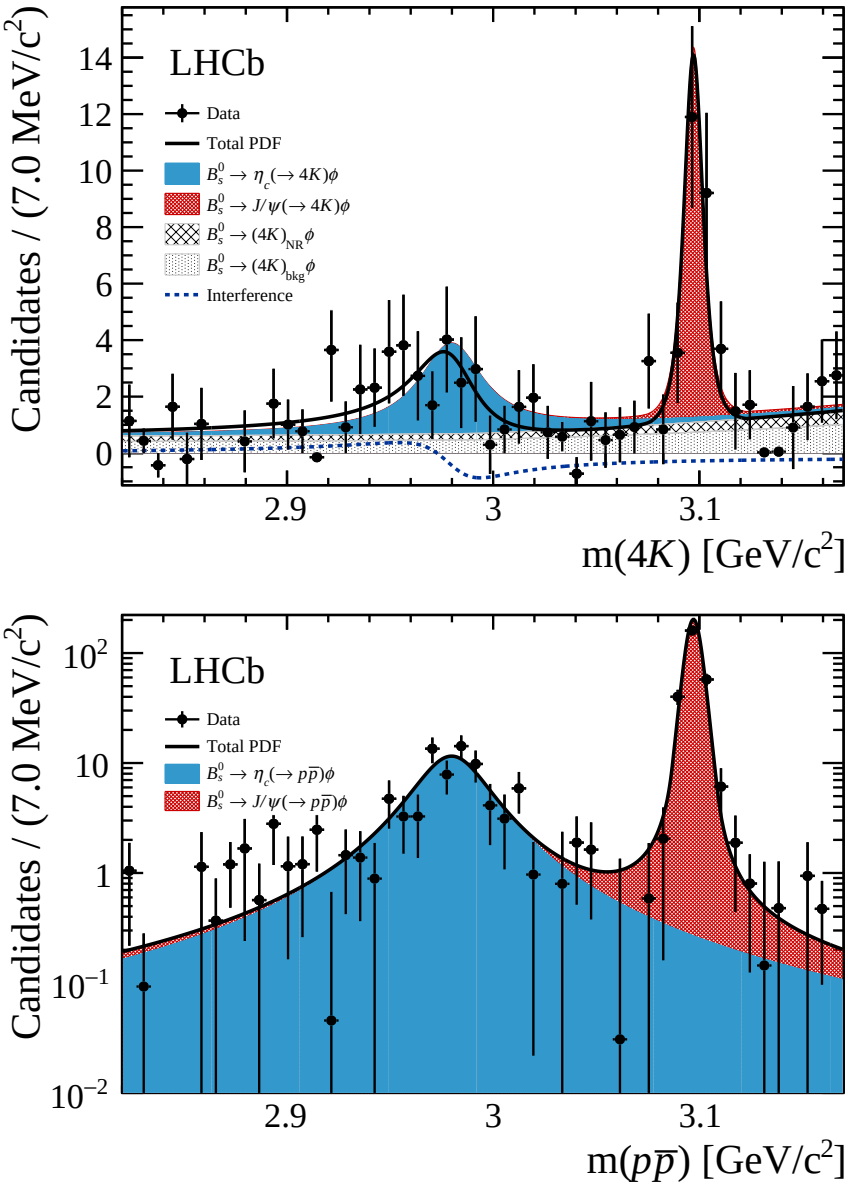

Figure 3.24: Projection de l'ajustement simultané en amplitude de $(m_{4h,p\bar{p}})$ pour m_{4K} (haut) et $m_{p\bar{p}}$ (bas) sur les données.

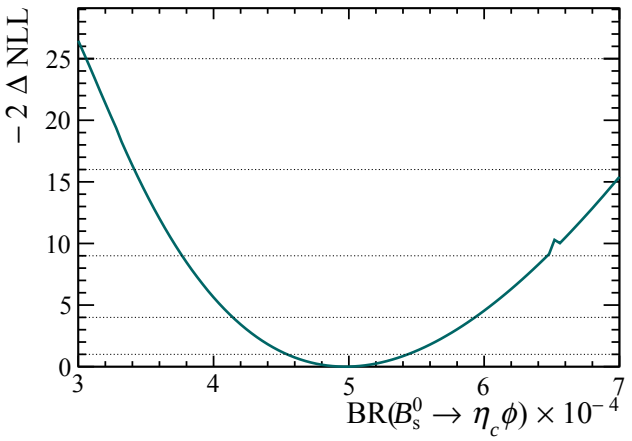

Figure 3.25: Scan de $-2\Delta\ln\mathcal{L}$ en fonction de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$. Les lignes en pointillés horizontales délimitent les niveaux de déviations standards.

Des ajustements individuels en amplitudes ont également été effectués sur $m_{p\bar{p}}$, $m_{2K2\pi}$, $m_{4\pi}$ et m_{4K} (voir Sec. 3.7.5). La plus grande sensibilité à $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ provient du mode $p\bar{p}$. Cela s'explique par l'effet des interférences, dans les trois modes $4h$, qui introduit une plus grande incertitude sur $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$.

Les nombres d'événements pour chaque catégorie sont également calculés avec

$$\mathrm{N}_{i,f} = \mathrm{FF}_{i,f} \times \mathrm{N}_{\mathrm{tot},f}\,, \tag{3.23}$$

où $\mathrm{FF}_{i,f}$ est la fraction d'ajustement des événements de la catégorie i pour l'état final f donnée dans le Tableau 3.32 et $\mathrm{N}_{\mathrm{tot,f}}$ est le nombre d'événements $B_s^0 \to f\phi$ obtenu pour l'état final f, donné dans le Tableau 3.30.

Les nombres d'événements obtenus sont donnés dans le Tableau 3.33. Comme la magnitude du J/ψ est fixée comme référence à 1, l'incertitude sur la fraction d'ajustement et le nombre d'événements de J/ψ a besoin d'être calculé à posteriori. À partir des résultats de l'ajustement nominal, 1000 ensembles de paramètres ajustés sont générés à l'aide de la matrice de corrélation (Appendice D.3). Pour chaque ensemble, la fraction d'ajustement et le nombre d'événement de $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ sont calculés fournissant une distribution de leurs valeurs. Les valeurs nominales sont alors obtenues en prenant la valeur moyenne de chaque distribution et la différence entre cette valeur et la valeur de l'intégrale de la distribution à $+34.1\%(-34.1\%)$. Cela donne ainsi l'incertitude à $+1\sigma(-1\sigma)$.

Table 3.32: Fractions d'ajustement des catégories obtenues à partir des paramètres résultant de l'ajustement simultané en amplitude de $(m_{4h,p\bar{p}})$. Les incertitudes sont uniquement statistiques. La somme des fractions d'ajustement, $\sum_k \mathrm{FF}_k$, est différente de 1 pour les modes $4h$ en raison de la présence d'interférences destructives entre les désintégrations $B_s^0 \to \eta_c\phi$ et $B_s^0 \to (4h)_{\mathrm{NR}}\phi$.

	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
$\mathrm{FF}_{J/\psi}$	0.39 ± 0.03	0.28 ± 0.03	0.29 ± 0.05	0.76 ± 0.02
FF_{η_c}	0.49 ± 0.05	0.63 ± 0.07	0.31 ± 0.03	0.24 ± 0.03
$\mathrm{FF}_{\mathrm{bkg}}$	0.12 ± 0.10	0.02 ± 0.03	0.32 ± 0.19	n/a
$\mathrm{FF}_{\mathrm{NR}}$	0.24 ± 0.11	0.12 ± 0.09	0.15 ± 0.16	n/a
$\sum_k \mathrm{FF}_k$	1.24 ± 0.07	1.05 ± 0.11	1.08 ± 0.08	1.00

Table 3.33: Nombre d'événements des catégories obtenues à partir des paramètres résultant de l'ajustement simultané en amplitude de ($m_{4h,p\bar{p}}$). Les incertitudes sont uniquement statistiques. Le nombre total d'événements pour chaque mode, $N_{tot.}$, provient des résultats des ajustements 2D (voir 3.30).

	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
$N_{J/\psi}$	228 ± 15	139 ± 15	44 ± 7	334 ± 9
N_{η_c}	287 ± 31	319 ± 34	48 ± 5	109 ± 12
N_{bkg}	70 ± 58	12 ± 14	48 ± 29	n/a
N_{NR}	142 ± 66	58 ± 43	23 ± 25	n/a
$N_{tot.}$	586 ± 34	502 ± 33	151 ± 15	448 ± 25

3.7 Évaluation des incertitudes systématiques

Comme le rapport de branchement $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c \phi)$ est mesuré par rapport au canal $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ (voir Eq. 1.44), beaucoup d'incertitudes systématiques sont réduites. Chaque source d'incertitude systématique peut induire des effets différents pour le η_c et le J/ψ. Ainsi, seules les sources suivantes sont considérées :

- la sélection du BDT (Sec. 3.7.1),
- les paramètres fixés dans les fonctions de distributions des deux étapes d'ajustements (Sec. 3.7.2) ainsi que les biais (Sec. 3.7.3) et choix (Sec. 3.7.4) de l'ajustement,
- une étude spéciale est effectuée : avec des ajustements individuels (Sec. 3.7.5), pour tenir compte de la présence d'une composante NR dans le mode $p\bar{p}$ (Sec. 3.7.6), sur le paramètre de la RBW qui décrit le méson ϕ (Sec. 3.7.7),
- les incertitudes sur les rapports d'efficacités (Sec. 3.7.8),
- l'effet de l'acceptance angulaire (Sec. 3.7.9),
- les incertitudes sur les rapports de branchement externes (Sec. 3.7.10),
- l'hypothèse sur la composante S-*wave* (Sec. 3.7.11).

Un résumé des différentes incertitudes systématiques est donné dans la Sec. 3.7.12.

3.7.1 Méthode de sélection *Boosted Decision Tree*

Pour de vérifier la présence de biais dans la sélection du BDT, l'accord entre les distributions des données réelles et simulées pour chaque variable est étudié. Les variables et leurs significations sont données dans la Sec. 3.2.3.

La procédure appliquée est la suivante : les rapports des distributions des variables utilisées dans l'algorithme de BDT entre les événements MC du η_c et ceux des données sélectionnées autour de la masse du η_c sont calculés. La même procédure est appliquée pour le J/ψ. Ensuite, un ajustement, à l'aide d'un polynôme de degré 0, est effectué sur ce double rapport pour chaque variable. Si aucune différence n'est observée entre les données simulées et réelles, alors le résultat de l'ajustement du double rapport doit être compatible avec 1.

Les valeurs des doubles rapports sont données dans le Tableau 3.34, pour le cas $p\bar{p}$, et dans le Tableau 3.35, pour le cas $4h$. Tous les doubles rapports sont compatibles avec 1, ainsi aucune incertitude systématique n'est attribuée.

Table 3.34: Résultat de l'ajustement du double rapport entre les données et le MC pour le J/ψ et le η_c sur les variables du mode $p\bar{p}$.

Mère	Particule	Variable	$p\bar{p}$
-	B_s^0	Maximum DOCA	0.992 ± 0.006
-	B_s^0	log(FDS)	0.988 ± 0.009
-	B_s^0	vertex χ^2/ndf	0.994 ± 0.007
-	B_s^0	log(IP χ^2)	0.994 ± 0.007
-	B_s^0	log(1-DIRA)	0.994 ± 0.006
-	$B_s^0/p/K$	Pointing	0.996 ± 0.007
η_c	p	log(p_{T})	0.995 ± 0.006
η_c	$\bar{p}$	log(p_{T})	0.996 ± 0.006
η_c	p	log(IP χ^2)	0.991 ± 0.009
η_c	$\bar{p}$	log(IP χ^2)	0.992 ± 0.009
ϕ	K^+	log(p_{T})	0.997 ± 0.006
ϕ	K^-	log(p_{T})	0.994 ± 0.006
ϕ	K^+	log(IP χ^2)	0.987 ± 0.009
ϕ	K^-	log(IP χ^2)	0.988 ± 0.009

Table 3.35: Résultat de l'ajustement du double rapport entre les données et le MC pour le J/ψ et le η_c sur les variables des modes $4h$.

Mère	Particule	Variable	Mode/Année					
			$2K2\pi$		4π		$4K$	
			2011	2012	2011	2012	2011	2012
-	B_s^0	ENDVERTEX(χ^2/ndf)	1.004 ± 0.039	1.005 ± 0.025	1.001 ± 0.041	0.998 ± 0.026	0.993 ± 0.134	0.949 ± 0.087
-	B_s^0	FD_OWNPV	0.998 ± 0.038	0.999 ± 0.024	0.996 ± 0.039	0.999 ± 0.025	0.920 ± 0.126	0.997 ± 0.089
-	B_s^0	DIRA_OWNPV	0.999 ± 0.037	0.999 ± 0.024	0.997 ± 0.039	0.995 ± 0.025	0.998 ± 0.132	0.991 ± 0.088
-	B_s^0	Log_p_T	0.999 ± 0.037	0.999 ± 0.024	0.999 ± 0.039	0.999 ± 0.025	0.992 ± 0.132	0.961 ± 0.086
-	ϕ	Log_p_T	0.996 ± 0.037	0.998 ± 0.024	0.993 ± 0.039	0.998 ± 0.025	0.901 ± 0.125	0.983 ± 0.087
-	ϕ	ENDVERTEX(χ^2/ndf)	0.996 ± 0.038	0.999 ± 0.024	0.995 ± 0.039	0.996 ± 0.025	0.960 ± 0.131	0.996 ± 0.090
-	η_c	ENDVERTEX(χ^2/ndf)	0.994 ± 0.038	0.994 ± 0.024	0.988 ± 0.040	0.998 ± 0.025	0.996 ± 0.133	0.991 ± 0.090
-	η_c	IP χ^2_OWNPV	0.989 ± 0.038	0.988 ± 0.024	0.981 ± 0.039	0.979 ± 0.025	0.885 ± 0.126	0.965 ± 0.087
-	η_c	FD_ORIVX	1.016 ± 0.039	1.008 ± 0.025	1.000 ± 0.040	1.001 ± 0.025	1.000 ± 0.135	1.006 ± 0.091
B_s^0	K/π	Max_TRACK_χ^2/ndf	1.001 ± 0.038	1.003 ± 0.024	0.983 ± 0.039	1.002 ± 0.025	1.003 ± 0.134	0.983 ± 0.088
B_s^0	K/π	Log_Max_IP χ^2	0.998 ± 0.038	0.995 ± 0.024	0.994 ± 0.039	0.991 ± 0.025	0.980 ± 0.131	0.986 ± 0.087
B_s^0	K/π	Log_Min_p_T	0.997 ± 0.037	0.995 ± 0.024	0.977 ± 0.039	0.978 ± 0.024	0.971 ± 0.129	0.980 ± 0.088

3.7.2 Paramètres fixes des fonctions d'ajustement

Plusieurs paramètres fixés dans les fonctions d'ajustement correspondent aux valeurs obtenues à partir des événements MC. C'est le cas des paramètres des fonctions Hypatia du méson B_s^0 et de la fonction de résolution dans l'ajustement en amplitude sur $m_{4h,p\bar{p}}$. De plus les largeurs naturelles du méson η_c et du méson ϕ sont fixées à la valeur du PDG.

Pour chaque paramètre fixé dans l'ajustement 2D, 1000 nouvelles valeurs sont générées à partir de la matrice de corrélation (Appendice D.1) de l'ajustement sur les échantillons simulés (voir Sec. 3.5.1). Pour chaque nouvel ensemble de valeurs, un ajustement 2D est effectué sur la masse invariante $(4h, p\bar{p})K^+K^-$ et K^+K^- pour extraire les poids (*sweights*) correspondants.

Un ajustement simultané en amplitude est effectué sur les distributions $m_{(4h,p\bar{p})}$ en appliquant les poids obtenus précédemment et en variant les paramètres d'ajustement fixés (voir Sec. 3.5.2) dans les données. Ces paramètres sont obtenus à partir de la matrice de corrélation (Appendice D.1) de l'ajustement effectué sur les échantillons simulés. Pour chaque nouvel ajustement sur $m_{4h,p\bar{p}}$, la largeur naturelle du η_c est également générée à l'aide de contrainte Gaussienne. La valeur centrale et la résolution de cette Gaussienne sont prises dans le PDG.

Une nouvelle valeur de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ est obtenue pour chaque ensemble de valeurs. L'incertitude systématique correspondante est la différence entre la valeur nominale et la valeur à 1σ (-1σ) de la distribution du rapport de branchement. Cette distribution est montrée dans la Fig. 3.26. Le biais est négligeable et l'incertitude systématique est estimée à $(+0.06/-0.07) \times 10^{-4}$.

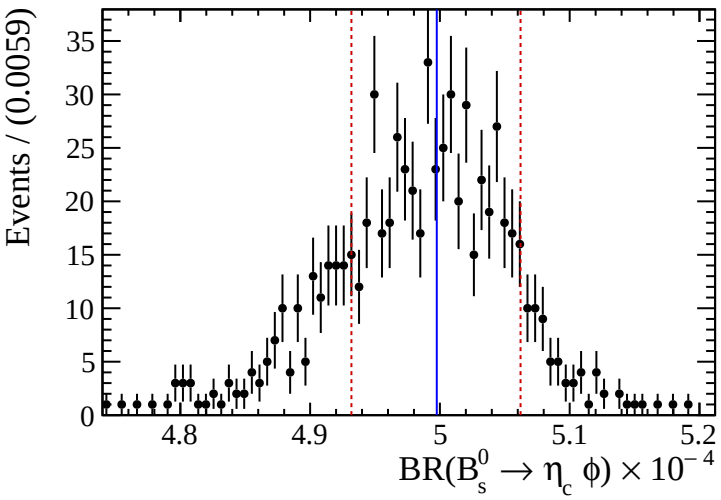

Figure 3.26: Distribution de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ obtenue après avoir fait varier les paramètres d'ajustement dans les deux modèles ajustements (2D et simultané en amplitude). La ligne bleu verticale correspond à la valeur nominale et les lignes rouges en pointillées correspondent aux valeurs à plus ou moins un sigma.

3.7.3 Les biais de l'ajustement

Les possibles biais dus au modèle d'ajustement sont étudiés en générant plusieurs échantillons de simulations MC simplifiées, appelé *toy* MC ou pseudo-expériences. Afin d'obtenir une estimation réaliste de ces biais, chaque pseudo-expérience doit être statistiquement équivalente à l'échantillon de données. Les biais potentiels qui proviennent du modèle sont estimés à l'aide de distributions normalisées appelées *pull*. Le *pull* d'un paramètre libre x dans la i-ème pseudo-expérience est définie comme suit :

$$\text{pull}_i = \frac{x_i^f - x_i^t}{\sigma(x)_i^f}\,, \tag{3.24}$$

où x_i^f et $\sigma(x)_i^f$ correspondent à la valeur ajustée d'un paramètre et à son incertitude, et x_i^t est la valeur générée. Le biais d'un paramètre est défini comme $\text{biais}_i = x_i^f - x_i^t$. Dans cette analyse, un premier ajustement 2D de $m_{(4h,p\bar{p})K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$ est utilisé pour séparer statistiquement les événements de signal. Ensuite, un deuxième ajustement simultané en amplitude de $m_{4h,p\bar{p}}$ est effectué pour obtenir $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$. Ainsi, l'étude de ces pseudo-expériences doit être faite en deux étapes.

Comme présenté dans la Sec. 3.7.3.1, une étude dédiée sur des pseudo-expériences est effectué pour vérifier la présence de potentiel biais sur les paramètres de l'ajustement en 2D. En effet, le nombre d'événements de signal ne doit pas manifester de biais afin d'obtenir un ensemble de poids corrects. La présence de biais significatifs sur les autres paramètres ne devrait pas affecter ce dernier.

Une seconde étude (voir Sec. 3.7.3.2) sur des pseudo-expériences est effectuée pour vérifier la présence de biais potentiel sur les paramètres du modèle d'ajustement simultané en amplitude, et spécialement sur le paramètre : $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$.

3.7.3.1 Modèle d'ajustement 2D

Le modèle d'ajustement 2D est utilisé pour générer 1000 pseudo-experiences en utilisant les fonctions de distributions décrites dans la Sec. 3.5.1. Dans chaque pseudo-expérience, le nombre d'événements de chaque catégorie est généré de manière aléatoire à partir d'une distribution de Poisson avec des valeurs moyennes correspondant à celles extraites de l'ajustement 2D effectué sur les données $m_{(4h,p\bar{p})K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$ et exposées dans les Tableaux 3.30. Tous les autres paramètres sont générés avec une valeur constante pour chaque pseudo-expérience et sont extraits des Tableaux 3.30, 3.25 et 3.26 pour les paramètres libres et fixés.

Les résultats de ces pseudo-expériences pour l'ajustement 2D sont donnés dans les Tableaux 3.36 à 3.39 pour les quatre états finaux considérés. Il y a des biais observés sur des nombres d'événements de bruit de fond mais cela n'affecte pas les poids utilisés dans la suite pour l'ajustement en amplitude.

Table 3.36: Résultats de l'ajustement 2D effectué sur 1000 pseudo-expériences simulant des échantillons $2K2\pi$. Les valeurs générées, la valeur centrale de la valeur ajustée $\langle x \rangle$ et les incertitudes des distributions $\langle \delta(x) \rangle$ sont indiquées pour chaque paramètres. Les paramètres de la Gaussienne obtenue à partir de l'ajustement des distributions normalisées (μ et σ) et la qualité de l'ajustement χ^2/ndf) sont également rapportés. Pour finir, la valeur du biais correspondant à la valeur moyenne de la Gaussienne obtenue à partir de l'ajustement des distributions est donnée.

Paramètre	Gen	Ajustement		Pull			Biais
		$\langle x \rangle$	$\langle \delta(x) \rangle$	μ	σ	χ^2/ndf	
μ_ϕ	1019.38	1019.37	0.11	-0.04 ± 0.03	0.97 ± 0.03	1.31	-0.00
res_{KK}	0.99	0.97	0.24	0.06 ± 0.03	0.86 ± 0.03	2.67	0.01
$\kappa(4h)_{\text{comb.}KK}$	0.0043	0.0044	0.0011	0.14 ± 0.03	0.99 ± 0.03	1.37	0.00
$\kappa(4h)_{\text{comb.}\phi}$	-0.0033	-0.0033	0.0008	0.04 ± 0.03	0.99 ± 0.03	1.08	0.00
$\kappa(KK)_{B,KK}$	0.0120	0.0125	0.0125	-0.03 ± 0.03	0.89 ± 0.02	2.01	-0.00
$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$	0.0060	0.0061	0.0042	0.04 ± 0.03	0.97 ± 0.03	1.09	0.00
μ_{B^0}	5287.00	5288.39	7.64	0.02 ± 0.05	1.35 ± 0.05	0.85	0.14
$\mu_{B_s^0}$	5370.00	5369.97	0.75	-0.05 ± 0.03	1.00 ± 0.03	0.81	-0.04
$N_{B^0 KK}$	18.00	20.46	13.81	0.24 ± 0.03	0.97 ± 0.03	1.51	3.30
$N_{B^0 \phi}$	7.00	8.62	17.06	0.13 ± 0.04	1.17 ± 0.03	1.20	2.15
$N_{B_s^0 KK}$	86.00	85.11	22.21	-0.04 ± 0.03	1.00 ± 0.02	0.86	-0.96
$N_{B_s^0 \phi}$	586.00	587.28	36.31	0.04 ± 0.03	0.95 ± 0.02	0.92	1.30
$N_{\text{comb.}KK}$	329.00	326.10	32.59	-0.13 ± 0.04	1.04 ± 0.03	0.81	-4.25
$N_{\text{comb.}\phi}$	418.00	415.46	37.62	-0.07 ± 0.03	1.00 ± 0.03	1.02	-2.65
$\sigma_{B_s^0}$	16.40	16.31	0.87	-0.10 ± 0.03	0.99 ± 0.03	1.19	-0.09

Table 3.37: Résultats de l'ajustement 2D effectué sur 1000 pseudo-expériences simulant des échantillons 4π. La même convention que pour le Tableau 3.36 est appliquée.

Paramètre	Gen	Ajustement		Pull			Biais
		$\langle x \rangle$	$\langle \delta(x) \rangle$	μ	σ	χ^2/ndf	
μ_ϕ	1019.65	1019.65	0.13	0.01 ± 0.03	1.00 ± 0.03	0.74	0.00
res_{KK}	1.20	1.19	0.22	0.01 ± 0.03	0.93 ± 0.03	1.22	0.00
$\kappa(4h)_{\text{comb.}KK}$	0.0069	0.0070	0.0010	0.01 ± 0.03	0.94 ± 0.02	1.09	0.00
$\kappa(4h)_{\text{comb.}\phi}$	-0.0102	-0.0106	0.0020	0.03 ± 0.04	0.89 ± 0.03	1.71	0.00
$\kappa(KK)_{B,KK}$	0.0120	0.0123	0.0085	0.02 ± 0.03	0.94 ± 0.02	0.88	0.00
$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$	0.0132	0.0131	0.0031	-0.01 ± 0.03	1.02 ± 0.03	0.69	-0.00
μ_{B^0}	5284.70	5284.80	2.77	0.03 ± 0.04	1.01 ± 0.03	1.26	0.09
$\mu_{B_s^0}$	5371.90	5371.91	0.88	0.03 ± 0.03	1.01 ± 0.03	0.88	0.02
$N_{B^0 KK}$	67.00	67.64	20.36	-0.01 ± 0.03	0.97 ± 0.02	0.89	-0.22
$N_{B^0 \phi}$	77.00	80.67	23.74	0.09 ± 0.04	1.01 ± 0.03	1.10	2.11
$N_{B_s^0 KK}$	112.00	113.18	26.84	0.01 ± 0.03	1.00 ± 0.03	0.80	0.20
$N_{B_s^0 \phi}$	502.00	504.56	35.21	0.08 ± 0.03	0.95 ± 0.03	1.01	2.96
$N_{\text{comb.}KK}$	599.00	595.57	44.32	-0.06 ± 0.03	0.93 ± 0.03	1.31	-2.85
$N_{\text{comb.}\phi}$	380.00	375.41	48.43	-0.05 ± 0.03	0.95 ± 0.03	1.49	-2.61
$\sigma_{B_s^0}$	17.40	17.38	1.12	-0.04 ± 0.04	1.03 ± 0.03	1.23	-0.04

Table 3.38: Résultats de l'ajustement 2D effectué sur 1000 pseudo-expériences simulant des échantillons $4K$. La même convention que pour le Tableau 3.36 est appliquée.

Paramètre	Gen	Ajustement		Pull			Biais
		$\langle x \rangle$	$\langle \delta(x) \rangle$	μ	σ	χ^2/ndf	
μ_ϕ	1019.53	1019.53	0.24	0.00 ± 0.04	0.97 ± 0.03	0.89	0.00
res_{KK}	0.90	0.82	0.85	0.33 ± 0.04	0.74 ± 0.03	7.13	0.28
$\kappa(4h)_{\text{comb.}KK}$	0.0071	0.0087	0.0044	0.13 ± 0.04	0.98 ± 0.04	1.98	0.00
$\kappa(4h)_{\text{comb.}\phi}$	-0.0027	-0.0027	0.0028	0.19 ± 0.04	0.99 ± 0.03	0.80	0.00
$\kappa(KK)_{B,KK}$	-0.0800	-0.2040	0.3478	0.40 ± 0.10	1.86 ± 0.09	1.17	0.14
$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$	0.0250	0.0266	0.0146	-0.01 ± 0.04	0.95 ± 0.03	1.78	-0.00
μ_{B^0}	5272.00	5274.96	10.57	0.00 ± 0.05	1.30 ± 0.05	1.25	0.04
$\mu_{B_s^0}$	5369.80	5369.82	1.27	0.02 ± 0.04	0.99 ± 0.03	1.00	0.02
$N_{B^0 KK}$	1.00	3.20	2.17	0.65 ± 0.03	0.58 ± 0.02	1.84	1.42
$N_{B^0 \phi}$	6.00	6.49	6.40	0.10 ± 0.05	0.95 ± 0.04	2.12	0.63
$N_{B_s^0 KK}$	3.00	4.53	3.73	0.08 ± 0.04	0.93 ± 0.04	1.53	0.30
$N_{B_s^0 \phi}$	148.00	148.73	14.24	0.05 ± 0.04	1.02 ± 0.03	0.88	0.64
$N_{\text{comb.}KK}$	34.00	32.25	8.58	-0.27 ± 0.04	1.09 ± 0.04	1.20	-2.31
$N_{\text{comb.}\phi}$	50.00	48.77	12.32	-0.09 ± 0.04	1.08 ± 0.03	0.77	-1.07
$\sigma_{B_s^0}$	15.50	15.33	1.45	-0.15 ± 0.04	1.13 ± 0.04	0.81	-0.21

Table 3.39: Résultats de l'ajustement 2D effectué sur 1000 pseudo-expériences simulant des échantillons $p\bar{p}$. La même convention que pour le Tableau 3.36 est appliquée. Pour les variables avec une $*$, les distributions normalisées ne sont pas Gaussiennes.

Paramètre	Gen	Ajustement		Pull		Bias
		$\langle x \rangle$	$\langle \delta(x) \rangle$	μ	σ	
μ_ϕ	1019.90	1020.02	0.14	-0.01 ± 0.03	1.01 ± 0.03	-0.00
res^*_{KK}	0.58	0.60	0.35	0.49 ± 0.05	0.93 ± 0.04	-0.04
$\kappa(4h)_{\text{comb.}KK}$	-0.0028	-0.0022	0.0044	0.18 ± 0.03	0.85 ± 0.02	0.00
$\kappa(4h)_{\text{comb.}\phi}$	-0.0031	-0.0006	0.0015	-0.22 ± 0.04	1.13 ± 0.04	0.00
$\kappa(KK)^*_{B,KK}$	-0.0326	-0.0739	0.0036	1.28 ± 0.09	1.19 ± 0.07	-0.02
$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$	0.0046	0.0033	0.0078	-0.13 ± 0.03	0.85 ± 0.03	-0.00
μ_{B^0}	5280.8	5263.0	15.5	0.17 ± 0.07	1.70 ± 0.08	0.13
$\mu_{B_s^0}$	5369.8	5370.0	0.747	0.03 ± 0.04	1.02 ± 0.03	0.04
$N_{B^0 KK}$	-3.43	-2.51	9.12	0.04 ± 0.05	1.27 ± 0.04	0.90
$N_{B^0 \phi}$	11.94	12.24	7.03	0.02 ± 0.03	0.92 ± 0.03	-0.45
$N_{B_s^0 KK}$	8.22	9.66	10.41	0.13 ± 0.03	0.82 ± 0.03	1.37
$N_{B_s^0 \phi}$	450.2	451.1	23.9	-0.04 ± 0.03	0.97 ± 0.03	1.03
$N_{\text{comb.}KK}$	108.35	111.2	21.9	-0.11 ± 0.04	1.06 ± 0.04	2.80
$N_{\text{comb.}\phi}$	42.43	38.28	15.06	-0.22 ± 0.03	0.98 ± 0.03	-4.30
$\sigma_{B_s^0}$	15.78	15.75	0.82	-0.04 ± 0.03	0.95 ± 0.03	-0.01
N_{mis}	10.2	12.33	15.37	0.19 ± 0.03	0.80 ± 0.03	2.00
$\kappa(KK)^*_{\text{misid.},K\pi}$	-0.0326	-0.0494	0.2547	0.74 ± 0.03	0.53 ± 0.03	-0.02

3.7.3.2 Modèle d'ajustement en amplitude

Suivant la même procédure que celle décrite dans la Sec. 3.7.3.1, un ensemble de 1000 pseudo-expériences est généré en utilisant le modèle d'ajustement décrit dans la Sec. 3.5.2. Les nombres d'événements de chaque espèce sont tirés d'une distribution de Poisson avec une moyenne prise à partir du Tableau 3.33. Les résultats de ces pseudo-expériences pour l'ajustement simultané en amplitude sont données dans le Tableau 3.40 et le pull du paramètre $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ est donné dans la Fig. 3.27. Un biais de -0.07×10^{-4} est observé sur ce paramètre ce qui est attribué comme une incertitude systématique. Un biais est également trouvé pour $\kappa_{\rm NR}^{4\pi}$ mais il n'intervient pas dans l'estimation de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ et est donc ignoré.

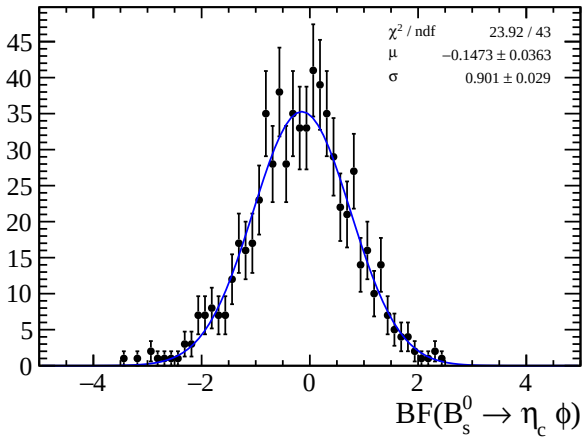

Figure 3.27: Distribution du pull du rapport de branchement ($\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$) (point noir) ajustée par une Gaussienne (courbe bleue).

Table 3.40: Résultats de l'ajustement simultané en amplitude obtenus avec 1000 pseudo-expériences. Même convention que pour le Tableau 3.36.

Paramètre	Gen	Ajustement		Pull			Biais
		$\langle x \rangle$	$\langle \delta(x) \rangle$	μ	σ	χ^2/ndf	
$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c \phi)$	4.95	4.89	0.53	-0.15 ± 0.04	0.90 ± 0.03	0.56	-0.07
$\kappa_S^{2K2\pi}$	-3.62	-3.00	4.04	0.28 ± 0.05	0.97 ± 0.04	1.89	0.98
κ_S^{4K}	5.06	6.02	13.62	-0.02 ± 0.02	0.53 ± 0.02	1.53	-0.32
$\kappa_S^{4\pi}$	-1.06	-1.30	3.99	-0.14 ± 0.04	0.92 ± 0.04	1.36	-0.54
$\kappa_{\mathrm{NR}}^{2K2\pi}$	13.39	22.67	34.29	0.02 ± 0.02	0.42 ± 0.02	1.89	-0.41
$\kappa_{\mathrm{NR}}^{4K}$	4.90	6.43	23.17	0.02 ± 0.02	0.45 ± 0.03	2.93	0.05
$\kappa_{\mathrm{NR}}^{4\pi}$	-13.72	-22.94	85.55	-0.11 ± 0.01	0.18 ± 0.01	5.86	-7.77
$f_S^{2K2\pi}$	0.60	0.65	0.28	0.10 ± 0.03	0.77 ± 0.03	1.19	0.05
f_S^{4K}	0.52	0.86	0.96	0.20 ± 0.03	0.63 ± 0.03	2.14	0.07
$f_S^{4\pi}$	0.41	0.56	0.27	0.48 ± 0.03	0.76 ± 0.03	0.99	0.11
$f_{\mathrm{NR}}^{2K2\pi}$	0.32	0.33	0.30	0.02 ± 0.03	0.70 ± 0.03	1.08	0.00
f_{NR}^{4K}	1.10	0.82	1.31	-0.29 ± 0.03	0.67 ± 0.02	1.91	-0.36
$f_{\mathrm{NR}}^{4\pi}$	0.09	0.04	0.41	-0.29 ± 0.02	0.50 ± 0.02	3.44	-2.09
μ_{η_c}	2983.66	2983.13	0.09	-0.40 ± 0.05	1.02 ± 0.04	1.81	-0.59
$\mu_{J/\psi}$	3099.46	3099.46	0.02	0.02 ± 0.04	0.98 ± 0.03	0.88	0.01
$\Delta\phi_{2K2\pi}$	1.74	1.83	0.22	0.24 ± 0.04	0.85 ± 0.03	1.41	0.07
$\Delta\phi_{4K}$	0.30	0.32	1.22	0.18 ± 0.06	1.37 ± 0.07	1.72	0.08
$\Delta\phi_{4\pi}$	2.92	2.95	0.45	0.09 ± 0.04	0.92 ± 0.05	1.57	0.03

3.7.4 Modèle d'ajustement alternatif

La dépendance de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ sur le choix du modèle pour décrire la résolution du détecteur est vérifiée. Dans le modèle d'ajustement nominal, une fonction Hypatia est utilisée pour décrire le B_s^0 et le B^0 dans le modèle d'ajustement 2D ainsi que pour la fonction de résolution dans le modèle d'ajustement en amplitude (voir la Sec. 3.5.1). Toutes les fonctions Hypatia sont changées en fonction Crystal-Ball avec deux queues asymétriques dont l'expression est donnée dans l'Appendice C.

Les paramètres de la fonction Crystal-Ball pour le B_s^0 et pour la fonction de résolution sont obtenus à partir de l'ajustement sur les événements MC pour chacun des quatre modes. En utilisant ces paramètres, l'ajustement 2D sur les données permet de calculer un nouvel ensemble de poids permettant d'effectuer un ajustement simultané en amplitude.

Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau 3.41, et la différence entre la valeur nominale de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ et celle obtenue avec le modèle d'ajustement alternatif donne une incertitude systématique de $+0.22 \times 10^{-4}$.

Table 3.41: Résultats de l'ajustement simultané en amplitude de $(m_{4h,p\bar{p}})$ obtenus en remplaçant la fonction Hypatia décrivant le J/ψ et le η_c par une Cristal-Ball. Les incertitudes sont uniquement statistiques.

Paramètre	Mode			
	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
m_{η_c} (MeV/c^2)	2980.9 ± 2.2			
$m_{J/\psi}$ (MeV/c^2)	3097.0 ± 0.3			
$\kappa_{\rm NR}$ (MeV/c^2)	-3 ± 3	2 ± 12	4 ± 5	n/a
$\kappa_{\rm bkg}$ (MeV/c^2)	12 ± 8	74 ± 113	4.2 ± 2.8	n/a
$f_{\rm NR}$ (MeV/c^2)	0.87 ± 0.36	0.21 ± 0.17	0.4 ± 0.5	n/a
$f_{\rm bkg}$ (MeV/c^2)	0.36 ± 0.31	0.22 ± 0.33	1.3 ± 0.7	n/a
$\Delta\phi$ (rad)	1.70 ± 0.15	2.7 ± 0.9	0.6 ± 0.9	n/a
$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ $(\times 10^{-4})$	5.22 ± 0.60			

3.7.5 Ajustements en amplitude individuels

Afin de vérifier la sensibilité individuelle de chaque mode dans l'ajustement simultané de $m_{p\bar{p}}$, $m_{2K2\pi}$, $m_{4\pi}$ et m_{4K}, un ajustement en amplitude est effectué pour chaque mode séparément. Les résultats correspondants sont donnés dans le Tableau 3.42 et les quatre projections sont montrées dans la Fig. 3.28. Chaque résultat individuel est compatible avec le résultat de l'ajustement simultané en amplitude et, ainsi, aucune incertitude systématique n'est attribuée.

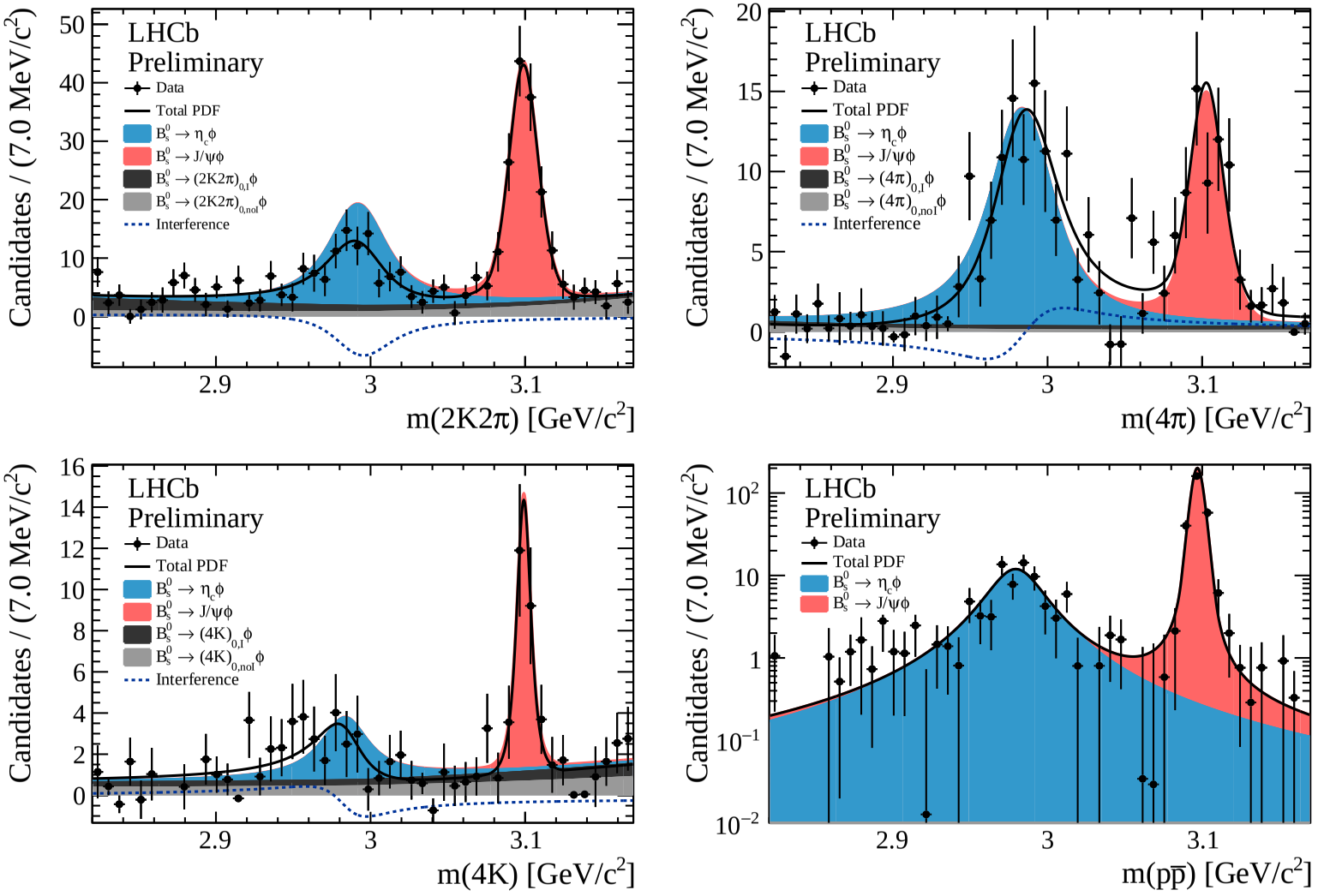

Figure 3.28: Projection de l'ajustement en amplitude individuel de $m_{2K2\pi}$ (haut gauche), $m_{4\pi}$ (haut droit), m_{4K} (bas gauche) et $m_{p\bar{p}}$ (bas droit) sur les données.

Table 3.42: Résultats des ajustements en amplitude individuels de ($m_{4h,p\bar{p}}$). Les incertitudes sont uniquement statistiques.

Paramètre	Mode			
	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
m_{η_c} (MeV/c^2)	2992 ± 7	2983.7 ± 0.1	2981.3 (fixé)	2979.5 ± 2.5
$m_{J/\psi}$ (MeV/c^2)	3098.9 ± 1.0	3102.7 ± 2.1	3099.2 ± 1.6	3096.93 ± 0.25
$\kappa_{\rm NR}$	-5 ± 14	0 ± 9	4.8 ± 3.5	n/a
$\kappa_{\rm bkg}$	11 ± 33	-14 ± 23	4.7 ± 3.1	n/a
$f_{\rm NR}$	0.38 ± 0.35	0.20 ± 0.15	0.7 ± 0.9	n/a
$f_{\rm bkg}$	0.37 ± 0.21	0.09 ± 0.09	0.9 ± 0.9	n/a
$\Delta\phi$	1.2 ± 0.8	3.0 ± 1.6	0 ± 10	n/a
$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ ($\times 10^{-4}$)	4.2 ± 2.1	4.8 ± 1.9	5 ± 13	5.1 ± 0.6

3.7.6 Présence d'une composante non résonante $p\bar{p}$

La présence éventuelle d'une contribution non-résonante $p\bar{p}$ dans l'ajustement simultané en amplitude est estimé avec les données réelles. Les résultats de l'ajustement sont donnés dans le Tableau 3.43. La différence entre la valeur nominale de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ et celle obtenue en incluant le non-résonant $p\bar{p}$ donne une incertitude systématique de -0.05×10^{-4}.

Table 3.43: Résultats de l'ajustement simultané en amplitude de ($m_{4h,p\bar{p}}$) obtenus en incluant une composante $p\bar{p}$ non-résonante. Les incertitudes sont uniquement statistiques.

Paramètre	Mode			
	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
m_{η_c} (MeV/c^2)	2980.1 ± 2.3			
$m_{J/\psi}$ (MeV/c^2)	3097.2 ± 0.2			
$\kappa_{\rm NR}$ (MeV/c^2)	-4 ± 4	-1 ± 8	5 ± 4	n/a
$\kappa_{\rm bkg}$ (MeV/c^2)	13 ± 8	-14 ± 17	4.9 ± 2.9	-3.8 ± 3.2
$f_{\rm NR}$ (MeV/c^2)	0.60 ± 0.29	0.41 ± 0.31	0.5 ± 0.6	n/a
$f_{\rm bkg}$ (MeV/c^2)	0.32 ± 0.26	0.09 ± 0.10	1.1 ± 0.6	$(5 \pm 5) \times 10^{-3}$
$\Delta\phi$ (rad)	1.74 ± 0.19	2.9 ± 0.6	0.3 ± 0.9	n/a
$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ ($\times 10^{-4}$)	4.96 ± 0.53			

3.7.7 Paramètre d'ajustement du méson ϕ

Le rayon de barrière de Blatt-Weisskopf, dans l'expression de la Breit-Wigner relativiste décrivant le méson ϕ, est fixé à $r_\phi = 3.0\,\text{GeV}^{-1}$. Pour le K^* et le ρ, la littérature rapporte un valeur entre 2-4 GeV^{-1} [40] alors que pour le ϕ il n'y a pas d'information. À défaut d'une meilleure source d'information, l'hypothèse est faite que ce paramètre varie entre $[1.5; 5.0]\,\text{GeV}^{-1}$. Deux ajustements 2D sont effectués avec ce paramètre fixé à 1.5 et $5.0\,\text{GeV}^{-1}$ et deux ensembles de poids sont obtenus. En utilisant ces deux nouveaux ensembles, deux ajustements simultanés en amplitude sont effectués. La différence entre la valeur nominale de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ et celle obtenue en changeant le rayon de barrière de Blatt-Weisskopf donne une incertitude systématique de $+0.08 \times 10^{-4}$.

3.7.8 Rapports d'efficacités

En plus des incertitudes statistiques liées à la taille des échantillons MC utilisés pour estimer les efficacités individuelles entrant dans l'Eq. 1.44, l'incertitude sur la procédure d'utilisation du logiciel PIDCalib (voir Sec. 2.3.3) est étudiée.

Le choix du nombre de classes (bins), dans les distributions des variables cinématiques du logiciel PIDCalib, peut avoir un impact sur l'estimation des efficacités. Ainsi ce nombre de classes est multiplié par deux et divisé par deux par rapport au nombre de classes nominale. Pour les deux alternatives, les efficacités individuelles et les rapports entre J/ψ et η_c sont recalculés. Les incertitudes totales sur les rapports d'efficacités sont

calculées comme la somme quadratique des incertitudes statistiques MC et les incertitudes systématiques dues au nombre de classes.

Les efficacités calculées en utilisant un nombre de classes divisé par deux et multiplié par deux sont rapportées dans le Tableau 3.44 et les rapports d'efficacités correspondant dans le Tableau 3.45.

Table 3.44: Efficacités d'identification des particules obtenues en utilisant la moitié et le double du nombre de classes nominal dans le logiciel PIDCalib.

Année/Mode	Efficacité (%)			
	$B_s^0 \to \eta_c\phi$		$B_s^0 \to J/\psi\,\phi$	
	Mag Down	Mag Up	Mag Down	Mag Up
	Moitié			
2011 $2K2\pi$	86.76	86.99	87.04	86.84
2012 $2K2\pi$	87.09	86.03	86.93	86.14
2011 4π	81.73	81.26	81.51	81.44
2012 4π	82.30	81.61	82.32	81.14
2011 $4K$	91.34	91.88	91.51	91.00
2012 $4K$	90.96	90.38	91.58	89.91
2011 $p\bar{p}$	50.60	50.74	51.07	51.13
2012 $p\bar{p}$	51.81	50.46	51.93	50.84
	Double			
2011 $2K2\pi$	86.80	87.17	87.16	87.02
2012 $2K2\pi$	87.25	86.17	87.08	86.38
2011 4π	81.99	81.50	80.96	80.93
2012 4π	82.59	81.82	82.50	81.41
2011 $4K$	91.18	91.96	91.63	90.72
2012 $4K$	91.02	90.38	91.56	90.01
2011 $p\bar{p}$	49.80	50.52	55.21	58.42
2012 $p\bar{p}$	50.35	51.42	55.45	57.80

Table 3.45: Rapports d'efficacités d'identification des particules obtenues en utilisant la moitié et le double du nombre de classes nominal dans le logiciel PIDCalib.

Mode	Rapport d'efficacité : PID
	Moitié
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{half}}_{2K2\pi}$	1.0002
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{half}}_{4\pi}$	0.9980
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{half}}_{4K}$	0.9996
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{half}}_{p\bar{p}}$	1.0066
	Double
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{twice}}_{2K2\pi}$	1.0007
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{twice}}_{4\pi}$	0.9946
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{twice}}_{4K}$	0.9996
$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\eta_c}\vert^{\text{twice}}_{p\bar{p}}$	1.0055

Les incertitudes totales sur les rapports d'efficacités sont :

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\varepsilon_{B^0_s\to J/\psi\,\phi}}{\varepsilon_{B^0_s\to\eta_c\phi}}\right)_{2K2\pi} &= 1.015 \pm 0.011\,(\text{MC stat})^{+0.001}_{-0.000}\,(\text{PID}) = 1.015 \pm 0.011 \ , \\
\left(\frac{\varepsilon_{B^0_s\to J/\psi\,\phi}}{\varepsilon_{B^0_s\to\eta_c\phi}}\right)_{4\pi} &= 1.035 \pm 0.015\,(\text{MC stat})^{+0.000}_{-0.004}\,(\text{PID}) = 1.035^{+0.015}_{-0.016} \ , \\
\left(\frac{\varepsilon_{B^0_s\to J/\psi\,\phi}}{\varepsilon_{B^0_s\to\eta_c\phi}}\right)_{4K} &= 0.931 \pm 0.027\,(\text{MC stat})^{+0.000}_{-0.001}\,(\text{PID}) = 0.931 \pm 0.027 \ , \\
\left(\frac{\varepsilon_{B^0_s\to J/\psi\,\phi}}{\varepsilon_{B^0_s\to\eta_c\phi}}\right)_{p\bar{p}} &= 1.038 \pm 0.009\,(\text{MC stat})^{+0.002}_{-0.000}\,(\text{PID}) = 1.038^{+0.010}_{-0.009} \ ,
\end{aligned}$$

où les incertitudes totales sont obtenues à partir de la somme quadratique de l'incertitude statistique MC et de l'incertitude systématique due au nombre de classes.

L'incertitude systématique sur $\mathcal{B}(B^0_s \to \eta_c\phi)$, due à l'incertitude totale sur les rapports d'efficacités, est obtenue à partir d'un nouvel ajustement simultané en amplitude. Des contraintes Gaussiennes sont appliquées aux rapports d'efficacités en utilisant les incertitudes totales indiquées ci-dessus. Ainsi les incertitudes systématiques correspondantes sont de $\pm 0.04 \times 10^{-4}$.

3.7.9 Effet de l'acceptance angulaire

Dans l'ajustement en amplitude nominal, l'effet de l'acceptance angulaire sur le terme d'interférence est négligé. Hors, si l'acceptance angulaire est significativement affectée par la reconstruction et la sélection, alors l'intégrale des termes d'interférence (Eq. (3.20)) entre les amplitudes η_c et de la S-*wave* le sera également. Pour tester cela, deux échantillons MC sont générés pour le canal $B^0_s \to 4h\phi$ avec les $4h = 2K2\pi$, 4π ou $4K$, répartis dans l'espace des phases. Le premier échantillon est obtenu directement à partir de EvtGen (voir Sec. 2.3.1). Le second est obtenu après avoir appliqué toute la reconstruction et la

sélection. À partir des rapports des masses invariantes $4h$ normalisées obtenus en utilisant ces deux échantillons MC, la distribution des acceptances en fonction de m_{4h} est construite. Les projections sont montrées sur la Fig. 3.29. En raison de la taille relative de l'échantillon MC avec toute la sélection, des fluctuations statistiques importantes sont observées.

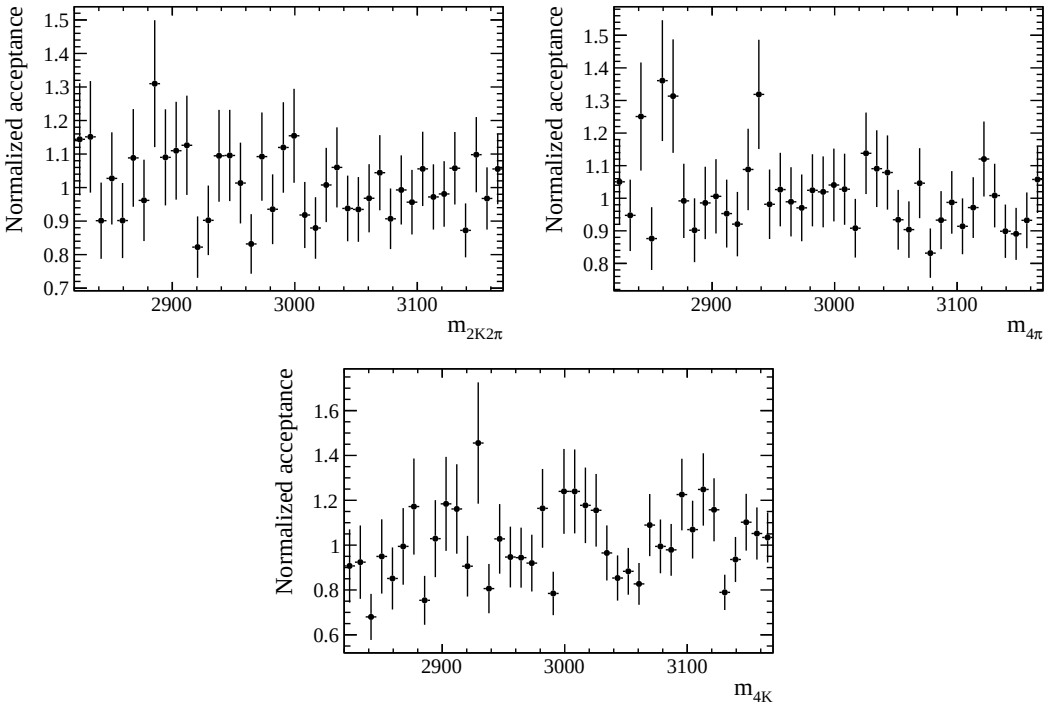

Figure 3.29: Effet de l'acceptance sur $m_{2K2\pi}$ (haut gauche), $m_{4\pi}$ (haut droit) and m_{4K} (bas).

Un ajustement simultané en amplitude est effectué après avoir appliqué les poids dans les données pour corriger les effects d'acceptance par classes. Les résultats de l'ajustement sont donnés dans le Tableau 3.46. La différence entre la valeur nominale de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ et celle obtenue en prenant en compte les effets de l'acceptance angulaire donne une incertitude systématique de $+0.08 \times 10^{-4}$. En raison des fluctuations statistiques importantes dans l'estimation des effets d'acceptance angulaire, la systématique attribuée est conservatrice. Cependant, elle reste négligeable par rapport aux incertitudes statistiques.

Table 3.46: Résultats de l'ajustement simultané en amplitude de ($m_{4h,p\bar{p}}$) obtenus avec les corrections due à l'effet d'acceptance. Les incertitudes sont uniquement statistiques.

Paramètre	Mode			
	$2K2\pi$	4π	$4K$	$p\bar{p}$
m_{η_c} (MeV/c^2)	2978.9 ± 1.7			
$m_{J/\psi}$ (MeV/c^2)	3097.2 ± 0.2			
$\kappa_{\rm NR}$ (MeV/c^2)	-5 ± 0	-4 ± 6	5 ± 4	n/a
$\kappa_{\rm bkg}$ (MeV/c^2)	11 ± 6	-15 ± 36	4.7 ± 3.0	n/a
$f_{\rm NR}$ (MeV/c^2)	0.74 ± 0.22	0.59 ± 0.42	0.5 ± 0.6	n/a
$f_{\rm bkg}$ (MeV/c^2)	0.26 ± 0.16	0.05 ± 0.23	0.9 ± 0.7	n/a
$\Delta\phi$ (rad)	1.78 ± 0.14	3.0 ± 0.5	0.8 ± 0.6	n/a
$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$ ($\times 10^{-4}$)	5.09 ± 0.47			

3.7.10 Rapport de branchement externe

Afin d'extraire $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$, les rapports de branchement des canaux $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$, $J/\psi \to (4h, p\bar{p})$ et $\eta_c \to (4h, p\bar{p})$ sont utilisés. Ces valeurs et leurs incertitudes sont prises dans le PDG et sont rapportées dans l'Appendice A.

L'incertitude systématique sur $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$, due à l'incertitude sur les rapports de branchement externes, est obtenue à partir d'un nouvel ajustement simultané en amplitude où des contraintes Gaussiennes sont appliquées sur ces rapports de branchement. Ainsi les incertitudes systématiques correspondantes sont de $\pm 0.63 \times 10^{-4}$.

3.7.11 Hypothèse sur la composante S-*wave*

Après l'application des poids obtenus à partir des ajustements 2D (voir Sec. 3.6.1), du bruit de fond est encore visible dans la dimension m_{4h}. Le modèle d'ajustement en amplitude (voir Sec. 3.5.2) suppose que ces événements correspondent à des désintégrations $B_s^0 \to (4h)_{\rm bkg}\phi$ et $B_s^0 \to (4h)_{\rm NR}\phi$. La composante $(4h)_{\rm bkg}$ est de spin 0 et la composante $(4h)_{\rm NR}$ considérée de spin 0 uniquement. Pour tester la présence d'ondes de spin plus élevées, les Fig. 3.30 et 3.31 montrent les distribution 2D sur les données de $m_{4h} \times m_{4hK^\pm}$, où $K^\pm$ est l'un des kaon provenant du méson ϕ. Trois régions dans la dimension de m_{4h} sont définies : la région du J/ψ (autour de $m_{4h} = 3.1\,{\rm GeV}/c^2$), la région du η_c (autour de $m_{4h} = 3.0\,{\rm GeV}/c^2$) et la région possédant uniquement du bruit de fond ($m_{4h} \lesssim 2.93\,{\rm GeV}/c^2$).

Comme les mésons B_s^0, η_c et K ont un spin de 0 et les mésons J/ψ et ϕ un spin de 1, la distribution angulaire pour $B_s^0 \to \eta_c\phi$ est supposée suivre une fonction en $\cos^2\theta_K$ où θ_K est l'angle d'hélicité entre l'impulsion du K^+ et la direction de l'impulsion du B_s^0 dans le référentiel du centre de masse K^+K^- [4]. Par conséquence, $m_{4hK^\pm}$ doit être répartie symétriquement en deux régions opposées autour du η_c, comme le montre les données des Figs. 3.30 et 3.31. Dans la région du J/ψ, la structure apparaît plus complexe que celle du η_c car J/ψ est un vecteur. Dans la région contenant uniquement du bruit de fond ($m_{4h} \lesssim 2.93\,{\rm GeV}/c^2$) les données semblent adopter la même structure que dans la région du η_c, ce qui appuie l'hypothèse de l'unique présence de composante S-*wave*. Ainsi aucune incertitude systématique n'est attribuée. Pour établir la présence d'ondes de spin plus élevées, un échantillon de données plus important est nécessaire.

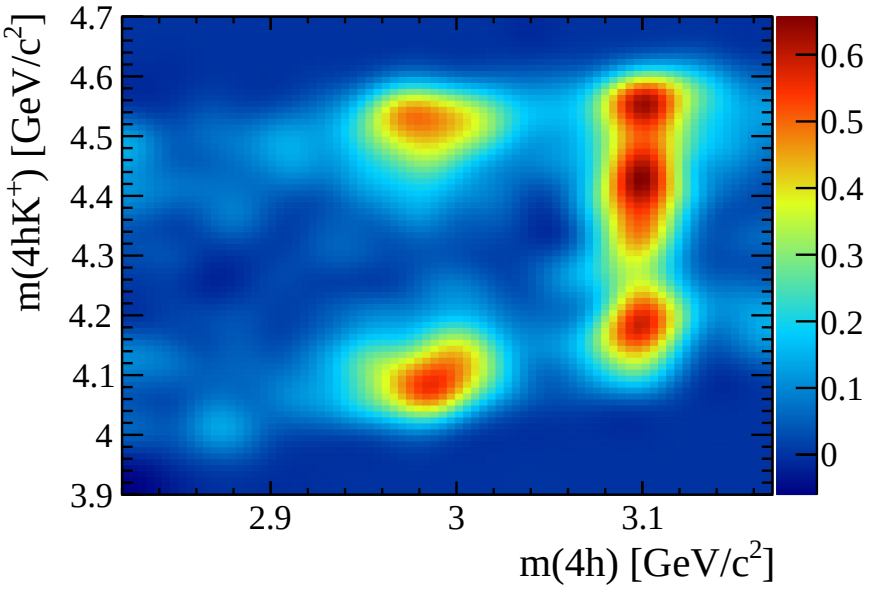

Figure 3.30: Distribution de $m_{4h} \times m_{4hK^+}$ sur les données avec soustraction de bruit de fond.

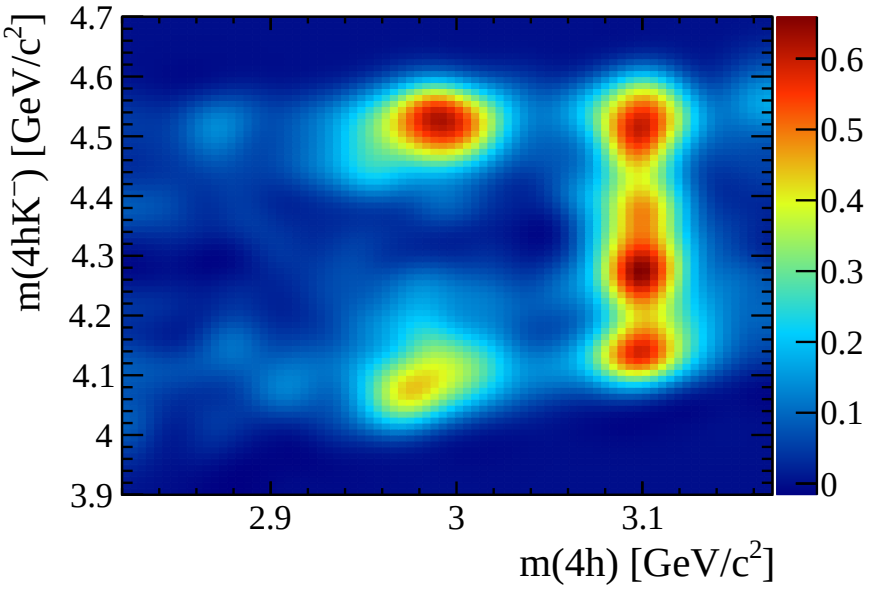

Figure 3.31: Distribution de $m_{4h} \times m_{4hK^-}$ sur les données avec soustraction de bruit de fond.

3.7.12 Résumé des incertitudes systématiques

La Table 3.47 résume les incertitudes systématiques individuelles sur $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$. La plus grande source d'incertitude est celle due aux rapports de branchement externes $\sigma(\mathcal{B}) = \pm 0.63$. Les autres systématiques sont significativement plus petites que l'incertitude statistique $\sigma\,(\text{stat}) = \pm 0.53$. Certaines systématiques étant asymétriques, une méthode conservatrice consiste à symétriser ces incertitudes par la valeur la plus grande des deux. Ainsi, l'incertitude systématique totale est $\sigma(\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)) = (\pm 0.27) \times 10^{-4}$.

Une autre méthode, présentée dans [79], permet de faire la combinaison asymétrique des incertitudes. En utilisant cette méthode, les valeurs moyennes, la variance et l'écart type de la distribution des incertitudes systématiques totales obtenus sont plus précises. Lors de l'utilisation de cette méthode, un décalage δ est donné sur la valeur moyenne de la distribution du paramètre étudié. Les valeurs obtenues sont $\sigma^+(\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)) = (+0.22) \times 10^{-4}$, $\sigma^-(\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)) = (-0.12) \times 10^{-4}$, et un changement de $\delta = +0.06$ apparaît sur la valeur moyenne de la distribution de $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$.

Les deux méthodes donnent différentes valeurs sur l'ensemble des incertitudes systématiques. Cependant, la différence entre les deux méthodes n'est pas significative par rapport aux autres sources d'incertitudes, à savoir les incertitudes statistiques et celles des rapports de branchement externes. Ainsi, la valeur la plus conservatrice, $\sigma(\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)) = (\pm 0.27) \times 10^{-4}$, est choisie.

Table 3.47: Résumé des incertitudes statistiques et systématiques $\times 10^{-4}$ sur $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$. La valeur symétrisée correspond à la plus grande valeur asymétrique. La valeur totale de la systématique asymétrique est obtenue en utilisant la méthode proposée dans [79].

Valeur nominale	5.01	
Incertitude statistique	± 0.53	
$\mathcal{B}$ externe	± 0.63	
Incertitudes systématiques	Asymétrique	Symétrique
Rapports d'efficacités	$^{+0.04}_{-0.04}$	± 0.04
Paramètres fixes d'ajustement	$^{+0.06}_{-0.07}$	± 0.07
Biais d'ajustement	$^{+0.00}_{-0.07}$	± 0.07
Paramètre du $\phi(1020)$	$^{+0.08}_{-0.00}$	± 0.08
Modèle d'ajustement	$^{+0.22}_{-0.00}$	± 0.22
Non-résonant $p\bar{p}$	$^{+0.00}_{-0.05}$	± 0.05
Acceptance	$^{+0.08}_{-0.00}$	± 0.08
Total	$+0.06^{+0.22}_{-0.12}$	± 0.27

3.8 Résultats

Cette analyse rapporte la première observation de la désintégration $B_s^0 \to \eta_c \phi$. Cette étude utilise une luminosité intégrée de $3.0\,\mathrm{fb}^{-1}$ enregistré par l'expérience LHCb en 2011 et 2012. Le rapport de branchement de $B_s^0 \to \eta_c \phi$ mesuré, en utilisant le canal de contrôle $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$, est :

$$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c \phi) = (5.01 \pm 0.53\,(\mathrm{stat}) \pm 0.27\,(\mathrm{syst}) \pm 0.63\,(\mathcal{B})) \times 10^{-4}$$

où $\mathcal{B}$ correspond aux incertitudes sur les rapports de branchement externes.

Le résultat est légèrement inférieur à celui estimé avec l'hypothèse naïve de l'Eq. 1.43.

Conclusions et perspectives

L'expérience LHCb est conçue pour tester les limites du Modèle Standard dans le domaine des saveurs lourdes. Une des mesures phare de LHCb est celle de la phase faible violant CP, ϕ_s, engendrée par les interférences entre les désintégrations directes des mésons B_s^0 à travers un processus de transition $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}$ et les désintégrations indirectes via le mélange $B_s^0 - \bar{B_s^0}$. La présence de boucle dans les processus et la faible incertitude théorique sur la valeur de ϕ_s^{MS} (-0.0370 ± 0.0006) rad font de ϕ_s un paramètre particulièrement sensible à la nouvelle physique. À l'heure actuelle, la valeur moyenne mondiale de ϕ_s est (-0.021 ± 0.032) rad [32], où l'incertitude est dominée par la statistique.

Le méson η_c est une résonance $c\bar{c}$ et l'état final $|\eta_c\phi\rangle$ est un état CP-pair. Ainsi, la mesure de la phase ϕ_s avec le canal $B_s^0 \to \eta_c\phi$ est possible. Dans ce contexte, cette thèse apporte la première observation du canal $B_s^0 \to \eta_c\phi$, avec $\eta_c \to 2K2\pi, 4\pi, 4K, p\overline{p}$ et $\phi \to K^+K^-$ [8]. Les données utilisées sont celles enregistrées par LHCb, auprès du LHC, en 2011 et 2012 à une énergie de $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et $\sqrt{s} = 8\,\text{TeV}$, respectivement.

Une sélection est optimisée en utilisant des données de signal simulées et des données de bruit de fond de LHCb. Cette sélection utilise la méthode dite des arbres de décisions boostés (BDT) pour séparer efficacement le signal du bruit de fond. De plus, une bonne identification des hadrons est demandée et des vétos sur des bruits de fond physique sont appliqués. Les données simulées permettent de calculer les facteurs correctifs utilisés dans l'expression du rapport de branchement, mais aussi pour définir au mieux le modèle d'ajustement.

L'ajustement non trivial de cette analyse prend en compte les effets d'interférences entre les amplitudes non-résonantes $2K2\pi, 4\pi, 4K$ et le méson η_c. Cet ajustement sur les données par la méthode du maximum de vraisemblance est fait en deux étapes : un ajustement en deux dimensions de la masse invariante $(2K2\pi, 4\pi, 4K, p\overline{p})K^+K^-$ et K^+K^- puis un ajustement simultané en amplitude des quatre différents modes de la masse invariante $2K2\pi, 4\pi, 4K, p\overline{p}$. Au final, environ 760 événements $B_s^0 \to \eta_c\phi$ sont comptés. Le rapport de branchement mesuré est :

$$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi) \quad = \quad (5.01 \pm 0.53 \pm 0.27 \pm 0.63) \times 10^{-4}\,,$$

où les deux premières incertitudes sont respectivement dues à la statistique, aux différentes effets systématiques. La troisième provient de l'estimation des rapports de branchement externes. Le résultat obtenu est en accord avec les prédictions naïves basées sur la

symétrie entre les quarks d et s (Eq. 1.42 et Eq. 1.43) et a été utilisé par une équipe en Chine dans la paramétrisation d'un Lagrangien effectif afin de déterminer le coefficient de Wilson a_2 [80].

L'échantillon de données $B_s^0 \to \eta_c \phi$ enregistré par l'expérience LHCb en 2011 et 2012 n'est pas suffisant pour permettre une mesure de ϕ_s. Cependant, les futurs améliorations apportées au système de déclenchement sur les particules hadroniques [7, 54] permettront d'augmenter le nombre de $B_s^0 \to \eta_c \phi$ collectés pour une luminosité intégrée donnée. Une étude comparative avec le canal $B_s^0 \to J/\psi\, \phi$ pourra être faite si de la nouvelle physique venait à être détectée dans ϕ_s. De plus, l'état final étant un état CP-pair pur, il sera possible de mesurer le temps de vie τ_{L} du B_s^0. Pour aller au-delà, une analyse fine de la structure résonante de l'état final est nécessaire.

De futurs études devront également prendre en compte les récentes observations des tétra-quarks [14]. En effet, avec plus d'événements, il sera intéressant de chercher sur tout le spectre K^+K^- la présence d'un tétra-quark $c\bar{c}s\bar{u}$ [81] en effectuant une analyse Dalitz [82].

Appendice A

Rapports de branchement externes

La mesure du rapport de branchement de la désintégration $B_s^0 \to \eta_c \phi$ nécessite des valeurs de rapports de branchement externe donnés dans l'Eq. 1.44. Cette section donne tous les rapports de branchement en détail utilisés pour cette étude.

La Table A.1 donne toutes les résonances intermédiaires qui interviennent dans les différents états finaux dans le canal $B_s^0 \to \eta_c \phi$ et dans le canal de contrôle $B_s^0 \to J/\psi\, \phi$. Les Tables A.2 à A.7 donnent les détails des calculs pour obtenir les rapports de branchement de η_c et J/ψ en $4h$ pour les 3 modes. Le calcul se fait suivant l'équation :

$$\mathcal{B}(X \to x_1(h_1h_2)x_2(h_3h_4)) = \mathcal{B}(X \to x_1x_2) \times \mathcal{B}(x_1 \to h_1h_2) \times \mathcal{B}(x_2 \to h_3h_4)\,, \qquad \text{(A.1)}$$

où X représente la résonance η_c ou J/ψ, x_1 et x_2 des résonances de la Tab. A.1, et $h_1, h_2, h_3, h_4 = K, \pi$.

Les corrélations entre les différents modes sont pris en compte, et donnés dans la Tab. A.8, pour calculer le rapport de branchement total.

Table A.1: Rapports de branchement des résonances intermédiaires, pris dans [40], utilisés pour estimer $\mathcal{B}(\eta_c \to (2K2\pi, 4\pi, 4K))$ et $\mathcal{B}(J/\psi \to (2K2\pi, 4\pi, 4K))$.

Mode	$\mathcal{B}$
$\rho^0 \to \pi^+\pi^-$	$(\ 1.00 \pm 0.00)$
$\omega \to \pi^+\pi^-$	$(\ 1.53 \pm 0.13)\times 10^{-2}$
$K^{*0} \to K^+\pi^-$	$(\ 0.67 \pm 0.00)$
$\phi \to K^+K^-$	$(48.9 \ \pm 0.5 \ )\times 10^{-2}$
$f_2(1270) \to \pi\pi$	$(\ 8.48 \pm 0.24)\times 10^{-1}$
$f_2(1270) \to \pi^+\pi^-$	$(\ 5.65 \pm 0.16)\times 10^{-1}$
$f_2(1270) \to K\overline{K}$	$(\ 4.6 \ \pm 0.4 \ )\times 10^{-2}$
$f_2(1270) \to K^+K^-$	$(\ 3.07 \pm 0.27)\times 10^{-2}$
$a_2(1320) \to K\overline{K}$	$(\ 4.9 \ \pm 0.8 \ )\times 10^{-2}$
$a_2(1320) \to K^+K^-$	$(\ 3.3 \ \pm 0.5 \ )\times 10^{-2}$
$K_1(1400) \to K\rho$	$(\ 0.30 \pm 0.30)\times 10^{-1}$
$K_1(1400)^{\pm} \to K^{\pm}\rho^0$	$(\ 0.20 \pm 0.20)\times 10^{-1}$
$K_2^*(1430) \to K\pi$	$(\ 3.3 \ \pm 0.8 \ )\times 10^{-1}$
$f_2'(1525) \to K\overline{K}$	$(\ 8.87 \pm 0.22)\times 10^{-1}$
$f_2'(1525) \to K^+K^-$	$(\ 5.91 \pm 0.15)\times 10^{-1}$
$f_2'(1525) \to \pi\pi$	$(\ 0.82 \pm 0.15)\times 10^{-2}$
$f_2'(1525) \to \pi^+\pi^-$	$(\ 0.55 \pm 0.10)\times 10^{-2}$

Table A.2: Liste des rapports de branchement nécessaire au calcul du rapport de branchement $\eta_c \to 2K2\pi$.

Mode	$\mathcal{B}$
$\eta_c \to K^+K^-\pi^+\pi^-$ (NR)	$(\ 0.69 \pm 0.11)\times 10^{-2}$
$\eta_c \to K^{*0}K^-\pi^+$	$(\ 2.0 \ \pm 0.7 \ )\times 10^{-2}$
$\eta_c \to K^{*0}(K^+\pi^-)K^-\pi^+$	$(\ 1.3 \ \pm 0.5 \ )\times 10^{-2}$
$\eta_c \to K^*\overline{K}^*$	$(\ 0.70 \pm 0.13)\times 10^{-2}$
$\eta_c \to K^{*0}\overline{K}^{*0}$	$(\ 2.3 \ \pm 0.4 \ )\times 10^{-3}$
$\eta_c \to K^{*0}(K^+\pi^-)\overline{K}^{*0}(K^-\pi^+)$	$(\ 1.04 \pm 0.19)\times 10^{-3}$
$\eta_c \to f_2(1270)f_2'(1525)$	$(\ 0.97 \pm 0.32)\times 10^{-2}$
$\eta_c \to f_2(1270)(\pi^+\pi^-)f_2'(1525)(K^+K^-)$	$(\ 0.32 \pm 0.11)\times 10^{-2}$
$\eta_c \to f_2(1270)(K^+K^-)f_2'(1525)(\pi^+\pi^-)$	$(\ 1.6 \ \pm 0.6 \ )\times 10^{-6}$
$\eta_c \to f_2(1270)f_2(1270)$	$(\ 0.98 \pm 0.25)\times 10^{-2}$
$\eta_c \to f_2(1270)(\pi^+\pi^-)f_2(1270)(K^+K^-)$	$(\ 1.7 \ \pm 0.5 \ )\times 10^{-4}$
$\eta_c \to f_2(1270)(K^+K^-)f_2(1270)(\pi^+\pi^-)$	$(\ 1.7 \ \pm 0.5 \ )\times 10^{-4}$
$\eta_c \to (K^+K^-\pi^+\pi^-)$	$(\ 2.5 \ \pm 0.5 \ )\times 10^{-2}$

Table A.3: Liste des rapports de branchement nécessaire au calcul du rapport de branchement $J/\psi \to 2K2\pi$.

Mode	$\mathcal{B}$
$J/\psi \to K^+K^-\pi^+\pi^-$ (NR)	$(\ 6.6 \ \pm 0.5 \ )\times10^{-3}$
$J/\psi \to K^{*0}\overline{K}^{*0}$	$(\ 2.3 \ \pm 0.7 \ )\times10^{-4}$
$J/\psi \to K^{*0}(K^+\pi^-)\overline{K}^{*0}(K^-\pi^+)$	$(\ 1.02 \pm 0.31)\times10^{-4}$
$J/\psi \to a_2(1320)\rho^0$	$(\ 3.6 \ \pm 0.7 \ )\times10^{-3}$
$J/\psi \to a_2(1320)(K^+K^-)\rho^0(\pi^+\pi^-)$	$(\ 1.19 \pm 0.31)\times10^{-4}$
$J/\psi \to K^{*0}\overline{K}^*_2(1430)$	$(\ 6.0 \ \pm 0.6 \ )\times10^{-3}$
$J/\psi \to K^{*0}(K^+\pi^-)\overline{K}^*_2(1430)(K^-\pi^+)$	$(\ 1.33 \pm 0.14)\times10^{-3}$
$J/\psi \to K_1(1400)^\pm K^\mp$	$(\ 0.38 \pm 0.14)\times10^{-2}$
$J/\psi \to K_1(1400)^\pm(K^\pm\rho^0(\pi^+\pi^-))K^\mp$	$(\ 0.4 \ \pm 0.4 \ )\times10^{-4}$
$J/\psi \to \phi f_2(1270)$	$(\ 0.72 \pm 0.13)\times10^{-3}$
$J/\psi \to \phi(K^+K^-)f_2(1270)(\pi^+\pi^-)$	$(\ 2.0 \ \pm 0.4 \ )\times10^{-4}$
$J/\psi \to \phi\pi^+\pi^-$	$(\ 9.4 \ \pm 0.9 \ )\times10^{-4}$
$J/\psi \to \phi(K^+K^-)\pi^+\pi^-$	$(\ 4.6 \ \pm 0.4 \ )\times10^{-4}$
$J/\psi \to (K^+K^-\pi^+\pi^-)$	$(\ 8.9 \ \pm 0.5 \ )\times10^{-3}$

Table A.4: Liste des rapports de branchement nécessaire au calcul du rapport de branchement $\eta_c \to 4\pi$.

Mode	$\mathcal{B}$
$\eta_c \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (NR)	$(\ 0.97 \pm 0.12)\times10^{-2}$
$\eta_c \to \rho\rho$	$(\ 1.8 \ \pm 0.5 \ )\times10^{-2}$
$\eta_c \to \rho^0\rho^0$	$(\ 0.60 \pm 0.17)\times10^{-2}$
$\eta_c \to \rho^0(\pi^+\pi^-)\rho^0(\pi^+\pi^-)$	$(\ 0.60 \pm 0.17)\times10^{-2}$
$\eta_c \to f_2(1270)f_2(1270)$	$(\ 0.98 \pm 0.25)\times10^{-2}$
$\eta_c \to f_2(1270)(\pi^+\pi^-)f_2(1270)(\pi^+\pi^-)$	$(\ 3.1 \ \pm 0.8 \ )\times10^{-3}$
$\eta_c \to (\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$	$(\ 1.88 \pm 0.22)\times10^{-2}$

Table A.5: Liste des rapports de branchement nécessaire au calcul du rapport de branchement $J/\psi \to 4\pi$.

Mode	$\mathcal{B}$
$J/\psi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (NR)	$(\ 3.57 \pm 0.30)\times10^{-3}$
$J/\psi \to \omega\pi^+\pi^-$	$(\ 8.6 \ \pm 0.7 \ )\times10^{-3}$
$J/\psi \to \omega(\pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-$	$(\ 1.32 \pm 0.15)\times10^{-4}$
$J/\psi \to (\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$	$(\ 3.70 \pm 0.30)\times10^{-3}$

Table A.6: Liste des rapports de branchement nécessaire au calcul du rapport de branchement $\eta_c \to 4K$.

Mode	$\mathcal{B}$
$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ (NR)	$(\ 1.47 \pm 0.31) \times 10^{-3}$
$\eta_c \to \phi K^+K^-$	$(\ 0.29 \pm 0.14) \times 10^{-2}$
$\eta_c \to \phi(K^+K^-)K^+K^-$	$(\ 1.4 \ \pm 0.7 \ ) \times 10^{-3}$
$\eta_c \to \phi\phi$	$(\ 1.76 \pm 0.20) \times 10^{-3}$
$\eta_c \to \phi(K^+K^-)\phi(K^+K^-)$	$(\ 4.2 \ \pm 0.5 \ ) \times 10^{-4}$
$\eta_c \to f_2(1270)f_2(1270)$	$(\ 0.98 \pm 0.25) \times 10^{-2}$
$\eta_c \to f_2(1270)(K^+K^-)f_2(1270)(K^+K^-)$	$(\ 0.92 \pm 0.26) \times 10^{-5}$
$\eta_c \to (K^+K^-K^+K^-)$	$(\ 3.3 \ \pm 0.8 \ ) \times 10^{-3}$

Table A.7: Liste des rapports de branchement nécessaire au calcul du rapport de branchement $J/\psi \to 4K$.

Mode	$\mathcal{B}$
$J/\psi \to K^+K^-K^+K^-$ (NR)	$(\ 7.6 \ \pm 0.9 \ ) \times 10^{-4}$
$J/\psi \to \phi K\overline{K}$	$(\ 1.83 \pm 0.24) \times 10^{-3}$
$J/\psi \to \phi(K^+K^-)K^+K^-$	$(\ 6.0 \ \pm 0.8 \ ) \times 10^{-4}$
$J/\psi \to \phi f_2(1270)$	$(\ 0.72 \pm 0.13) \times 10^{-3}$
$J/\psi \to \phi(K^+K^-)f_2(1270)(K^+K^-)$	$(\ 1.08 \pm 0.22) \times 10^{-5}$
$J/\psi \to \phi f_2'(1270)$	$(\ 0.8 \ \pm 0.4 \ ) \times 10^{-3}$
$J/\psi \to \phi(K^+K^-)f_2'(1270)(K^+K^-)$	$(\ 0.23 \pm 0.12) \times 10^{-3}$
$J/\psi \to (K^+K^-K^+K^-)$	$(\ 1.60 \pm 0.17) \times 10^{-3}$

Table A.8: Matrice de corrélation de $\eta_c \to 4h$ pris dans [40] nécessaire au calcul des incertitudes du rapport de branchement de $\eta_c \to 4h$.

$\eta_c \to \phi\phi$	16				
$\eta_c \to 2K2\pi$	10	21			
$\eta_c \to K^{*0}\overline{K}^{*0}$	9	18	11		
$\eta_c \to 4\pi$	12	25	16	14	
$\eta_c \to f_2(1270)f_2(1270)$	3	6	4	3	5
	$\eta_c \to 4K$	$\eta_c \to \phi\phi$	$\eta_c \to 2K2\pi$	$\eta_c \to K^{*0}\overline{K}^{*0}$	$\eta_c \to 4\pi$

Appendice B

Distribution des variables d'entraînement

Cet appendice présente les distributions des variables utilisées pour entraîner les arbres de décision boosté utilisés pour cette analyse. La section B.1 et la section B.2 montrent les variables des modes $4h$ de la présélection et de la sélection. La section B.3 est dédiée aux variables du modes $p\bar{p}$.

B.1 Mode $4h$: présélection

Les figures B.1 à B.2 montre les distributions des 23 variables d'entraînement utilisées dans le BDT de la présélection pour les modes $4h$.

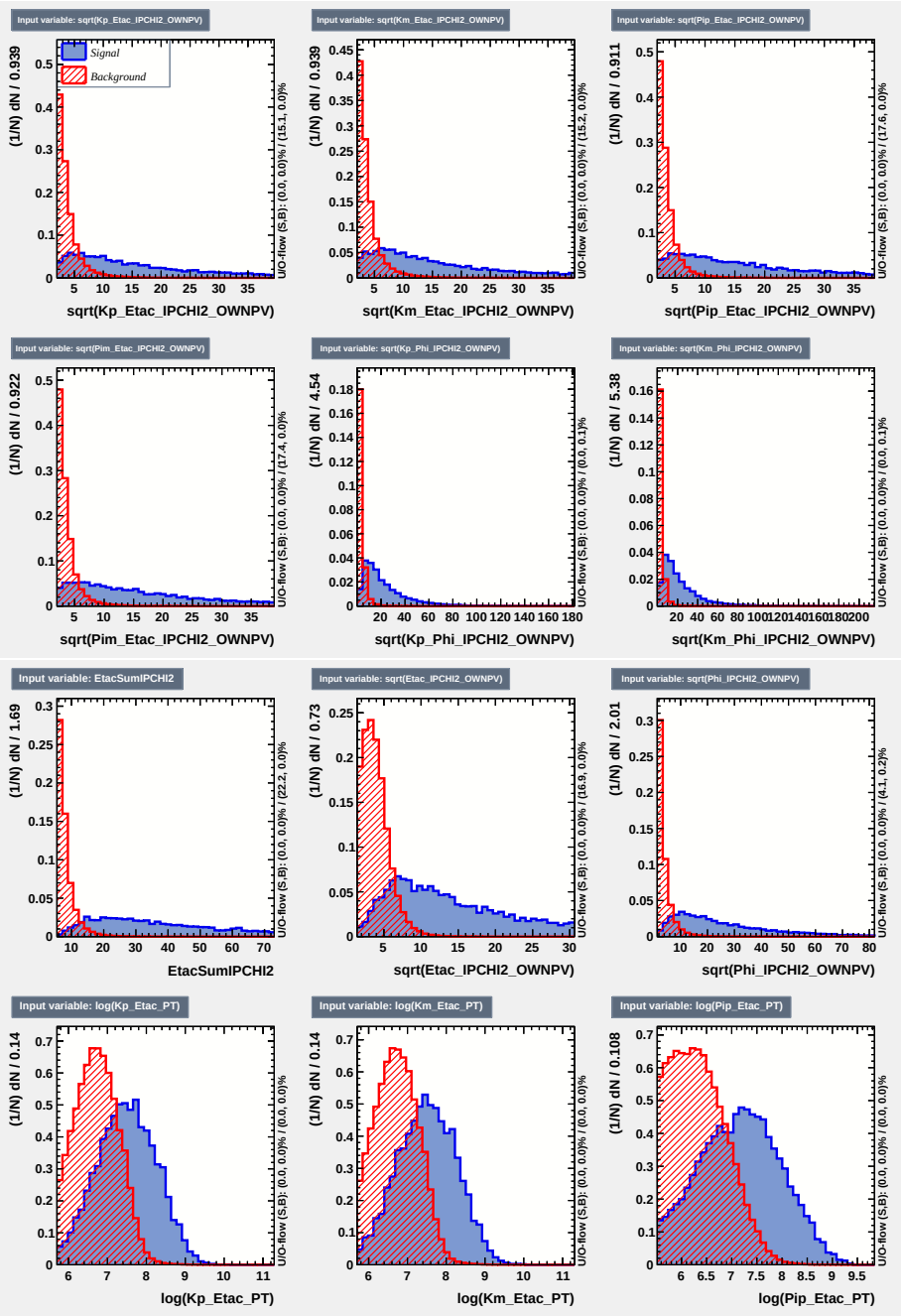

Figure B.1: Les distributions des 12 premières variables d'entraînement de la présélection pour les modes $4h$. Le bruit de fond combinatoire provenant des données est représenté en rouge, le signal MC en bleu.

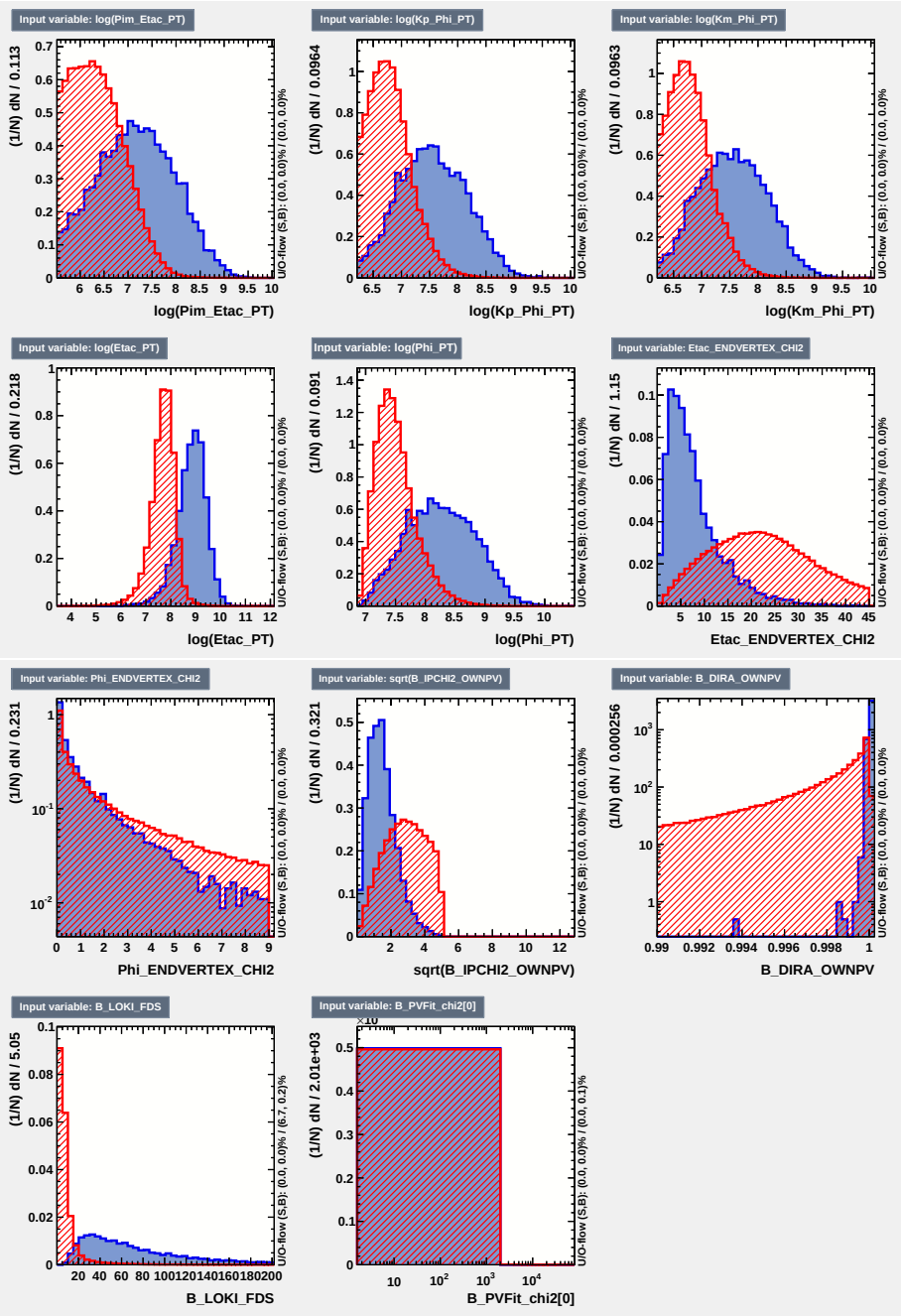

Figure B.2: Les distributions de 11 dernières variables d'entraînement de la présélection pour les modes $4h$. Le bruit de fond combinatoire provenant des données est représenté en rouge, le signal MC en bleu.

B.2 Mode $4h$: sélection

Les figures B.3 à B.6 montre les distributions des 12 variables d'entraînement utilisées dans le BDT de la sélection pour les modes $4h$ en fonctions des modes et des années.

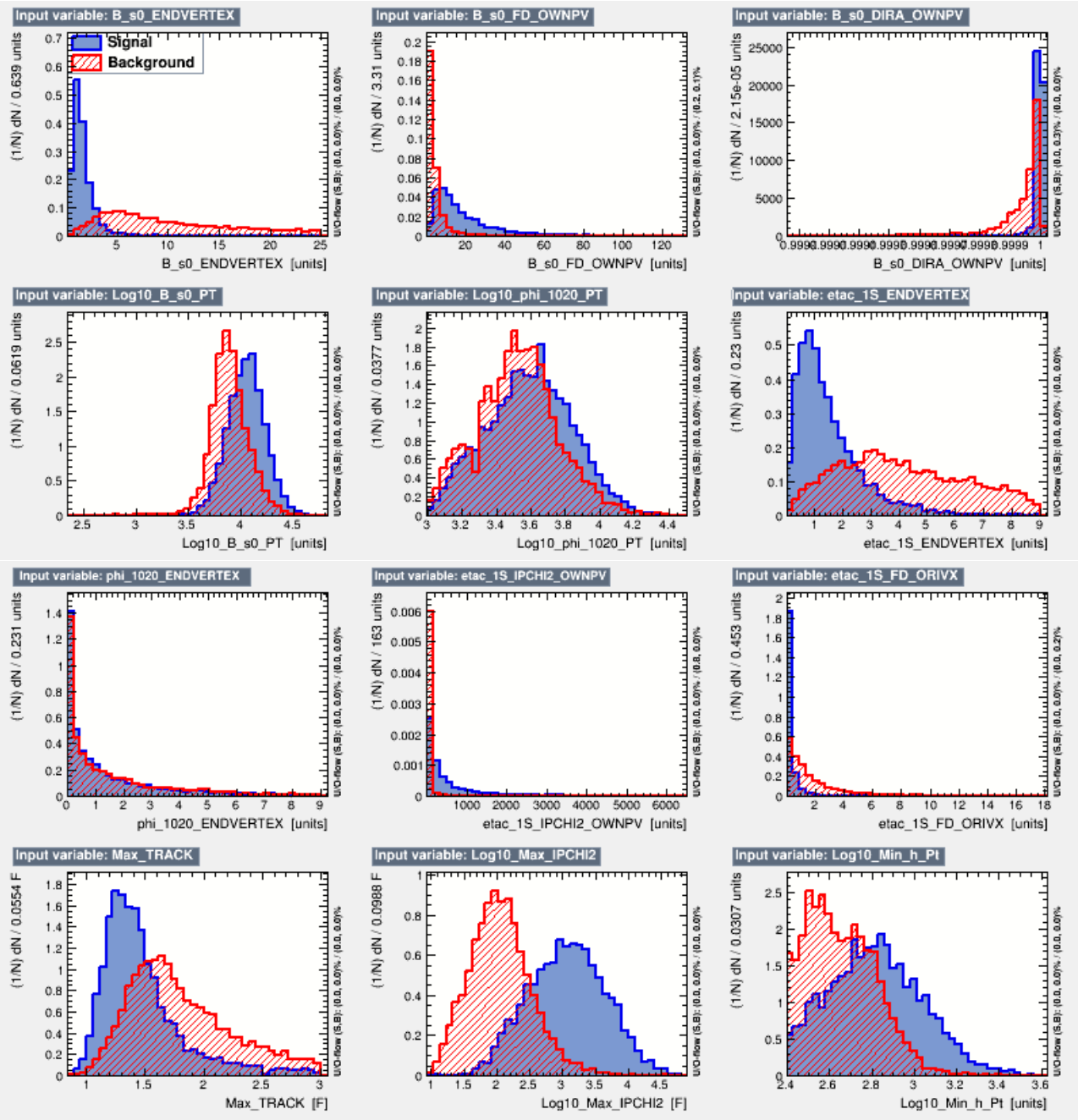

Figure B.3: Les distributions des 12 variables d'entraînement de la sélection pour le mode $2K2\pi$ 2011. Le bruit de fond combinatoire provenant des données est représenté en rouge, le signal MC en bleu.

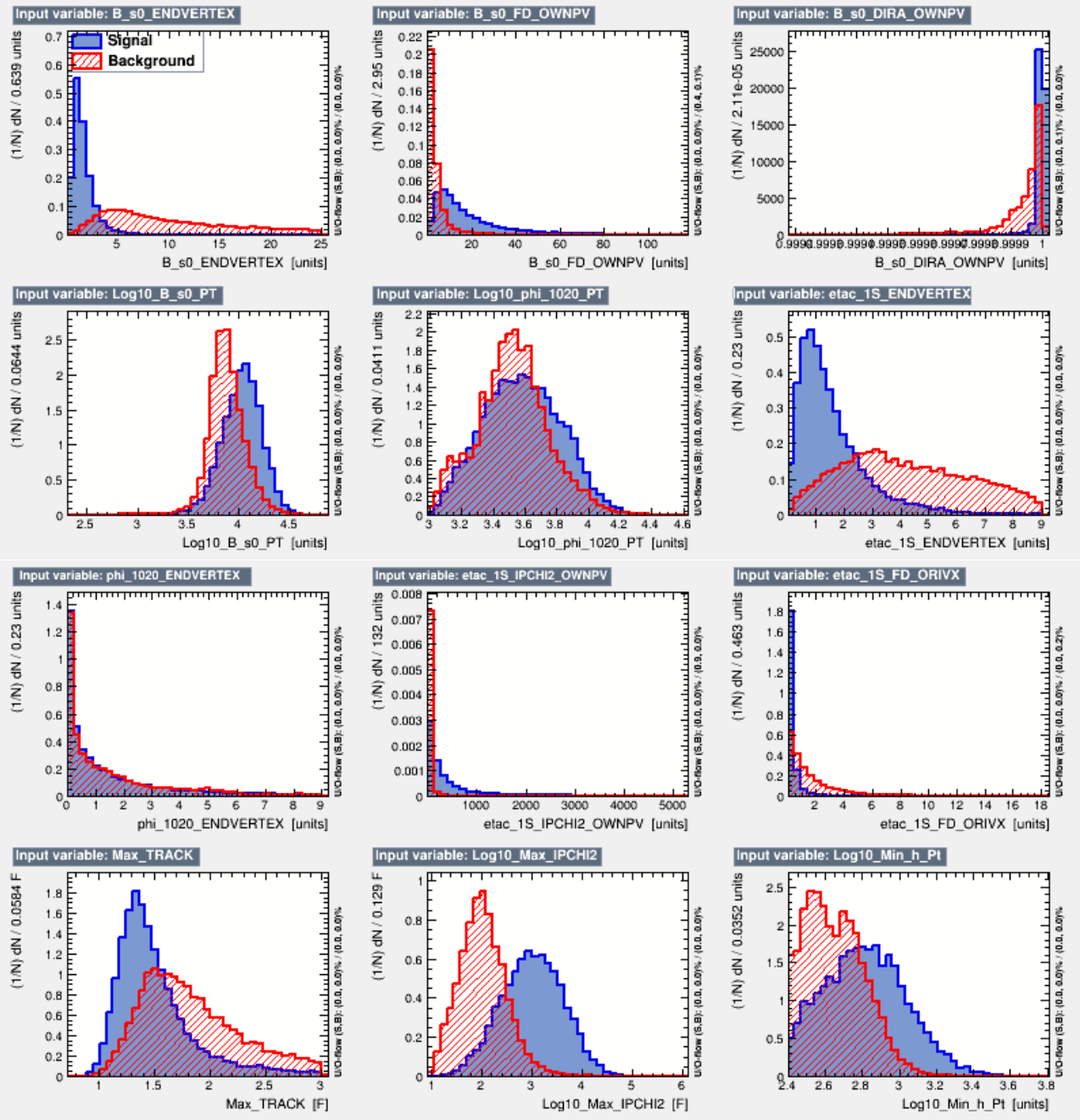

Figure B.4: Les distributions des 12 variables d'entraînement de la sélection pour le mode $2K2\pi$ 2012. Le bruit de fond combinatoire provenant des données est représenté en rouge, le signal MC en bleu.

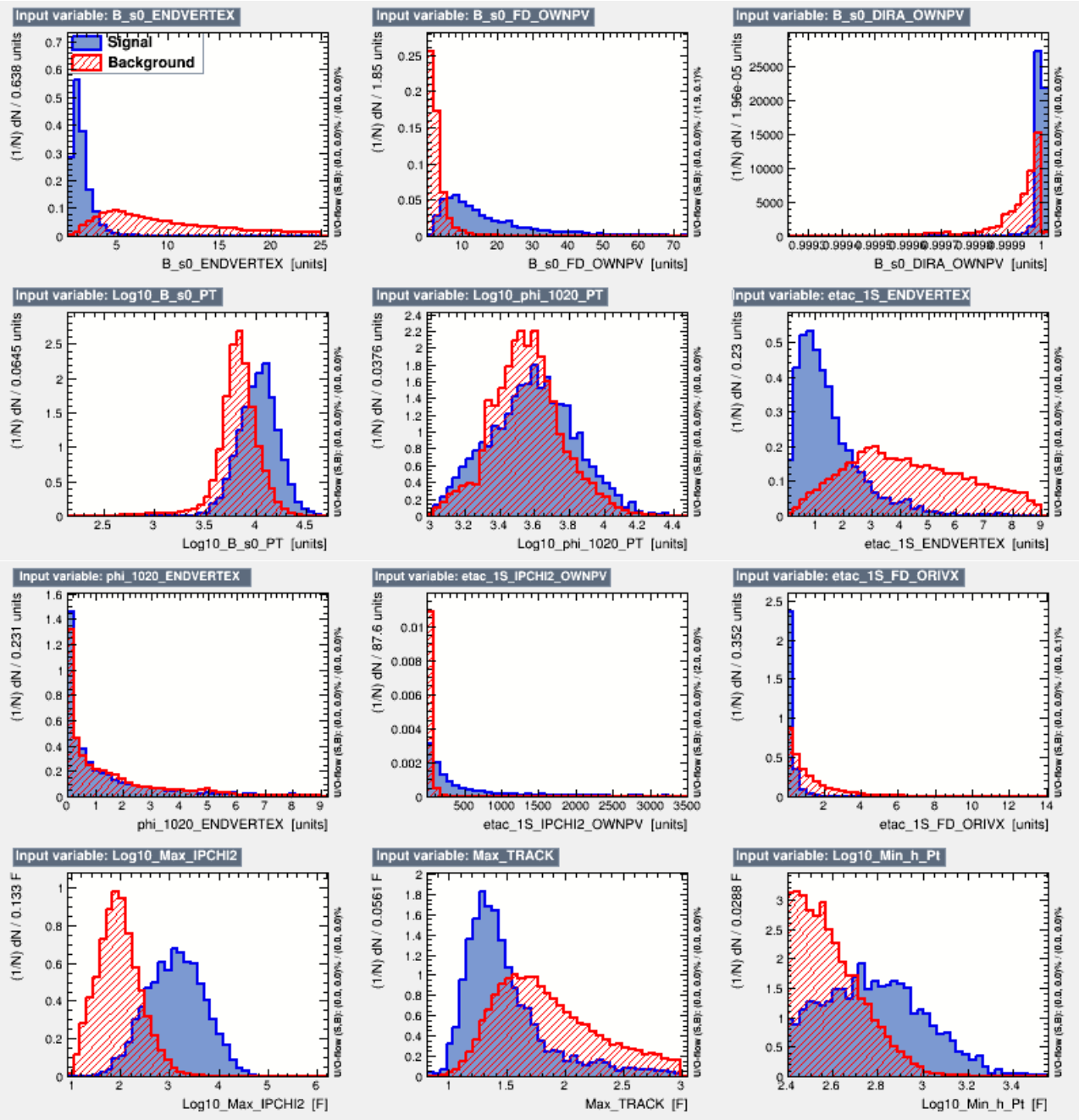

Figure B.5: Les distributions des 12 variables d'entraînement de la sélection pour le mode 4π 2011. Le bruit de fond combinatoire provenant des données est représenté en rouge, le signal MC en bleu.

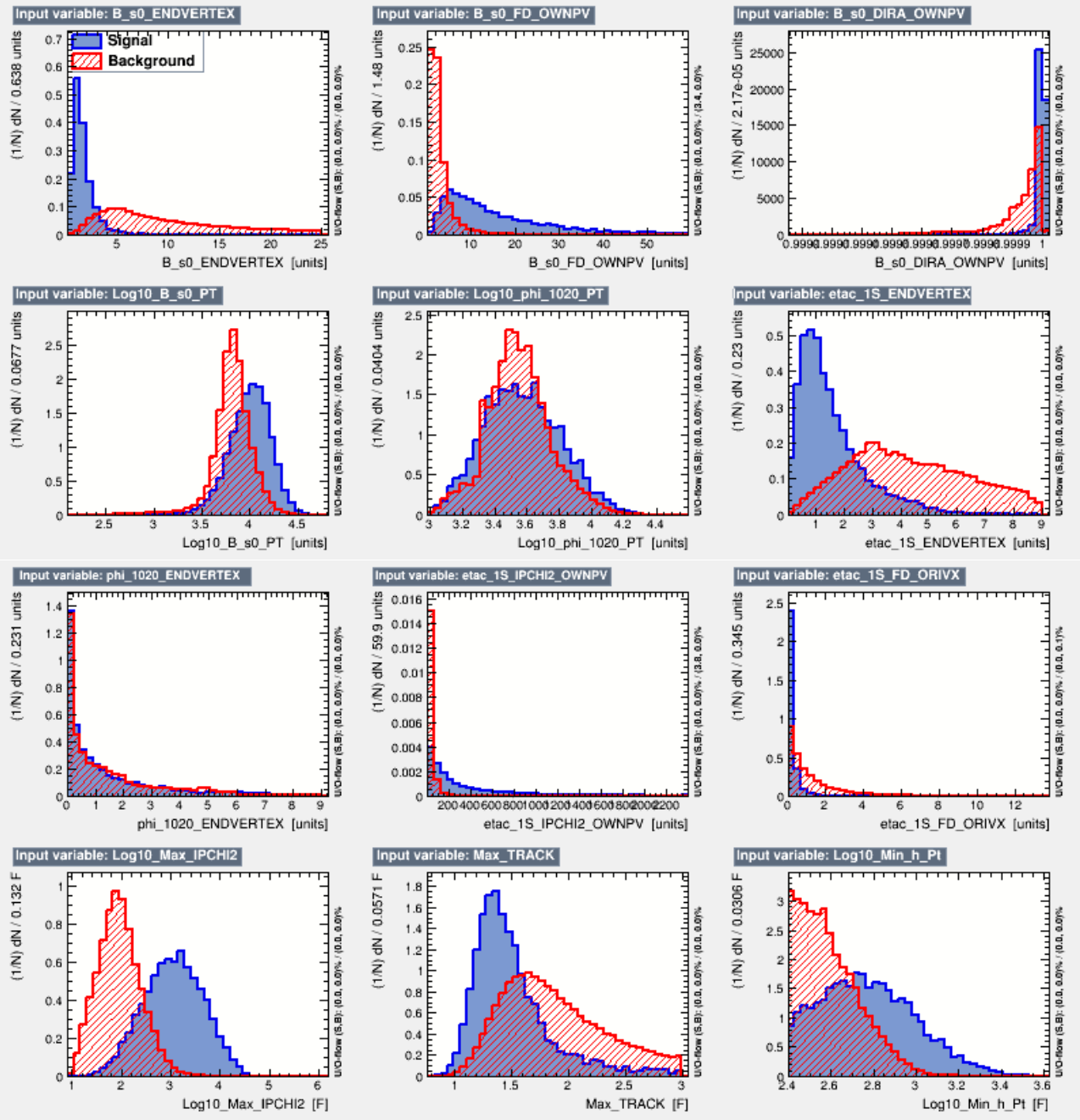

Figure B.6: Les distributions des 12 variables d'entraînement de la sélection pour le mode 4π 2012. Le bruit de fond combinatoire provenant des données est représenté en rouge, le signal MC en bleu.

B.3 Mode $p\bar{p}$: sélection

La figure B.7 montre les distributions des variables d'entraînement utilisées dans le BDT de la sélection pour le mode $p\bar{p}$.

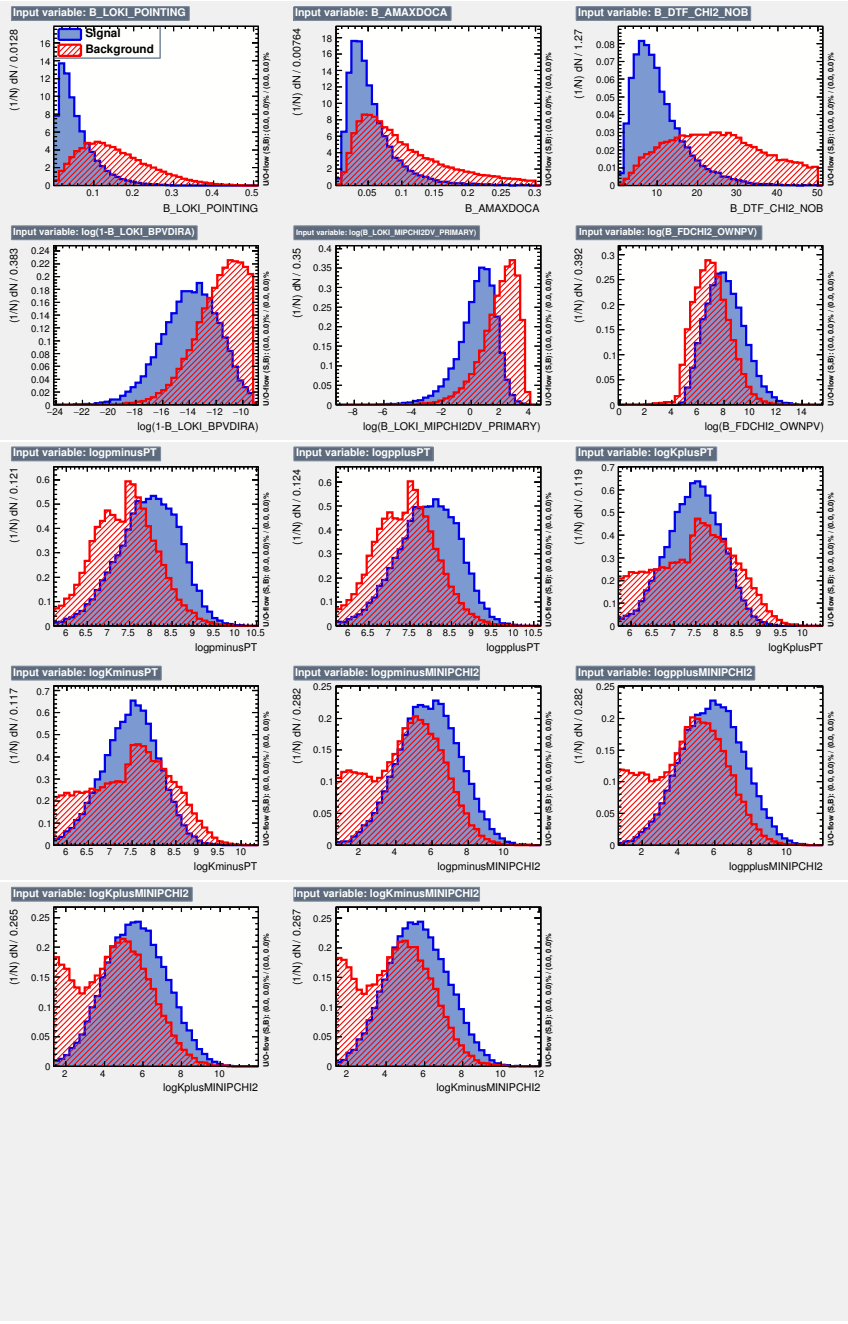

Figure B.7: Les distributions des 14 variables d'entraînement de la sélection pour le mode $p\bar{p}$. Le bruit de fond combinatoire provenant des données est représenté en rouge, le signal MC en bleu.

Appendice C

Distributions des fonctions d'ajustement

Cet appendice décrit les distributions utilisées dans l'ajustement présenté dans le Chapitre 3.

C.1 Crystal Ball avec deux queues asymétriques

La fonction Crystal Ball avec deux queues asymétriques [83] est donnée par:

$$f(x; n_{1,2}, \alpha_{1,2}, M_B, \sigma) = N_{ev} \begin{cases} (\frac{n_1}{|\alpha_1|})^n \exp(-\frac{|\alpha_1|^2}{2})(\frac{n_1}{|\alpha_1|} - |\alpha_1| - \frac{x-M_B}{\sigma})^{-n_1} & \text{if} \quad \frac{x-M_B}{\sigma} < -\alpha_1 \\ (\frac{n_2}{|\alpha_2|})^n \exp(-\frac{|\alpha_2|^2}{2})(\frac{n_2}{|\alpha_2|} - |\alpha_2| - \frac{x-M_B}{\sigma})^{-n_2} & \text{if} \quad \frac{x-M_B}{\sigma} > \alpha_2 \\ \exp(-\frac{(x-M_B)^2}{2\sigma^2}) & \text{else} \end{cases}$$

où N est une constante de normalisation, M_0 la valeur centrale, σ_1 la largeur de la Gaussienne tandis que $n_{1,2}$ sont les exposants des deux queues et $\alpha_{1,2}$ la transition entre les trois régimes.

C.2 Breit-Wigner relativiste avec largeur dépendante de la masse

La paramétrisation de la RBW utilisée pour décrire la résonance $\phi(1020)$ dans le modèle d'ajustement 2D (voir Sec. 3.5.1) est définie comme:

$$R_j(m) = \frac{1}{(m_0^2 - m^2) - im_0\Gamma(m)}, \tag{C.1}$$

où m_0 est la masse nominale de la résonance et $\Gamma(m)$ la largeur dépendante de la masse. Dans le cas général d'une résonance de spin J, ce dernier s'exprime comme:

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left(\frac{|\mathbf{q}|}{|\mathbf{q}|_0}\right)^{2J+1} \left(\frac{m_0}{m}\right) \frac{X_J^2(|\mathbf{q}|r)}{X_J^2(|\mathbf{q}|_0 r)}. \tag{C.2}$$

Γ_0 représente la largeur nominale de la résonance. $\mathbf{q}$ est l'impulsion d'une des particule fille dans le référentiel de la résonance. le module de $\mathbf{q}$ est une fonction de m et de la masse des particules filles, m_a et m_b, donné par:

$$|\mathbf{q}| = \frac{m}{2}\left(1 - \frac{(m_a + m_b)^2}{m^2}\right)^{1/2}\left(1 - \frac{(m_a - m_b)^2}{m^2}\right)^{1/2}. \tag{C.3}$$

$|\mathbf{q}|_0$ représente la valeur de $|\mathbf{q}|$ quand $m = m_0$. Les fonctions $X_J(|\mathbf{q}|r)$ décrivent les facteurs de Blatt-Weisskopf avec le paramètre r propre à la résonance. En posant $z = |\mathbf{q}|r$, la fonction Blatt-Weisskopf pour une résonance de spin 1 est donnée par:

$$X_{J=1}(z) \;=\; \sqrt{\frac{1 + z_0^2}{1 + z^2}}, \tag{C.4}$$

où z_0 représente la valeur de z quand $m = m_0$.

C.3 Distribution générique Hypatia

La forme analytique de la fonction Hypatia [84] est donnée par:

$$I(x;\mu,\sigma,l,\zeta,\beta,a,a_2,n,n_2) = \begin{cases} \frac{A}{(B+x-\mu)^n}, & \text{if} \quad \frac{x-\mu}{\sigma} < -a, \\ \frac{C}{(D+x-\mu)^{n_2}}, & \text{if} \quad \frac{x-\mu}{\sigma} > a_2, \\ ((x-\mu)^2+\delta^2)^{\frac{1}{2}l-\frac{1}{4}} \exp^{\beta(x-\mu)} K_{l-1/2}(\alpha\sqrt{(x-\mu)^2+\delta^2}) & \text{else} \end{cases}$$

où $K_i(z)$ est la fonction modifiée de Bessel du second type, $\delta \equiv \sigma\sqrt{\frac{\zeta K_l(\zeta)}{K_{l-1}(\zeta)}}$, $\alpha \equiv \frac{1}{\sigma}\sqrt{\frac{\zeta K_{l+1}(\zeta)}{K_l(\zeta)}}$ et A, B, C, D sont obtenus en imposant la continuité et la dérivabilité.

Appendice D

Matrices de corrélations des ajustements

Cet appendice présente les différentes matrices de corrélations entre les paramètres libres des ajustements de cette analyse.

D.1 Matrices de corrélations des ajustements de $m_{4hK^+K^-}$, m_{4h} et $m_{K^+K^-}$ sur les événements simulés

Les Tableaux D.1 à D.3 montrent les matrices de corrélations obtenues lors de l'ajustement du méson B_s^0 sur les données simulées pour les modes $4h$ (Sec. 3.5.1). De même, les Tableaux D.4 à D.6 et les Tableaux D.7 à D.9 montrent, respectivement, les matrices de corrélations obtenues lors de l'ajustement du méson η_c et J/ψ sur les données simulées pour les modes $4h$ (Sec. 3.5.2).

Table D.1: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le méson B_s^0 à partir des événements $B_s^0 \to \eta_c(2K2\pi)\phi$.

	a_2	μ	σ	l	n	n_2
a	+0.24	−0.30	+0.42	+0.32	−0.96	−0.19
a_2		−0.09	+0.62	+0.61	−0.25	−0.95
μ			−0.25	−0.21	+0.27	+0.06
σ				+0.93	−0.43	−0.48
l					−0.34	−0.46
n						+0.19

Table D.2: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le méson B_s^0 à partir des événements $B_s^0 \to \eta_c(4\pi)\phi$.

	a_2	μ	σ	l	n	n_2
a	-0.00	-0.25	$+0.14$	-0.07	-0.93	-0.01
a_2		-0.04	$+0.28$	$+0.31$	-0.02	-0.87
μ			-0.26	-0.17	$+0.22$	-0.01
σ				$+0.81$	-0.17	-0.02
l					-0.03	-0.00
n						$+0.00$

Table D.3: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le méson B_s^0 à partir des événements $B_s^0 \to \eta_c(4K)\phi$.

	a_2	μ	σ	l	n	n_2
a	-0.02	-0.03	$+0.31$	$+0.37$	-0.61	$+0.11$
a_2		-0.02	-0.10	-0.06	-0.00	-0.79
μ			-0.02	-0.02	$+0.01$	$+0.02$
σ				$+0.79$	$+0.05$	$+0.29$
l					$+0.07$	$+0.29$
n						$+0.02$

Table D.4: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le méson η_c à partir des événements $B_s^0 \to \eta_c(2K2\pi)\phi$.

	a	a_2	l	n	n_2
m_0	-0.45	$+0.31$	$+0.11$	$+0.43$	-0.32
a		$+0.24$	-0.66	-0.93	-0.16
a_2			-0.44	-0.12	-0.98
l				$+0.43$	$+0.35$
n					$+0.07$

Table D.5: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le méson η_c à partir des événements $B_s^0 \to \eta_c(4\pi)\phi$.

	a	a_2	l	n	n_2
m_0	-0.54	$+0.36$	$+0.06$	$+0.45$	-0.27
a		-0.10	-0.37	-0.92	$+0.06$
a_2			$+0.03$	$+0.09$	-0.92
l				$+0.14$	$+0.07$
n					-0.07

Table D.6: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le méson η_c à partir des événements $B_s^0 \to \eta_c(4K)\phi$.

	a	a_2	l	n	n_2
m_0	-0.48	$+0.09$	$+0.21$	-0.49	-0.22
a		$+0.47$	-0.74	$+0.87$	-0.19
a_2			-0.66	$+0.20$	-0.91
l				-0.36	$+0.31$
n					-0.05

Table D.7: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le méson J/ψ à partir des événements $B_s^0 \to \eta_c(2K2\pi)\phi$.

	a_2	μ	σ	l	n	n_2
a	-0.18	-0.02	-0.33	-0.36	-0.85	$+0.15$
a_2		$+0.03$	$+0.55$	$+0.53$	$+0.10$	-0.96
μ			-0.06	-0.05	-0.02	-0.03
σ				$+0.95$	$+0.18$	-0.45
l					$+0.17$	-0.43
n						-0.08

Table D.8: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le méson J/ψ à partir des événements $B_s^0 \to \eta_c(4\pi)\phi$.

	a_2	μ	σ	l	n	n_2
a	-0.02	-0.26	$+0.10$	-0.16	-0.91	-0.03
a_2		$+0.01$	-0.15	-0.08	$+0.02$	-0.79
μ			-0.27	-0.15	$+0.20$	-0.05
σ				$+0.73$	-0.13	$+0.34$
l					$+0.02$	$+0.36$
n						-0.01

Table D.9: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le méson J/ψ à partir des événements $B_s^0 \to \eta_c(4K)\phi$.

	a_2	μ	σ	l	n	n_2
a	$+0.01$	-0.00	-0.00	-0.05	-0.91	-0.00
a_2		$+0.01$	-0.00	-0.07	$+0.00$	$+0.02$
μ			-0.00	-0.01	-0.01	$+0.00$
σ				$+0.02$	$+0.00$	$+0.00$
l					-0.00	$+0.00$
n						-0.00

D.2 Matrices de corrélations individuels des ajustements 2D de ($m_{4hK^+K^-} \times m_{K^+K^-}$) sur les données

Les Tableaux D.10 à D.12 montrent les matrices de corrélations obtenues lors de l'ajustement 2D des masses invariantes ($m_{4hK^+K^-} \times m_{K^+K^-}$) sur les données réelles (Sec. 3.6.1).

Table D.10: Matrice de corrélation de l'ajustement 2D de ($m_{2K2\pi K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$).

	σ^{ϕ}	$\kappa(2K2\pi)_{\text{comb.},KK}$	$\kappa_{\text{comb.},\phi}$	$\kappa_{B,KK}$	$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$	μ_{B^0}	$\mu_{B_s^0}$	N_{B^0KK}	$N_{B^0\phi}$	$N_{B_s^0KK}$	$N_{B_s^0\phi}$	$N_{\text{comb.}KK}$	$N_{\text{comb.}\phi}$	$\sigma_{B_s^0}$
μ_{ϕ}	+0.08	+0.02	−0.02	−0.05	−0.05	+0.00	−0.00	−0.00	+0.01	−0.02	+0.02	−0.00	−0.00	+0.01
σ_{ϕ}		−0.01	+0.01	+0.01	−0.00	+0.00	−0.00	−0.01	+0.01	−0.08	+0.05	−0.09	+0.08	+0.01
$\kappa(2K2\pi)_{\text{comb.},KK}$			−0.35	−0.00	−0.01	−0.06	−0.01	+0.12	−0.04	−0.16	+0.04	+0.04	−0.01	−0.04
$\kappa_{\text{comb.},\phi}$				+0.01	+0.01	−0.06	−0.06	−0.04	+0.03	+0.05	−0.25	−0.03	+0.22	−0.24
$\kappa_{B,KK}$					−0.41	−0.14	−0.00	−0.22	+0.09	+0.04	−0.05	+0.12	−0.02	−0.03
$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$						+0.09	+0.00	+0.08	−0.03	−0.02	+0.01	−0.00	−0.02	+0.01
μ_{B^0}							+0.02	+0.06	−0.04	+0.00	+0.03	−0.05	+0.00	+0.09
$\mu_{B_s^0}$								−0.01	+0.01	−0.04	+0.00	+0.03	−0.01	−0.04
N_{B^0KK}									−0.40	+0.10	−0.01	−0.49	+0.17	+0.03
$N_{B^0\phi}$										−0.03	+0.13	+0.19	−0.52	+0.14
$N_{B_s^0KK}$											−0.32	−0.32	+0.09	+0.10
$N_{B_s^0\phi}$												+0.05	−0.37	+0.33
$N_{\text{comb.}KK}$													−0.35	−0.09
$N_{\text{comb.}\phi}$														−0.35

Table D.11: Matrice de corrélation de l'ajustement 2D de ($m_{4\pi K^+K^-} \times m_{K^+K^-}$).

	σ_ϕ	$\kappa(4\pi)_{\text{comb.},KK}$	$\kappa_{\text{comb.},\phi}$	$\kappa_{B,KK}$	$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$	μ_{B^0}	$\mu_{B_s^0}$	N_{B^0KK}	$N_{B^0\phi}$	$N_{B_s^0KK}$	$N_{B_s^0\phi}$	$N_{\text{comb.}KK}$	$N_{\text{comb.}\phi}$	$\sigma_{B_s^0}$
μ_ϕ	+0.09	+0.00	−0.01	−0.05	−0.05	−0.00	+0.00	−0.01	+0.01	−0.01	+0.01	−0.01	+0.01	+0.00
σ_ϕ		+0.01	+0.03	+0.02	+0.02	−0.00	−0.00	−0.02	+0.02	−0.13	+0.10	−0.12	+0.12	+0.00
$\kappa(4\pi)_{\text{comb.},KK}$			−0.40	+0.05	−0.04	−0.06	−0.05	+0.05	+0.04	−0.27	+0.11	+0.11	−0.09	−0.03
$\kappa_{\text{comb.},\phi}$				−0.01	+0.02	−0.00	−0.02	−0.01	−0.22	+0.10	−0.39	−0.10	+0.47	−0.31
$\kappa_{B,KK}$					−0.42	−0.08	−0.00	+0.11	−0.03	−0.04	+0.02	−0.04	+0.00	+0.00
$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$						+0.06	−0.00	−0.07	+0.01	+0.04	−0.02	−0.01	+0.03	+0.00
μ_{B^0}							+0.03	+0.01	−0.14	−0.00	−0.06	−0.00	+0.12	−0.13
$\mu_{B_s^0}$								+0.01	+0.00	+0.02	−0.03	−0.01	+0.02	−0.02
N_{B^0KK}									−0.37	+0.13	+0.00	−0.51	+0.15	+0.11
$N_{B^0\phi}$										−0.05	+0.17	+0.18	−0.53	+0.17
$N_{B_s^0KK}$											−0.35	−0.34	+0.10	+0.14
$N_{B_s^0\phi}$												+0.05	−0.37	+0.29
$N_{\text{comb.}KK}$													−0.35	−0.14
$N_{\text{comb.}\phi}$														−0.32

Table D.12: Matrice de corrélation de l'ajustement 2D de ($m_{6K} \times m_{K^+K^-}$).

	σ_ϕ	$\kappa(4K)_{\text{comb.},KK}$	$\kappa_{\text{comb.},\phi}$	$\kappa_{B,KK}$	$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$	μ_{B^0}	$\mu_{B_s^0}$	N_{B^0KK}	$N_{B^0\phi}$	$N_{B_s^0KK}$	$N_{B_s^0\phi}$	$N_{\text{comb.}KK}$	$N_{\text{comb.}\phi}$	$\sigma_{B_s^0}$
μ_ϕ	-0.00	-0.04	-0.01	$+0.04$	$+0.04$	-0.00	$+0.00$	-0.00	-0.00	-0.04	-0.01	-0.03	-0.00	-0.00
σ_ϕ		$+0.00$	$+0.00$	-0.00	-0.00	$+0.00$	-0.00	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$
$\kappa(4K)_{\text{comb.},KK}$			$+0.18$	-1.00	-0.99	$+0.03$	-0.01	$+0.00$	$+0.00$	$+0.99$	$+0.29$	$+0.75$	$+0.02$	$+0.00$
$\kappa_{\text{comb.},\phi}$				-0.18	-0.18	$+0.01$	-0.00	$+0.00$	$+0.00$	$+0.18$	$+0.05$	$+0.13$	$+0.00$	$+0.00$
$\kappa_{B,KK}$					$+1.00$	-0.03	$+0.01$	-0.00	-0.00	-1.00	-0.29	-0.75	-0.02	-0.00
$\kappa(KK)_{\text{comb.},KK}$						-0.03	$+0.01$	-0.00	-0.00	-0.99	-0.29	-0.75	-0.02	-0.00
μ_{B^0}							-0.00	$+0.00$	$+0.00$	$+0.03$	$+0.01$	$+0.02$	$+0.00$	$+0.00$
$\mu_{B_s^0}$								-0.00	-0.00	-0.01	-0.00	-0.01	-0.00	-0.00
N_{B^0KK}									$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$
$N_{B^0\phi}$										$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$	$+0.00$
$N_{B_s^0KK}$											$+0.29$	$+0.75$	$+0.02$	$+0.00$
$N_{B_s^0\phi}$												$+0.22$	$+0.01$	$+0.00$
$N_{\text{comb.}KK}$													$+0.02$	$+0.00$
$N_{\text{comb.}\phi}$														$+0.00$

D.3 Matrice de corrélation de l'ajustement simultané en amplitude de $m_{p\bar{p}}$, $m_{2K2\pi}$, $m_{4\pi}$ et m_{4K}

Le Tableau D.13 montre la matrice de corrélation obtenue lors de l'ajustement simultané en amplitude de $m_{p\bar{p}}$, $m_{2K2\pi}$, $m_{4\pi}$ et m_{4K} sur les données réelles (Sec. 3.6.2).

Table D.13: Matrice de corrélation de l'ajustement simultanée en amplitude de $m_{p\bar{p}}$, $m_{2K2\pi}$, $m_{4\pi}$ et m_{4K}.

	$\kappa_{\mathrm{S}}^{2K2\pi}$	κ_{S}^{4K}	$\kappa_{\mathrm{S}}^{4\pi}$	$\kappa_{\mathrm{NR}}^{2K2\pi}$	$\kappa_{\mathrm{NR}}^{4K}$	$\kappa_{\mathrm{NR}}^{4\pi}$	$f_{\mathrm{S}}^{2K2\pi}$	f_{S}^{4K}	$f_{\mathrm{S}}^{4\pi}$	$f_{\mathrm{NR}}^{2K2\pi}$	f_{NR}^{4K}	$f_{\mathrm{NR}}^{4\pi}$	m_{η_c}	$m_{J/\psi}$	$\Delta\phi_{2K2\pi}$	$\Delta\phi_{4K}$	$\Delta\phi_{4\pi}$
$\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c\phi)$	+0.22	−0.00	−0.05	−0.19	+0.00	−0.00	+0.55	+0.04	+0.13	−0.40	−0.04	−0.11	−0.02	+0.00	−0.23	+0.28	−0.44
$\kappa_{\mathrm{S}}^{2K2\pi}$		−0.00	−0.01	+0.65	−0.00	−0.00	+0.07	+0.01	+0.02	−0.00	−0.01	−0.02	+0.01	+0.00	−0.02	+0.06	−0.09
κ_{S}^{4K}			−0.01	+0.00	−0.06	−0.00	+0.00	+0.37	+0.02	−0.00	−0.26	−0.01	−0.03	−0.00	+0.01	−0.10	+0.00
$\kappa_{\mathrm{S}}^{4\pi}$				−0.00	−0.01	+0.25	−0.10	+0.09	−0.72	+0.05	−0.05	+0.52	+0.45	−0.04	−0.15	+0.02	+0.09
$\kappa_{\mathrm{NR}}^{2K2\pi}$					+0.00	−0.00	−0.47	−0.01	−0.01	+0.55	+0.01	+0.01	−0.03	+0.00	+0.49	−0.05	+0.08
$\kappa_{\mathrm{NR}}^{4K}$						−0.00	+0.01	−0.21	+0.02	−0.00	+0.04	−0.01	−0.03	−0.00	+0.01	−0.17	−0.00
$\kappa_{\mathrm{NR}}^{4\pi}$							−0.01	+0.01	−0.07	+0.00	−0.00	−0.33	+0.04	−0.00	−0.01	+0.00	+0.03
$f_{\mathrm{S}}^{2K2\pi}$								−0.02	+0.17	−0.82	−0.00	−0.12	−0.18	+0.01	−0.23	+0.14	−0.24
f_{S}^{4K}									−0.12	−0.00	−0.52	+0.07	+0.21	−0.01	−0.08	+0.07	−0.01
$f_{\mathrm{S}}^{4\pi}$										−0.09	+0.06	−0.49	−0.61	+0.01	+0.18	−0.01	+0.05
$f_{\mathrm{NR}}^{2K2\pi}$											+0.01	+0.07	+0.07	−0.02	+0.41	−0.11	+0.18
f_{NR}^{4K}												−0.03	−0.11	−0.02	+0.05	−0.26	+0.01
$f_{\mathrm{NR}}^{4\pi}$													+0.34	−0.02	−0.09	−0.01	+0.28
m_{η_c}														−0.01	−0.35	+0.07	+0.02
$m_{J/\psi}$															+0.01	+0.01	−0.01
$\Delta\phi_{2K2\pi}$																−0.09	+0.10
$\Delta\phi_{4K}$																	−0.12

Bibliographie

[1] A. D. Sakharov, Violation of cp-invariance-c-asymmetry and baryon asymmetry of the universe (reprinted from zhetf, pisma v redaktsiyu, vol 5, pg 32-35, 1967), Uspekhi Fizicheskikh Nauk **161** (1991), no. 5 61.

[2] A. G. Cohen and D. B. Kaplan, Thermodynamic generation of the baryon asymmetry, Physics Letters B **199** (1987), no. 2 251.

[3] CKMfitter Group, J. Charles et al., Predictions of selected flavor observables within the standard model, Physical Review D **84** (2011), no. 3 033005.

[4] LHCb, R. Aaij et al., Precision measurement of CP violation in $B_s^0 \to J/\psi K^+K^-$ decays, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 041801, `arXiv:1411.3104`.

[5] LHCb collaboration, Framework TDR for the LHCb Upgrade: Technical Design Report, CERN-LHCC-2012-007. LHCb-TDR-012.

[6] G. Apollinari, O. Brüning, T. Nakamoto, and L. Rossi, High Luminosity Large Hadron Collider HL-LHC, arXiv:1705. 08830 (2017).

[7] LHCb Collaboration, R. Aaij et al., Expression of Interest for a Phase-II LHCb Upgrade: Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era, Tech. Rep. CERN-LHCC-2017-003, CERN, Geneva, Feb, 2017.

[8] LHCb collaboration, R. Aaij et al., Observation of the decay $B_s^0 \to \eta_c\phi$ and evidence for $B_s^0 \to \eta_c\pi^+\pi^-$, `arXiv:1702.08048` LHCb-PAPER-2016-056, CERN-EP-2017-026, `arXiv:1702.08048`, submitted to JHEP.

[9] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, Quantum field theory, The Advanced Book Program, Perseus Books Reading, Massachusetts (1995).

[10] T.-P. Cheng, L.-F. Li, and T.-P. Cheng, Gauge theory of elementary particle physics, Clarendon press Oxford, 1984.

[11] D. Griffiths, Introduction to elementary particles, John Wiley & Sons, 2008.

[12] M. Kobayashi and T. Maskawa, CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.

[13] L. L. Foldy and S. A. Wouthuysen, On the dirac theory of spin 1/2 particles and its non-relativistic limit, Physical Review **78** (1950), no. 1 29.

[14] LHCb collaboration, R. Aaij et al., Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 222002, arXiv:1404.1903.

[15] LHCb Collaboration, R. Aaij et al., Observation of $J/\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$ decays, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 072001.

[16] P. W. Higgs, Broken symmetries and the masses of gauge bosons, Physical Review Letters **13** (1964), no. 16 508.

[17] F. Englert and R. Brout, Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, Physical Review Letters **13** (1964), no. 9 321.

[18] C. S. Wu et al., Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.

[19] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, Evidence for the 2 pi Decay of the k(2)0 Meson, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.

[20] BaBar Collaboration, B. Aubert et al., Observation of CP violation in the B^0 meson system, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091801, arXiv:hep-ex/0107013.

[21] Belle Collaboration, K. Abe et al., Observation of large CP violation in the neutral B meson system, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091802, arXiv:hep-ex/0107061.

[22] L. Wolfenstein, Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.

[23] CKMfitter Group, J. Charles et al., CP violation and the CKM matrix: Assessing the impact of the asymmetric B factories, Eur. Phys. J. **C41** (2005) 1, arXiv:hep-ph/0406184.

[24] T.-D. Lee, R. Oehme, and C.-N. Yang, Remarks on possible noninvariance under time reversal and charge conjugation, Physical Review **106** (1957), no. 2 340.

[25] M. Artuso, G. Borissov, and A. Lenz, CP violation in the B_s^0 system, Reviews of Modern Physics **88** (2016), no. 4 045002.

[26] L. Fernandez, Exclusive Trigger Selections and Sensitivity to the B s –B s Mixing Phase at LHCb, Institut de Physique de l'Energie et des Particules Laboratoire de Physique des Hautes Energies **Thèse** (2006).

[27] K. De Bruyn and R. Fleischer, A roadmap to control penguin effects in $B_d^0 \to J/\psi K_s^0$ and $B_s^0 \to J/\psi\phi$, Journal of High Energy Physics **2015** (2015), no. 3 145.

[28] LHCb collaboration, R. Aaij et al., Measurement of *CP* violation parameters and polarisation fractions in $B^0_s \to J/\psi \overline{K}^{*0}$ decays, JHEP **11** (2015) 082 LHCb-PAPER-2015-034, CERN-PH-EP-2015-224, arXiv:1509.00400.

[29] M. Calvi, O. Leroy, and M. Musy, Flavour Tagging Algorithms and Performances in LHCb, Tech. Rep. LHCb-2007-058. CERN-LHCb-2007-058, CERN, Geneva, May, 2007.

[30] LHCb, R. Aaij et al., Measurement of the *CP*-violating phase ϕ_s in $\bar{B}^0_s \to J/\psi\pi^+\pi^-$ decays, Phys. Lett. **B736** (2014) 186, arXiv:1405.4140.

[31] LHCb, R. Aaij et al., Measurement of the CP-violating phase ϕ_s in $\bar{B}^0_s \to D^+_s D^-_s$ decays, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 211801, arXiv:1409.4619.

[32] HFLAV, Y. Amhis et al., Averages of b-hadron, c-hadron, and τ-lepton properties as of summer 2016, .

[33] CDF, T. Aaltonen et al., Measurement of the bottom-strange meson mixing phase in the full CDF data set, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 171802, arXiv:1208.2967.

[34] D0 collaboration, V. M. Abazov et al., Measurement of the *CP*-violating phase $\phi_s^{J/\psi\phi}$ using the flavor-tagged decay $B^0_s \to J/\psi\phi$ in 8 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions, Phys. Rev. **D85** (2012) 032006, arXiv:1109.3166.

[35] ATLAS, G. Aad et al., Flavour tagged time dependent angular analysis of the $B_s \to J/\psi\phi$ decay and extraction of $\Delta\Gamma$ and the weak phase ϕ_s in ATLAS, Phys. Rev. **D90** (2014) 052007, arXiv:1407.1796.

[36] ATLAS collaboration, G. Aad et al., Measurement of the CP-violating phase ϕ_s and the B^0_s meson decay width difference with $B^0_s \to J/\psi\phi$ decays in ATLAS, arXiv:1601.03297.

[37] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., Measurement of the CP-violating weak phase ϕ_s and the decay width difference $\Delta\Gamma_s$ using the $\mathrm{B}^0_s \to J/\psi\phi(1020)$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, Phys. Lett. **B757** (2016) 97, arXiv:1507.07527.

[38] LHCb, R. Aaij et al., First study of the *CP*-violating phase and decay-width difference in $B^0_s \to \psi(2S)\phi$ decays, Phys. Lett. **B762** (2016) 253, arXiv:1608.04855.

[39] LHCb collaboration, R. Aaij et al., Resonances and *CP*-violation in $\overline{B}^0_s$ and $B^0_s \to J/\psi K^+K^-$ decays in the mass region above the $\phi(1020)$, arXiv:1704.08217 LHCb-PAPER-2017-008, CERN-EP-2017-062, arXiv:1704.08217, submitted to JHEP.

[40] Particle Data Group, K. A. Olive et al., Review of particle physics, Chin. Phys. **C38** (2014) 090001.

[41] LHCb collaboration, A. A. Alves Jr. et al., The LHCb detector at the LHC, JINST **3** (2008) S08005.

[42] L. Evans and P. Bryant, Lhc machine, Journal of Instrumentation **3** (2008), no. 08 S08001.

[43] W. Herr and B. Muratori, Concept of luminosity, Proceedings CAS2003, 6-002 p. 361. (2003).

[44] LHCb collaboration, R. Aaij et al., Measurement of $\sigma(pp \to b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region, Phys. Lett. **B694** (2010) 209, arXiv:1009.2731.

[45] LHCb collaboration, R. Aaij et al., Inclusive W and Z production in the forward region at $\sqrt{s} = 7$ TeV, JHEP **06** (2012) 058, arXiv:1204.1620.

[46] LHCb collaboration, R. Aaij et al., Measurement of the inelastic pp cross-section at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV, JHEP **02** (2014) 029, arXiv:1412.2500.

[47] LHCb collaboration, R. Aaij et al., Study of J/ψ production and cold nuclear matter effects in pPb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5$ TeV, JHEP **02** (2014) 072, arXiv:1308.6729.

[48] LHCb collaboration, R. Aaij et al., LHCb detector performance, Int. J. Mod. Phys. **A30** (2015) 1530022, arXiv:1412.6352.

[49] LHCb collaboration, LHCb VELO (VErtex LOcator): Technical Design Report, CERN-LHCC-2001-011. LHCb-TDR-005.

[50] LHCb collaboration, LHCb inner tracker: Technical Design Report, CERN-LHCC-2002-029. LHCb-TDR-008.

[51] LHCb collaboration, LHCb outer tracker: Technical Design Report, CERN-LHCC-2001-024. LHCb-TDR-006.

[52] LHCb collaboration, LHCb magnet: Technical Design Report, CERN-LHCC-2000-007. LHCb-TDR-001.

[53] LHCb collaboration, LHCb muon system: Technical Design Report, CERN-LHCC-2001-010. LHCb-TDR-004.

[54] LHCb collaboration, LHCb Trigger and Online Technical Design Report, CERN-LHCC-2014-016. LHCb-TDR-016.

[55] G. Barrand et al., Gaudi—a software architecture and framework for building hep data processing applications, Computer Physics Communications **140** (2001), no. 1-2 45.

[56] I. Belyaev et al., Handling of the generation of primary events in Gauss, the LHCb simulation framework, J. Phys. Conf. Ser. **331** (2011) 032047.

[57] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP **05** (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.

[58] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, A brief introduction to PYTHIA 8.1, Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852, arXiv:0710.3820.

[59] P. Golonka and Z. Was, PHOTOS Monte Carlo: A precision tool for QED corrections in Z and W decays, Eur. Phys. J. **C45** (2006) 97, arXiv:hep-ph/0506026.

[60] D. J. Lange, The EvtGen particle decay simulation package, Nucl. Instrum. Meth. **A462** (2001) 152.

[61] LHCb Collaboration, I. Belyaev et al., Handling of the generation of primary events in Gauss, the LHCb simulation framework, J. Phys. Conf. Ser. **331** (2011) 032047.

[62] Geant4 collaboration, S. Agostinelli et al., Geant4: A simulation toolkit, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.

[63] I. Belyaev et al., Simulation application for the LHCb experiment, eConf **C0303241** (2003) TUMT003, arXiv:physics/0306035.

[64] Geant4 collaboration, J. Allison et al., Geant4 developments and applications, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53** (2006) 270.

[65] LHCb Collaboration, The boole project, URL: http://lhcb-release-area. web. cern. ch/LHCb-release-area/DOC/boole (2015).

[66] LHCb Collaboration, The brunel project, URL: http://lhcb-release-area. web. cern. ch/LHCb-release-area/DOC/brunel (2015).

[67] LHCb Collaboration, The davinci project, URL: http://lhcb-release-area. web. cern. ch/LHCb-release-area/DOC/davinci (2015).

[68] W. Verkerke, D. Kirkby et al., The RooFit toolkit for data modeling, Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology, edited by L. Lyons and MK Ünel (2003) 186.

[69] F. James and M. Roos, Minuit-a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations, Computer Physics Communications **10** (1975), no. 6 343.

[70] J. Mościcki et al., Ganga: a tool for computational-task management and easy access to grid resources, Computer Physics Communications **180** (2009), no. 11 2303.

[71] A. Tsaregorodtsev et al., Dirac: a community grid solution, in Journal of Physics: Conference Series, vol. 119, p. 062048, IOP Publishing, 2008.

[72] L. Anderlini et al., The PIDCalib package, Tech. Rep. LHCb-PUB-2016-021. CERN-LHCb-PUB-2016-021, CERN, Geneva, Jul, 2016.

[73] A. Hocker et al., TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis, PoS **ACAT** (2007) 040, arXiv:physics/0703039.

[74] L. Breiman, J. H. Friedman, R. A. Olshen, and C. J. Stone, Classification and regression trees, Wadsworth international group, Belmont, California, USA, 1984.

[75] M. Pivk and F. R. Le Diberder, sPlot: A statistical tool to unfold data distributions, Nucl. Instrum. Meth. **A555** (2005) 356, arXiv:physics/0402083.

[76] Y. Xie, sFit: a method for background subtraction in maximum likelihood fit, arXiv:0905.0724.

[77] LHCb collaboration, R. Aaij et al., Measurement of CP violation and the B_s^0 meson decay width difference with $B_s^0 \to J/\psi K^+K^-$ and $B_s^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-$ decays, Phys. Rev. **D87** (2013) 112010, arXiv:1304.2600.

[78] Particle Data Group, J. Beringer et al., Review of particle physics, Phys. Rev. **D86** (2012) 010001, and 2013 partial update for the 2014 edition.

[79] R. Barlow, Asymmetric systematic errors, arXiv:physics/0306138.

[80] H.-W. Ke and X.-Q. Li, Determining the effective wilson coefficient a_2 in terms of $\mathcal{B}(\mathrm{B_s^0} \to \eta_\mathrm{c}\phi)$ and evaluating $\mathcal{B}(\mathrm{B_s^0} \to \eta_\mathrm{c}\mathrm{f_0}(980))$, arXiv preprint arXiv:1706. 04016 (2017).

[81] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa, and V. Riquer, Diquark-antidiquark states with hidden or open charm and the nature of x (3872), Physical Review D **71** (2005), no. 1 014028.

[82] P. del Amo Sanchez et al., Dalitz plot analysis, Physical Review D **83** (2011), no. 5 052001.

[83] T. Skwarnicki, A study of the radiative cascade transitions between the Upsilon-prime and Upsilon resonances, PhD thesis, Institute of Nuclear Physics, Krakow, 1986, DESY-F31-86-02.

[84] D. Martinez Santos and F. Dupertuis, Mass distributions marginalized over per-event errors, Nucl. Instrum. Meth. **A764** (2014) 150, arXiv:1312.5000.

Résumé : L'interférence entre la désintégration du méson B_s^0 vers un état final propre de CP, directement ou via le mélange $B_s^0 - \overline{B}_s^0$, donne lieu à une phase violant CP mesurable ϕ_s, dont la valeur dans le Modèle Standard est $\phi_s^{MS} = (-0.0370 \pm 0.0006)$ rad. Cependant, des contributions de Nouvelle Physique peuvent intervenir dans ce processus et modifier la valeur de ϕ_s. À l'heure actuelle, la mesure la plus précise de ϕ_s est donnée par l'expérience LHCb et la valeur moyenne mondiale est $\phi_s^{\text{exp}} = (-0.021 \pm 0.032)$ rad, dominée par l'incertitude statistique.

Dans ce contexte, l'étude de la désintégration $B_s^0 \to \eta_c \phi$ est effectuée en utilisant les données de collisions pp correspondant à une luminosité intégrée de $3.0\,\text{fb}^{-1}$, collectées avec le détecteur LHCb avec le Run 1 du LHC. La première observation de la désintégration $B_s^0 \to \eta_c \phi$ est obtenue, avec le méson η_c reconstruit dans les quatres modes de désintégration $p\bar{p}$, $K^+K^-\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ et $K^+K^-K^+K^-$ et $\phi(1020)$ reconstruit dans le mode K^+K^-. La désintégration $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ est utilisée comme canal de normalisation. Le rapport de branchement mesuré est $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c \phi) = (5.01 \pm 0.53 \pm 0.27 \pm 0.63) \times 10^{-4}$, où la première incertitude est statistique, la seconde est systématique et la troisième incertitude est due à la connaissance limitée des rapports d'embranchement externes.

Mots-clés : méson B_s^0, mesure d'un rapport de branchement, LHCb, résonance $c\bar{c}$, LHC, CERN, physique des saveurs, matrice CKM, violation de CP.

Abstract : The interference between B_s^0 meson decay amplitudes to CP final state directly or via mixing gives rise to a measurable CP-violating phase ϕ_s, which is predicted to be $\phi_s^{SM} = (-0.0370 \pm 0.0006)$ rad in the Standard Model. However, such process may receive contributions from New Physics and change the value of ϕ_s. At present, the most precise measurement of ϕ_s is given by the LHCb experiment and the world average is $\phi_s^{\text{exp}} = (-0.021 \pm 0.032)$ rad, with uncertainty still dominated by the statistics.

In this context, a study of $B_s^0 \to \eta_c \phi$ decays is performed using pp collision data corresponding to an integrated luminosity of $3.0\,\text{fb}^{-1}$, collected with the LHCb detector during the Run 1 of the LHC. The observation of the decay $B_s^0 \to \eta_c \phi$ is reported, where the η_c meson is reconstructed in the $p\bar{p}$, $K^+K^-\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ and $K^+K^-K^+K^-$ decay modes and the $\phi(1020)$ in the K^+K^- decay mode. The decay $B_s^0 \to J/\psi\,\phi$ is used as a normalisation channel. The measured branching fraction is $\mathcal{B}(B_s^0 \to \eta_c \phi) = (5.01 \pm 0.53 \pm 0.27 \pm 0.63) \times 10^{-4}$, where the first uncertainty is statistical, the second systematic and the third uncertainty is due to the limited knowledge of the external branching fractions.

Key words : B_s^0 meson, branching ration measurement, LHCb, $c\bar{c}$ resonance, LHC, CERN, flavor physics, CKM matrix, CP violation.